621.3(07.8)
Т38

ТЕХНІКА І ЕЛЕКТРОФІЗИКА ВИСОКИХ НАПРУГ

Харків НТУ «ХПІ»
ТОВ «Торнадо»
Київ НТУУ «КПІ»
2005

621.3(075.8)
Т38

Міністерство освіти і науки України
Національний технічний університет «ХПІ»

ТЕХНІКА І ЕЛЕКТРОФІЗИКА ВИСОКИХ НАПРУГ

Навчальний посібник

За ред. В. О. Бржезицького, В. М. Михайлова

Рекомендовано
Міністерством освіти і науки України як навчальний посібник
для студентів електротехнічних спеціальностей
вищих навчальних закладів

КНИГОСХОВИЩЕ
ПЕРЕВІРЕНО
2012

НТБ ВНТУ
478645
621.3(075.8) Т38 2005
Техніка і електрофізика високих напруг

Харків НТУ «ХПІ»
ТОВ «Торнадо»
Київ НТУУ «КПІ»
2005

621.3.022.3(075.8)
ББК 31.24
Б87 Т38

Рецензенти:
А. Г. Сосков, д-р техн. наук, проф.
Харківська державна академія міського господарства;
В. Б. Юферов, д-р техн. наук, с.н.с.
ННЦ «ХФТІ»

Гриф присвоєний Міністерством освіти і науки України,
лист № 14/18.2-1022 від 12.06.2003 р.

Бржезицький В. О., Ісакова А. В., Рудаков В. В. та ін.
Б87 Техніка і електрофізика високих напруг: Навч. посібник / За ред. В. О. Бржезицького та В. М. Михайлова. — Харків: НТУ «ХПІ» — Торнадо, 2005. — 930 с.
ISBN 966-635-561-2.

Розглянуто фізику електричних розрядів у різних видах діелектриків, високовольтні ізоляційні конструкції, високовольтні випробувальні установки, вимірювання та випробування, електрофізичні технологічні установки, електромагнітну сумісність у техніці високих напруг.

Посібник призначений для студентів електротехнічних та енергетичних спеціальностей вищих навчальних закладів, може бути корисним для наукових працівників, аспірантів.

478645

ББК 31.24

ISBN 966-635-561-2

© Колектив авторів НТУ «ХПІ»
© Колектив авторів НТУУ «КПІ»

НТБ ВНТУ
м.Вінниця

ЗМІСТ

Передмова 5

Вступ 8

Розділ І. ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТЕХНІКИ ВИСОКИХ НАПРУГ

Глава 1. Електрофізичні процеси у діелектриках (*А. В. Ісакова*) 16
Глава 2. Електрофізичні явища в твердій ізоляції при тривалій дії сильних електричних полів (*Б. Г. Набока*) 124
Глава 3. Струм та електромагнітне поле під час зворотного удару блискавки (*В. О. Шостак, В. І. Янішевський*) 186
Глава 4. Заземлювачі електроустановок (*В. І. Гуль*) 232

Розділ ІІ. ВИСОКОВОЛЬТНІ ІЗОЛЯЦІЙНІ КОНСТРУКЦІЇ

Глава 5. Високовольтна ізоляція (*О. С. Ільєнко*) 258
Глава 6. Ізоляція прохідних ізоляторів (*О. Р. Проценко*) 316
Глава 7. Силові електричні конденсатори високої напруги (*В. В. Рудаков*) 355
Глава 8. Ізоляція силових трансформаторів (*О. Р. Проценко*) ... 419
Глава 9. Силові високовольтні електричні кабелі (*А. Г. Гурин*) ... 439

Розділ ІІІ. ВИСОКОВОЛЬТНІ ВИПРОБНІ УСТАНОВКИ (*Б. М. Кондра, В. І. Хоміяч*)

Глава 10. Випробні та спеціалізовані трансформатори 472
Глава 11. Генератори постійної високої напруги 514
Глава 12. Генератори імпульсних напруг 580
Глава 13. Генератори імпульсних струмів (ГІС) 618
Глава 14. Генерування наносекундних імпульсів високої напруги 653

Розділ ІV. ВИМІРЮВАННЯ ВИСОКИХ НАПРУГ

Глава 15. Методи визначення масштабних коефіцієнтів вимірювальних систем масштабних перетворювачів високих напруг на основі порівнянь номінально однакових чи близьких напруг (*В. О. Бржезицький, В. О. Копшин*) 683
Глава 16. Державний еталон одиниць електричної напруги змінного струму та коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги на частоті 50 Гц (*В. О. Бржезицький, В. О. Копшин*) 700

Глава 17. Регулювання розподілення електричного поля в ізоляційній конструкції подільника високої напруги за допомогою профілювання діелектрика (*В. О. Бржезицький*) 723
Глава 18. Характеристики вимірювального кола подільника високої напруги з регульованим розподіленням електричного поля (*В. О. Бржезицький, О. Р. Проценко*) 767
Глава 19. Типи розроблених конструкцій і експериментальні дослідження подільників високої напруги (*В. О. Бржезицький, О. Р. Проценко*) 787

Розділ V. ВИКОРИСТАННЯ ТВН У ТЕХНОЛОГІЯХ
Глава 20. Магнітно-імпульсна обробка металів (*І. В. Білий, Л. Т. Хименко*) 813
Глава 21. КВІД-технологія (*М. І. Бойко*) 829

Розділ VI. ЕЛЕКТРОМАГНІТНА СУМІСНІСТЬ У ТЕХНІЦІ ВИСОКИХ НАПРУГ (*В. І. Кравченко*)
Глава 22. Загальні питання електромагнітної сумісності 864
Глава 23. Електромагнітна сумісність технічних засобів 874
Глава 24. Вихід з ладу ТЗ та методи їх захисту 906

ПЕРЕДМОВА

Пропоноване видання вводить у широке користування порівняно новий термін «техніка і електрофізика високих напруг» (ТЕВН) — назву спеціальності, за якою готуються фахівці, професіонали-електрики, як правило, у найважливіших адміністративно-технічних центрах багатьох країн.

Крім назви сучасної перспективної спеціальності, техніка і електрофізика високих напруг сьогодні — є науково-технічним напрямком, що багато в чому визначає стан найважливіших галузей: електроенергетики, електротехніки і електромеханіки, промислової екології, авіаційно-космічної техніки. Поряд з традиційною технікою високих напруг до ТЕВН в останні роки ввійшли: інженерна електрофізика, ізоляційна і кабельна техніка, електробезпека, різні електротехнологічні установки (електрофільтри, електрофарбувальні, електрокопіювальні, електронно-променеві, лазерні, магнітно-імпульсні, електрогідравлічні пристрої тощо), електромагнітна сумісність одних технічних систем з іншими, з природними явищами і живими організмами.

У галузі електроенергетики до ТЕВН відносяться такі питання: стан і прогнозування високовольтної ізоляції, подовження її ресурсу; аналіз перенапруг і їх обмеження у конкретних об'єктах; розробка і впровадження методів високоточних вимірювань, у тому числі для діагностики ізоляції, обліку електроенергії, визначення її якості, її втрат; обґрунтування методів випробувань електроустаткування в експлуатації і створення випробувальних пристроїв; оцінка стану заземлень і їх коригування; забезпечення грозозахисту; мінімізація дії енергоустановок на довкілля тощо. Отже, ТЕВН є відповідальною в електроенергетиці за питання як підготувати завтра? Через складні обставини перехідного ринкового періоду фахівцям часто ніколи порушувати це питання, не вистачає засобів або кваліфікації. Але те, що сьогодні — «завтра», завтра стає «сьогодні».

У галузі електротехніки до ТЕВН відносяться: розробка і виробництво високоякісних ізоляційних матеріалів, ізоляторів різних типів; ізоляційних систем силових трансформаторів, вимикачів, трансформаторів напруги, струму, іншого високовольтного електроустаткування; виконання випробувань електроустаткуван-

ня при випуску його з виробництва, забезпечення необхідної (досить високої за міжнародними стандартами) точності вимірювань при цьому, створення відповідних випробувальних установок тощо. Оскільки високовольтна ізоляція на 99 % визначає поводження електроустаткування в експлуатації, до спеціальності ТЕВН, таким чином, відносяться питання надійності і стабільності роботи основних видів електроустаткування, що випускається.

У галузі електровимірювань ТЕВН включає систему забезпечення єдності і значного підвищення точності вимірювань високих напруг і великих струмів, параметрів електричних кіл, а також електроенергії при високих напругах.

Останнім часом особливо інтенсивно розвиваються технології застосування ТЕВН у промисловості та сільськогосподарському виробництві, при обробці і кондиціюванні харчових продуктів, у медицині тощо.

Як же окреслюється предмет ТЕВН у цілому? Загальноприйнято, що до високих належать напруги, які перевищують 1000 вольт. Більш загальне визначення пов'язує ТЕВН із використанням сильних електричних і магнітних полів, при цьому сама напруга може бути нижче вищевказаної межі. Як правило, характерною рисою ТЕВН є складна, нелінійна «поведінка» матеріалів при впливі сильних електричних і магнітних полів, яка може бути пояснена тільки із застосуванням електрофізики. Звідси обґрунтування терміну «техніка і електрофізика високих напруг» і його зростаюче використання.

У пропонованому виданні поєднані частини напрацювань в основному двох фахових шкіл з техніки і електрофізики високих напруг — Національного технічного університету України «Київський політехнічний інститут» (автори: В. О. Бржезицький, О. С. Ільєнко, Б. М. Кондра, О. Р. Проценко, В. І. Хоміній, В. О. Шостак) та Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут» (автори: І. В. Білий, М. І. Бойко, В. І. Гуль, А. Г. Гурін, А. В. Ісакова, В. І. Кравченко, В. М. Михайлов, Б. Г. Набока, В. В. Рудаков, Л. Т. Хименко). До авторів видання також увійшли: В. І. Янішевський (Торонтський університет, Канада) та В. В. Копшин (Держстандарт України, м. Київ).

Обсяг навчального посібника дозволив внести до нього як систематизовані викладацькі напрацювання, так і оригінальні науково-технічні розробки. Тому пропоноване видання буде корисним як для студентів, аспірантів, так і для фахівців електротехнічного та електроенергетичного напрямків, а також інших галузей, де використовуються методи техніки і електрофізики високих напруг.

У вступі коротко охарактеризовано розвиток техніки і електрофізики високих напруг в НТУУ «КПІ» та НТУ «ХПІ». В першому розділі систематизовані електрофізичні основи техніки високих напруг та викладені оригінальні наробки з сильних електромагнітних полів. У другому розділі, який має більш прикладний характер, розглянуті з урахуванням останніх досягнень різні типи конструкцій високовольтної ізоляції як основи техніки високих напруг. Третій розділ присвячено випробувальним установкам високих напруг та великих струмів — основи випробувань у ТЕВН. У четвертому розділі викладене комплексне вирішення проблеми високоточного вимірювання високої напруги як визначальної величини в ТЕВН — від розробки методів до засобів вимірювання (в тому числі еталонів). Оскільки якість більшості пристроїв ТЕВН визначається регулюванням розподілу електричного поля, теоретичне і практичне розв'язання цього питання викладене на прикладі прецизійних подільників напруги. П'ятий розділ уводить читачів у коло новітніх технологічних застосувань ТЕВН — від силової безвідходної деформації металів до безконтактної обробки харчових продуктів за допомогою сильних імпульсних магнітних та електричних полів. Заключний, шостий, розділ присвячено розгляду новітнього напрямку розвитку ТЕВН — електромагнітній сумісності.

До видання не увійшли деякі актуальні питання перенапруг та інші, які традиційно висвітлюються у відомих навчальних посібниках з ТЕВН. Пропоноване видання доповнює їх та служить кроком до методології розвитку інших напрямків ТЕВН.

Авторський колектив висловлює вдячність ректору НТУ «ХПІ» професору Л. Л. Товажнянському, під патронажем і за фінансової підтримки якого вийшла у світ ця книга. Ми також вдячні декану факультету електроенергетики та автоматики НТУУ «КПІ» професору О. С. Яндульському та рецензентам докторам технічних наук А. Г. Соскову і В. Б. Юферову за підтримку видання.

З повагою редактори видання «Техніка і електрофізика високих напруг»:

професор, доктор технічних наук,
зав. кафедри техніки і електрофізики високих напруг
НТУУ «Київський політехнічний інститут»
В. О. БРЖЕЗИЦЬКИЙ;

професор, доктор технічних наук,
зав. кафедри інженерної електрофізики
НТУ «Харківський політехнічний інститут»
В. М. МИХАЙЛОВ.

ВСТУП

Кафедра техніки високих напруг у Київському політехнічному інституті (КПІ) була створена у 1954 р. Її перший завідувач д. т. н., проф. І. К. Федченко очолював кафедру до 1975 р. В 1975—1988 рр. завідувачем кафедри був д. т. н., проф. М. Ю. Ієрусалімов. У викладацькому складі кафедри в 1956 р. налічувалось п'ять осіб: д. т. н., проф. І. К. Федченко, к. т. н., доц. М. Ю. Ієрусалімов, асистенти Ю. К. Величко, Б. М. Кондра, Н. М. Кот. Цьому колективу були притаманні висока культура та якість викладання матеріалу, вимогливість, методична та лекторська майстерність. Більшість лабораторних робіт проводилась не на низьковольтних фізичних моделях, а на високовольтних установках і носила дослідницький характер. Студентам прищеплювалось уміння працювати з високою напругою при суворому дотриманні правил охорони праці і техніки безпеки.

У повоєнні роки підготовка спеціалістів з техніки високих напруг проводилась так, що кращі студенти кафедри електричних мереж і систем проходили на IV—V курсах спеціалізацію в галузі ТВН і запрошувались на роботу у високовольтні лабораторії як лаборанти, а потім і асистенти. Серед них були Г. Б. Сердюк — лаборант (1949—1951 рр.); Б. М. Кондра — лаборант (1951—1952 рр.), а з 1956 р. — асистент, аспірант, доцент, професор кафедри; М. М. Орлов — лаборант (1951—1952 рр.), асистент, аспірант (1958—1963 рр.).

Згодом кафедра ТВН починає підготовку студентів за спеціальністю «Техніка високих напруг», перший випуск якої відбувся у 1971 р. Задля цього працюють залучені у різні роки до роботи на кафедрі: С. А. Соколовський (1957 р.), О. С. Ільєнко (1960 р.), Ю. К. Бобров (1963 р.), М. І. Фальковський (1963 р.).

Над подальшим розвитком та розширенням підготовки інженерів за спеціальністю «Техніка високих напруг» починають працювати випускники кафедри В. М. Козюра (з 1971 р.), В. М. Овощніков, В. І. Хоміній (з 1975 р.), В. О. Шостак (з 1976 р.), О. Р. Проценко (з 1977 р.), В. К. Бєляєв (з 1980 р.). У 1981 р. залучається до роботи на кафедрі к. т. н. В. О. Бржезицький.

У 1988—1993 рр. обов'язки завідувача кафедри виконував за сумісництвом д. т. н., проф. Ю. П. Ємець — зав. відділу Інституту електродинаміки НАН України.

У 1993 р. завідувачем кафедри став д. т. н. В. О. Бржезицький. За його ініціативою на початку 90-х років назву кафедри було змінено відповідно до розширеної навчальної спеціальності — «Техніка і електрофізика високих напруг», проведена значна робота з підготовки викладання за двома спеціалізаціями: «Електричні установки високої напруги» та «Електрофізична технологія». Ця робота збігалася за часом з переходом системи освіти на трьохрівневу структуру — бакалавр, спеціаліст (інженер) — магістр. Значно зростають навчальні навантаження на викладачів кафедри, вимоги до змісту та якості викладання.

Кафедра техніки та електрофізики високих напруг функціонує у складі дев'яти чоловік: зав. кафедри д. т. н., проф. В. О. Бржезицький; к. т. н., доц. О. С. Ільєнко; к. т. н., проф. Б. М. Кондра; к. т. н., доц. В. М. Козюра; к. т. н., доц. О. Р. Проценко; к. т. н., доц. С. А. Соколовський; к. т. н., доц. В. І. Хоміній; к. т. н., доц. В. О. Шостак; к. т. н., доц. В. К. Бєляєв.

На кафедрі для профілюючої спеціальності викладаються такі навчальні курси:

обчислювальна техніка, алгоритмічні мови та програмне забезпечення; електромагнітна сумісність; електричні апарати; внутрішні перенапруги в електричних системах; високовольтна електрофізична апаратура; розрахунки електричних полів на ПЕОМ; числові методи розрахунків полів; програмне забезпечення в задачах ТЕВН; фізичні і математичні моделі ТЕВН; навчальна та науково-дослідна робота;

базовий курс «Фізико-математичні основи ТЕВН» — у складі чотирьох дисциплін (аналітичні методи розрахунку полів; теорія ймовірності в ТЕВН; основи математичного моделювання в ТЕВН; хвильові процеси і грозозахист в електричних системах);

базовий курс «Електрофізичні основи ТЕВН»;

базовий курс «Основи проектування ізоляції».

Дисципліни спеціалізації «Електричні установки високої напруги»: електропередавачі надвисоких напруг; перенапруги в електричних системах надвисоких напруг; атмосферні електромагнітні явища; високовольтні випробувальні установки; електродинаміка електрофізичної апаратури; надпровідні пристрої в ТЕВН; вимірювання високих напруг та великих струмів; комутатори імпульсних установок високої напруги; екологічні основи ТЕВН; діагностика стану високовольтної ізоляції.

Дисципліни спеціалізації «Електрофізична технологія»: установки і процеси електрофізичної технології; високовольтна імпульсна техніка; методи і техніка електрофізичного експерименту; джерела

заряджених часток; променева і лазерна технологія і апаратура; електророзрядна і плазмова технологія і апаратура; електрогідравлічна і магнітно-імпульсна технологія і апаратура; електрофізичні установки захисту довкілля.

Науковий доробок кафедри в останні роки тісно пов'язаний з вирішенням ключових проблем розвитку енергетики України, її промислового потенціалу у співдружності з науковою світовою громадою. Кожні два роки кафедра представляє на міжнародний ТВН-симпозіум та інші міжнародні конференції 5—6 доповідей (замість колишніх однієї-двох). Розробки виконуються на рівні світових досягнень. Так, у 1996 р. кафедрою у співдружності з УНВО «Енергопрогрес» Міненерго України вперше у світовій практиці розроблений та випробуваний пристрій обмеження перенапруг для проведення робіт по ремонту ліній електропередач 330 кВ під напругою, який складається з переносних захисного проміжку та обмежувача перенапруг і дозволяє обмежити перенапруги на місці виконання робіт на рівні 1,5—1,6 від номіналу (В. М. Молчанов, В. Л. Таловер'я, Є. І. Удод, В. О. Бржезицький з науковою групою).

Плідні результати має кафедра в галузі, пов'язаній з космічним матеріалознавством (розробки виконуються в інтересах Національного космічного агентства України; наукова група В. І. Хомінича).

Магнітні екрани для захисту від впливу струмопроводів ЛЕП розроблені науковою групою О. С. Ільєнка.

За роки свого функціонування кафедра техніки та електрофізики високих напруг підготувала понад 900 фахівців, 33 кандидати та три доктори технічних наук, опублікувала вісім монографій, понад 100 навчально-методичних посібників та вказівок (у тому числі 10 з грифом Міносвіти); її співробітники мають понад 80 авторських свідоцтв та патентів на винаходи, підготували понад 1000 наукових статей та доповідей[1].

Ідея відкриття спеціальності «Техніка і електрофізика високих напруг» у Харківському політехнічному інституті (ХПІ) виникла у групи вчених, що працювали в галузі техніки високих напруг на чолі з керівником Науково-дослідної лабораторії техніки високих напруг і перетворювачів струму (НДЛ ТВН і ПС) Саулом Марковичем Фертиком приблизно в 1965 році. У 1966 р. був здійснений перший набір студентів на 1-й курс спеціальності. Кафедра інженерної електрофізики була організована пізніше, у 1969 р., коли студенти

[1] Більш детальну інформацію про кафедру техніки і електрофізики НТУУ «КПІ» можна прочитати в книзі: «Факультет електроенергетики та автоматики. Нариси історії». — К.: Нора-Прінт, 1998. — 284 с.

першого набору повинні були вивчати дисципліни спеціальної підготовки. Виконував обов'язки завідувача кафедри С. М. Фертик[2].

У той час в НДЛ ТВН і ПС виконувалися унікальні науково-дослідні роботи зі створення генераторів високих і надвисоких напруг, генераторів великих імпульсних струмів і сильних імпульсних магнітних полів різного призначення[3]. С. М. Фертик, мабуть, перший зрозумів необхідність підготовки в ХПІ фахівців, що не тільки забезпечували б виконання різко зростаючого обсягу робіт, але і кадрове «супроводження» розроблювальних об'єктів нової техніки для експлуатації її у замовників.

З самого початку в формування фахівця-електрофізика закладалися такі тенденції:

1) поглиблена фізико-математична підготовка;

2) різнобічна інженерна, особливо електротехнічна, підготовка;

3) поглиблена підготовка в галузі експериментальних досліджень електрофізичних процесів і пристроїв.

За задумом творців спеціальності електрофізик повинен був уміти проектувати й експлуатувати унікальні електрофізичні установки, а також виконувати на них дослідження. Крім того, поглиблена фізико-математична підготовка дозволяла фахівцю не тільки виконувати складні розрахунки і теоретичні дослідження, але й у майбутньому стати теоретиком. Значний вплив на формування спеціальності мали тісні на той час наукові й особисті контакти співробітників кафедри та НДЛ ТВН і ПС з великими науковими школами техніки високих напруг Росії, вченими Ленінградського і Томського політехнічних інститутів, а також Московського енергетичного інституту (у колишньому СРСР регулярно проводилися наради з методичних питань удосконалення підготовки інженерів-електрофізиків).

Більш ніж тридцятирічний досвід підготовки інженерів-електрофізиків (перший випуск відбувся в 1972 р.) і науковців вищої кваліфікації підтвердив правильність прийнятої стратегії. У 1986 р. НДЛ ТВН і ПС була перетворена в Науково-дослідний і проектно-конструкторський інститут (НДПКІ) «Молния». Виросла з НДЛ ТВН і ПС і кафедра інженерної електрофізики ХПІ, яка утворила разом з інститутом «Молния» навчально-науково-виробничий

---

[2] *Саул Маркович Фертик*. Документы... Воспоминания... Научно-популярное издание. /Составитель Шептун И. М. — Х.: Издательский центр НТУ «ХПИ», 2001.

[3] *Белый И. В., Коротоп В. В., Нескородов Г. Ф., Пекарь И. Р., Фертик С. М.* Некоторые вопросы развития высоковольтной импульсной техники и инженерной электрофизики. //Межвузовский сборник трудов №27. — М.: Моск. энерг. ин-т, 1984. — С. 57—63.

комплекс, що функціонує і сьогодні. Основу наукового і проектно-конструкторського персоналу НДПКІ «Молния» складають випускники кафедри інженерної електрофізики.

Щорічно великі установки, створені в НДПКІ «Молния» для найбільших наукових центрів колишнього СРСР, супроводжувалися фахівцями, підготовленими кафедрою. До 2004 р. включно кафедра випустила 816 інженерів-електрофізиків. З них 9 випускників стали докторами наук, визнаними фахівцями в галузі техніки сильних електричних і магнітних полів. Це: В. І. Кравченко — директор НДПКІ «Молния», В. В. Рудаков і М. І. Баранов — зав. відділами, М. І. Бойко — провідний науковий співробітник НДПКІ «Молния», Ю. В. Батигін — професор кафедри вищої математики ХПІ, О. А. Гетманець, що працює в Росії, М. П. Волчуков, колишній професор кафедри передачі електричної енергії ХПІ, який, на жаль, передчасно пішов з життя в 2003 р., Н. Н. Насонов, що працює в ННЦ «ХФТІ». Понад 50 випускників захистили кандидатські дисертації. Випускники кафедри склали основу ще одного науково-дослідного інституту — Інституту імпульсних процесів і технологій НАН України (м. Миколаїв, директор — випускник кафедри, доктор технічних наук О. І. Вовченко), при якому була організована кафедра, що також випускає інженерів-електрофізиків. Понад десять років у ХПІ успішно працює єдина в Україні спеціалізована рада із захисту докторських і кандидатських дисертацій за фахом «Техніка сильних електричних і магнітних полів», де аспіранти і докторанти кафедри захищають дисертації.

Великий внесок у розвиток спеціальності внесли професори І. В. Білий і В. В. Конотоп, що тривалий час після С. М. Фертика очолювали кафедру, професор Л. Т. Хименко, завідувач лабораторії магнітно-імпульсної обробки металів, а також к. т. н. Г. Ф. Нескородов, який був директором НДПКІ «Молния» до 1996 р.

Навчальний план спеціальності «Техніка і електрофізика високих напруг» у ХПІ модернізовувався з 1966 р. кілька разів. Остання редакція цього плану зроблена в 2001 р. Основні тенденції, що були закладені творцями спеціальності, підтверджені практикою, збережені й одержали подальший розвиток. Наскрізна фізико-математична підготовка становить 1050 аудиторних годин і включає такі дисципліни: 1) вища математика (1—5-й семестри, 375 годин, у 5-му семестрі вивчаються розділи математичної фізики), 2) фізика (1—4-й семестри, 360 годин), 3) математичні методи і моделі в розрахунках на ЕОМ (5, 6-й семестри, 75 годин), 4) методи моделювання електромагнітних полів (6, 7-й семестри, 105 годин), 5) спецрозділи фізики (9-й семестр, 60 годин), 6) спецрозділи мате-

матики (9-й семестр, 75 годин). Новим у навчальному плані є також включення дисципліни «Теоретичні основи електротехніки» (3—5-й семестри, 210 годин) до переліку фундаментальних дисциплін.

Нова сучасна тенденція — наскрізна підготовка по використанню інформаційних технологій реалізована в таких дисциплінах: 1) алгоритмічні мови і програмне забезпечення (2—4-й семестри, 270 годин), 2) математичні методи і моделі в розрахунках на ЕОМ (5, 6-й семестри, 135 годин), 3) методи моделювання електромагнітних полів (6, 7-й семестри, 216 годин, лабораторні і курсові роботи), 4) САПР і розрахунок електрофізичних установок (8-й семестр, 135 годин), 5) інформаційні, керуючі системи і технології (9-й семестр, 162 години).

Сьогодні кафедра інженерної електрофізики ХПІ готує інженерів-електрофізиків за двома спеціалізаціями:

7.090604.01 — Електрофізичні технологічні й випробувальні установки;

7.090604.02 — Електрофізичні високовольтні установки випромінювань високої щільності.

Підготовка фахівців другої спеціалізації проводиться у філії кафедри при «Інституті плазмової електроніки і нових методів прискорення» ННЦ «ХФТІ» НАН України, відкритому в 2000 р. (керівник філії кафедри — д. т. н. В. Б. Юферов).

Основні фахові дисципліни, які викладають співробітники кафедри інженерної електрофізики ХПІ, показані в таблиці

Назва дисципліни	Ведучий лектор
1. Теоретичні основи електрофізики високих напруг	Доц., к.т.н. Ісакова А. В.
2. Елементи високовольтного обладнання	Доц., к.т.н. Беспалов В. Д.
3. Високовольтні вимірювання	К.т.н. Лєдєньов В. В.
4. Електрофізичні технологічні установки	Проф. Білий І. В.
5. Надійність і діагностика електрообладнання	Д.т.н. Рудаков В. В.
6. Електричні апарати	Доц., к.т.н. Ісакова А. В.
7. Розробка електрофізичних установок для випробувань і досліджень	Доц., к.т.н Беспалов В. Д.
8. Сертифікація на ЕМС і електробезпеку в електротехніці та електроенергетиці	Проф., д.т.н. Кравченко В. І.
9. Сильні електричні поля в техніці	Проф. Білий І. В., д.т.н. Бойко М. І.
10. Експериментальні дослідження електрофізичних процесів	К.т.н. Лєдєньов В. В.

Назва дисципліни	Ведучий лектор
11. ТВЧ і ультразвук у технологіях	К.т.н. Бондаренко О. Ю.
12. Електрофізичні технології промислової екології	Доц., к.т.н. Хворост В. Ю.
13. Фізика плазми	Д.т.н., проф. Онищенко І. М.
14. Високовольтні електрофізичні установки для випромінювань високої щільності	Д.т.н. Юферов В. Б.
15. Фізика і техніка вакууму	Д.т.н. Юферов В. Б.
16. Прискорювачі заряджених частинок	К.т.н., ст.н.с. Шуліка М. Г.

У новому навчальному плані враховані сучасні тенденції розвитку техніки і електрофізики високих напруг. Це насамперед розвиток нових технологій з використанням сильних електричних і магнітних полів не тільки в машинобудуванні, але й в аграрному комплексі, вирішення актуальних проблем екології, електромагнітної сумісності й електробезпеки. Значний вплив на формування нового навчального плану мало тісне навчально-наукове співробітництво кафедри з ННЦ «ХФТІ».

У 2000 р. ми задумали об'єднати зусилля науково-педагогічних колективів ХПІ і КПІ в створенні навчального посібника, у якому були б відбиті основні навчально-науково-методичні розробки кафедр за фахом «Техніка і електрофізика високих напруг». Тому ця книга не є підручником можливої одноіменної дисципліни. Зміст навчального посібника в основному визначився переліком спеціальних дисциплін, а також новими науковими досягненнями, технічними і методичними розробками. Ми залучили до написання окремих розділів посібника: співробітників НДПКІ «Молния» — директора проф. В. І. Кравченка, зав. відділом докт. техн. наук В. В. Рудакова і докт. техн. наук М. І. Бойка, котрі викладають на нашій кафедрі; співробітників кафедри ізоляційної і кабельної техніки — зав. кафедри проф., докт. техн. наук А. Г. Гуріна і проф., докт. техн. наук Б. Г. Набоку; професора кафедри передачі електричної енергії В. І. Гуля.

Рішенням міністерства освіти і науки України спеціалізація «Електроізоляційна, кабельна й оптоволоконна техніка» увійшла до спеціальності «Техніка і електрофізика високих напруг». В ХПІ інженерів з цієї спеціалізації випускає кафедра ізоляційної і кабельної техніки. Не деталізуючи відмінності навчальних планів, відзначимо, що даний навчальний посібник буде корисним і студентам, що вивчають на кафедрі ізоляційної і кабельної техніки такі дисципліни:

«Розрахунок і конструювання ізоляції» (лектори — проф. А. Г. Гурін і проф. Б. Г. Набока);

«Математичні основи моделювання електричної ізоляції» (лектор — проф. Б. Г. Набока);

«Контроль технології і діагностика якості ізоляції» (лектор — проф. Б. Г. Набока);

«Кабельна техніка» (лектор — доц. Л. А. Шебенюк).

Структура навчального посібника відповідає логічній схемі навчання інженерів-електрофізиків за діючими у КПІ і ХПІ навчальними планами. Основний зміст присвячено електрофізичним процесам у діелектриках і ізоляційних конструкціях, високовольтним випробувальним і технологічним установкам, перенапругам і високовольтним вимірам, а також питанням електромагнітної сумісності.

Розділ І
ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТЕХНІКИ ВИСОКИХ НАПРУГ

Глава 1
ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ПРОЦЕСИ В ДІЕЛЕКТРИКАХ
(А. В. Ісакова)

1.1. Загальні характеристики діелектриків

1.1.1. Структура діелектриків

Діелектриками можуть називатися матеріали, що знаходяться в нормальних умовах у різних агрегатних станах — газоподібному, рідкому і твердому. Розглянемо окремо фізичні явища в газоподібному, рідкому і твердому діелектриках.

Газоподібний стан речовини. Гази складаються з окремих атомів і молекул, відстані між якими відносно великі, а сили взаємодії малі. Середня відстань між молекулами

$$d = \frac{1}{\sqrt[3]{n}}, \tag{1.1}$$

де n — концентрація частинок у 1 м^3.

Тому основну частину всього часу безупинного неупорядкованого теплового руху кожна з частинок знаходиться далеко одна від одної і рухається прямолінійно доти, доки не відбудеться зіткнення частинки з іншою чи зі стінками судини, у якій міститься газ.

Статична система, частинки якої взаємодіють одна з одною тільки в процесі зіткнень, а решту часу перебувають у хаотичному русі, зветься *ідеальним газом.*

Стан ідеального газу описується рівнянням Менделєєва-Клапейрона

$$P = \rho RT/M, \tag{1.2}$$

або законом Бойля-Маріотта і Гей-Люссака:

$$PV = RT, \tag{1.3}$$

де P — тиск газу; R — газова стала, $R = 8{,}31 \cdot 10^3$ Дж /(моль·К); M — молекулярна вага газу; ρ — густина газу; T — абсолютна температура, °К; V — об'єм, що містить 1 кмоль газу при даних P та T.

Використовуючи (1.2) та (1.3), одержимо вираз для тиску газу в такому вигляді:

$$P = knT. \qquad (1.4)$$

Просторовий розподіл концентрації газу відповідно до статистики Максвелла—Больцмана є рівномірним, якщо відсутнє зовнішнє електричне поле. Швидкість частинок у газі, що не піддається впливу зовнішніх сил, може приймати різні значення від малих величин, близьких до нуля, до дуже великих. При стані рівноваги, тобто при постійних у часі параметрах, що характеризують стан газу (P, T), можна вважати, що імовірність певного значення швидкості залежить тільки від значення цієї швидкості, тобто можна скористатися основним законом розподілу швидкостей Максвелла:

$$P(\omega) = N(\omega)d\omega = \frac{4}{\sqrt{\pi}}\frac{\omega^2}{\omega_0^3}\exp\left(-\frac{\omega^2}{\omega_0^2}\right)d\omega, \qquad (1.5)$$

де $F(\omega)$ — імовірність того, що частки будуть матимуть швидкості, які змінюються від ω до $\omega + d\omega$; $N(\omega)d\omega$ — число молекул із загального числа, що мають швидкість від ω до $\omega + d\omega$ незалежно від напрямку цієї швидкості в просторі; ω_0 — найбільш імовірна швидкість, що являє собою значення швидкості, що найчастіше зустрічається, тобто швидкість, властиву за даних умов найбільшому числу молекул. Величина її визначається при максимальному значенні функції (1.5), ця швидкість безпосередньо зв'язана з температурою газу:

$$m\omega_0^2 = 2kT,$$

де k — стала Больцмана, $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; m — маса частинки.

На рис. 1.1 приведений розподіл частинок за швидкостями. Середнє значення функції (1.5) дає середнє значення швидкості молекул, що характеризує швидкість молекул всього об'єму газу, тобто вона визначає середню кінетичну енергію молекул газу за даних умов. При високих температурах максимум функції зміщується в область великих значень швидкостей. Середня швидкість молекул H_2 вище, ніж у O_2, внаслідок меншої молекулярної маси H_2.

Середнє арифметичне значення швидкості частинки, якщо

$$\varepsilon_{кін} = 3kT/2,$$

де $k = R/N_o$, $mN_o = M$, можна визначити з виразу

$$\bar{\omega} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}. \qquad (1.6)$$

НТБ ВНТУ
м.Вінниця

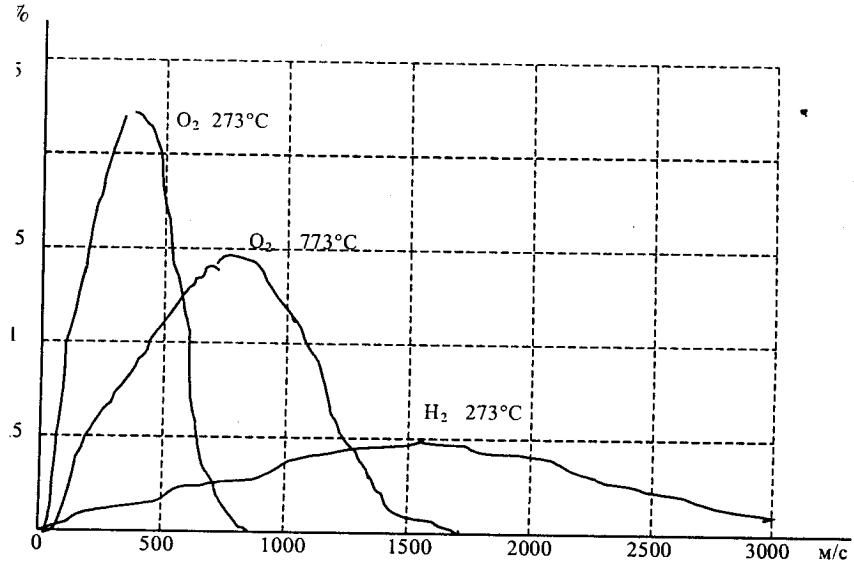


Рис. 1.1. Розподіл електронів за швидкостями.

Якщо прийняти, що $\varepsilon = m\omega^2/2$ та $d\varepsilon = m\omega d\omega$, то можна одержати аналогічний вираз для імовірного розподілу частинок за енергіями, де ε — енергія частинки:

$$F(\omega) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{\varepsilon^{0,5}}{\sqrt{\pi}(kT)^{1,5}} \left(-\frac{\varepsilon}{kT} \right). \qquad (1.7)$$

У табл. 1.1 наведені значення середніх швидкостей молекул деяких газів при $T = 273$ К.

Таблиця 1.1

Значення середніх швидкостей молекул деяких газів

Газ	H_2	Пара води	Ne	N_2	Повітря	O_2	CO_2
$\bar{\omega}$, км/с	1,841	0,567	0,536	0,454	0,447	0,425	0,362

Гази розрізняються структурою молекул та атомів, різним може бути і їх фізичний стан — тиск і температура. Газ знаходиться при нормальних умовах, якщо його P_o = 760 мм рт.ст. і T_o = = 20 °С. Нормальним атмосферним умовам відповідає нормальна щільність газу, прийнята за одиницю. Відносна щільність газу при P і T, що відрізняються від нормальних,

$$\delta = \frac{PT_o}{P_o T} = 0{,}386\frac{P}{T}, \qquad (1.8)$$

де T вимірюється в градусах Кельвіна.

Велику роль відіграє довжина вільного пробігу, здійснюваного молекулами газу до зіткнення з іншими молекулами. Припустимо, що молекула газу M_1 діаметром d_1 зіштовхнеться з іншою молекулою M_2 діаметром d_2 (рис. 1.2), відстань між їх центрами при зближенні має зменшитися принаймні до значення

$$r_{12} = (d_1 + d_2)/2.$$

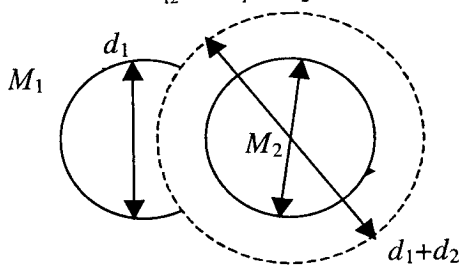


Рис. 1.2. Схематичне зображення зіткнення двох молекул.

Таким чином, частинка M_1 зіштовхується з частинкою M_2 тоді і тільки тоді, коли її центр знаходиться в межах або на межі кола, що проектується на напрямок руху площею

$$\sigma_з = \pi \cdot r_{12}^2. \qquad (1.9)$$

Реальні частинки мають не тверді межі, а поле взаємодії, тому переріз $\sigma_з$ — це ефективний переріз взаємодії, і він може бути різним для різних процесів. Нехай у 1 м^3 газу знаходиться n молекул. На глибині dx зустрічаються ndx молекул, а їхня загальна площа дорівнює $\pi d^2 ndx$. Якщо молекула пролітає через площу розміром у 1 м^2, то отриманий вираз і являє собою імовірність зіткнення. Молекула, що рухається в газі з визначеними P і T із середньою швидкістю $\bar{\omega}$, за час dt пройде шлях $\bar{\omega}\, dt$. Якщо молекула діаметром d рухається, а інші є нерухомими, тоді ця молекула переміщуватиметься уздовж циліндра діаметром d і зіштовхуватиметься з усіма частинками, що знаходяться усередині цього циліндра, об'єм якого дорівнює $V = \pi\, \bar{\omega}\, d^2 dt$, де $d = (d_1 + d_2)$. Число зіткнень становитиме $n\pi\, \bar{\omega}\, d^2 dt$. Середню відстань, яку проходить частинка між двома зіткненнями за час dt, називають довжиною вільного пробігу частки, тобто це шлях, що пройшла частка за час dt, віднесений до числа значень,

$$\lambda = \frac{\bar{\omega} dt}{n\pi d^2 \bar{\omega} dt} = \frac{1}{\pi n d^2}. \qquad (1.10)$$

Добуток $n\pi d^2$ визначає ефективний переріз зіткнення. При постійній температурі довжина вільного пробігу частинки обернено пропорційна тиску:

$$\lambda(P) = \lambda_0 \frac{P_0}{P}, \qquad (1.11)$$

де λ_0 — середня довжина вільного пробігу частки при P_0 і T_0.

При розрахунку середньої довжини вільного пробігу електрона необхідно враховувати, що його діаметр набагато менше діаметра молекули. Приймають його рівним половині діаметра молекули.

$$\lambda_e = \frac{4kT}{\pi d^2 P}. \qquad (1.12)$$

Знаючи середню довжину вільного пробігу частинки і розміри судини, у якій знаходиться досліджуваний газ, можна оцінити, яка кількість зіткнень буде відбуватися за одиницю часу. Нехай у даному газі λ_e — середня довжина вільного пробігу електрона. На відстані 1 м молекула зіштовхується з електроном $1/\lambda_e$ разів. При проходженні відстані dx відбудеться dx/λ_e зіткнень. Це і є імовірність зіткнень частинок на довжині dx. Після проходження відстані dx відносне число молекул, що не зазнали зіткнень на довжині dx, зменшиться на dn внаслідок зіткнень на довжині dx. Оскільки dn/n також є імовірність зіткнень, що відбуваються на шляху dx, тоді можна записати:

$$-\frac{dn}{n} = \frac{dx}{\lambda_e}.$$

При $x = 0$ та $n = n_0$ одержимо

$$n = n_o \exp\left(-\frac{x}{\lambda}\right). \qquad (1.13)$$

Приклад. Якщо $P = 5 \cdot 10^{-7}$ мм рт. ст і $\lambda_e = 880$ м у трубці з $x = 2{,}5$ мм, то $n/n_0 = \exp(-2{,}5 \cdot 10^{-3}/880) = 1 - 1/3{,}52 \cdot 10^5$. Це означає, що один електрон з $3{,}52 \cdot 10^5$ електронів фактично зіштовхується з молекулою.

1.1.2. Особливості рідкого стану речовини

Рідкий стан діелектрика займає проміжне положення між двома агрегатними станами. Відстані між молекулами в рідинах набагато менші, ніж у газах, а тому взаємодія між молекулами значно сильніша. У рідкій фазі існує щільне упакування молекул, тобто об'єм рідини приблизно дорівнює об'єму, займаному самими молекулами, або середня відстань між молекулами приблизно дорівнює діаметру молекул.

Енергетично рідка фаза близька до твердої, а характерна для рідини нездатність зберігати форму і неопірність руху молекул одна відносно одної є властивістю, типовою для газів. Газ характеризується відсутністю порядку, з погляду побудови структури — це ідеальне втілення хаосу.

У рідині існує упорядкування молекул, яке називають «ближнім порядком». Радіус дії цього порядку поширюється на обмежену область. У кожній точці всередині рідини відбувається безупинна зміна процесів кристалізації і розчинення. У цих маленьких областях відбуваються структурні коливання кристалоподібних просторово-молекулярних сполук, тобто для рідини є характерним утворення кристалів, але тривалість їх існування обмежена за часом.

На відміну від газів взаємодія молекул рідини набагато сильніша. Тому рідина має велику густину, а тепловий рух її молекул не відбувається так вільно, як у газах. Молекула рідини коливається поблизу деякого положення рівноваги, що визначається взаємодією даної молекули з оточуючими її іншими молекулами. Внаслідок теплової флуктуації молекула рідини переходить у нове положення рівноваги, де коливається якийсь час, який називають часом релаксації і який виражається рівнянням

$$\tau = \tau_0 \exp(-W/k), \qquad (1.14)$$

де τ_0 — тривалість періоду теплового коливання, W — потенційна енергія молекули.

Молекули рідини можуть бути дипольними і недипольними, тому рідини бувають полярними і неполярними. У дипольних рідинах істотне значення має форма молекул. Молекули, форма яких близька до сфероїдальних, зазнаватимуть невеликих теплових стрибків, і їх тепловий рух можна розглядати як безупинний і поступовий. Великі витягнуті еліпсоїдальні молекули змінюватимуть свою орієнтацію, і рух визначатиметься різко вираженими стрибками.

Основним параметром діелектрика, що характеризує властивості як з точки зору його поляризації і поширення в ньому електро-

магнітних хвиль, так і з погляду процесів взаємодії з ним електричного поля, вважають діелектричну проникність ε. Для всіх рідин ε коливається від 1,5 (рідкий гелій) до 158 (синильна кислота) і 175 (плавикова кислота).

1.1.3. Особливості твердого стану речовини

Тверді тіла мають дуже велику в'язкість і постійність розташування у просторі тих точок, поблизу яких відбувається коливальний рух частинок. Перехід частинок з цього фіксованого положення в інше фіксоване положення у твердому тілі є надзвичайно утрудненим, що знаходить своє відображення в дуже великому часі релаксації. Відрізняються лише значення енергії активації.

Особливості енергетичного стану твердого тіла описує сучасна зонна теорія. Відомо, що атоми складаються з ядра, оточеного електронами, які обертаються довкола нього по визначених орбітах. Енергія електронів, що знаходяться на різних орбітах, різна; вона зростає зі збільшенням відстані від ядра. Електрони, що знаходяться на зовнішніх орбітах, називають валентними. Відповідно до квантової теорії електрони не можуть мати будь-яке значення енергії, тому що її зміни можливі тільки визначеними порціями, квантами. Перехід на вищий енергетичний рівень відбувається за рахунок зовнішнього впливу, наприклад, нагрівання, електричного поля, опромінення. Розрізняють *нормальний* стан атома, який не зазнав порушення зовнішніми енергетичними джерелами, і *збуджений*, при якому частина електронів тимчасово здобуває додаткову енергію і переходить на вищий енергетичний рівень. При об'єднанні атомів у твердому тілі в результаті їхньої взаємодії має місце розщеплення як нормальних, так і збуджених енергетичних рівнів електронів в атомах, що приводить до утворення енергетичних зон. Розрізняють три зони: заповнену зовнішніми електронами; заборонену — відповідає рівням енергії, на яких не можуть знаходитися електрони; зону провідності, що відповідає можливим рівням енергії. Це положення ілюструє рис. 1.3. Повну функцію розподілу електронів за енергіями у твердому тілі $f(\varepsilon, T)$ можна подати у вигляді добутку двох функцій: числа станів $n(\varepsilon)d\varepsilon$, що припадають на інтервал енергій $d\varepsilon$, та імовірності $F(\varepsilon)$ заповнення цих станів електронами:

$$f_E(\varepsilon, T) = F(\varepsilon)n(\varepsilon)d\varepsilon. \qquad (1.15)$$

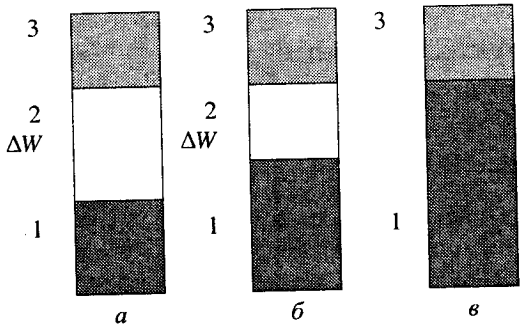


Рис. 1.3. Енергетичні зони твердих тіл: *а* — діелектрика, *б* — напівпровідника, *в* — провідника; 1 — зона, заповнена електронами; 2 — заборонена зона твердого тіла; 3 — зона провідності твердого тіла.

Імовірність заповнення електронами енергетичних рівнів у твердому тілі можна подати множником Фермі:

$$F(\varepsilon) = \frac{1}{1 + \exp\dfrac{\varepsilon - \varepsilon_{f0}}{kT}}, \qquad (1.16)$$

де ε_{f0} — рівень Фермі.

Властивості розподілу Фермі такі: а) якщо $T = 0$, тоді $F = 1$ при $\varepsilon < \varepsilon_{f0}$ і $F = 0$ при $\varepsilon > \varepsilon_{f0}$, тобто всі стани з $\varepsilon < \varepsilon_{f0}$ зайняті електронами, а всі стани з $\varepsilon > \varepsilon_{f0}$ вільні. Таким чином, енергія Фермі являє собою величину, що чисельно рівна максимальній енергії, яку можуть мати електрони при температурі абсолютного нуля; б) якщо температура тіла більша нуля, то F близьке до одиниці при $\varepsilon << \varepsilon_{f0}$, і близьке до нуля при $\varepsilon >> \varepsilon_{f0}$, а при $\varepsilon = \varepsilon_{f0}$ дорівнює $F = 1/2$ і швидко змінюється від одиниці до нуля при зміні енергії від значення, що на кілька одиниць kT менше, до величини, що на кілька одиниць kT більше.

Графік функції (1.16) при $T = 0$ наведено на рис. 1.4.

Значення енергії Фермі можна знайти таким чином: число електронів, що припадають на інтервал енергії $d\varepsilon$ в одиниці об'єму твердого тіла

$$dn = n(\varepsilon)F(\varepsilon, T)d\varepsilon,$$

тоді концентрацію електронів можна виразити так:

$$n = \int_0^\infty n(\varepsilon)F(\varepsilon, T)d\varepsilon.$$

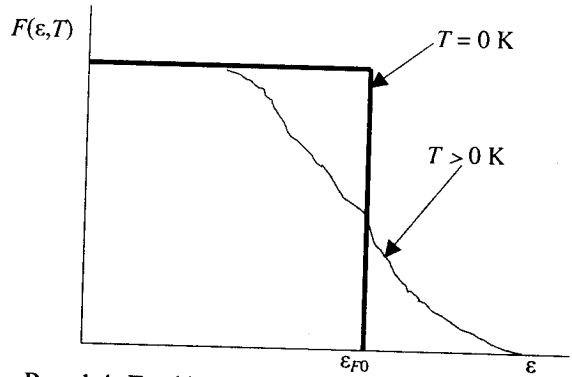


Рис. 1.4. Графік функції розподілу F для твердих тіл.

При $T = 0$ інтеграл $n = \int_0^{\varepsilon_{f0}} 4\pi\left(\frac{2m}{h^3}\right)^{3/2} \varepsilon^{1/2} d\varepsilon = \frac{8\pi}{3}\left(\frac{2m}{h^3}\right)^{3/2} \varepsilon_{f0}$, звідки

$$\varepsilon_{f0} = \frac{h^2}{2m}\left(\frac{3n}{8\pi}\right)^{2/3}. \qquad (1.17)$$

Відомо, що в металі об'ємом 1 $м^3$ міститься 10^{22} — 10^{23} атомів. Це дає можливість за (1.17) розрахувати ε_{f0}, значення якої залежить тільки від того, як щільно упаковані електрони, і не залежить ні від об'єму, ні від форми зразка.

Стійкість і міцність кристала залежать від значення сил, що діють між частинками, і обумовленої ними потенціальної енергії кристалічних ґрат. Під дією зовнішніх умов при нагріванні, механічному впливі, впливі зовнішнього електричного поля енергія взаємодії може бути перебореною і ґрати можуть бути зруйновані.

Енергія ґрат — це значення енергії, необхідної для поділу кристалічних ґрат на окремі іони і на видалення їх на нескінченно велику відстань при температурі абсолютного нуля, чи енергія, виділювана при утворенні ґрат з вільних іонів. У першому випадку значення виразу має додатний знак, у другому — від'ємний.

Значення енергії ґрат є важливим показником рівня системи. У сучасній теорії твердого тіла енергія ґрат обчислюється як алгебраїчна сума енергій електронів у зайнятих станах та енергії ядерного відштовхування і визначається залежністю

$$E = N\left[\frac{z^2 e^2 A}{a_0^2} + \frac{c}{r^6} - B(a_0) - \frac{9}{4} h\upsilon_{вд}\right], \qquad (1.18)$$

де $\frac{z^2e^2A}{a_o^2}$ — частина енергії, обумовленої електростатичним притяганням; z — найменша валентність, що зустрічається в ґратах; a_o — відстань між сусідніми іонами; c — постійна; r — відстань між молекулами; $\frac{c}{r^6}$ — енергія сил молекулярного зщеплення (Ван-дерваальсова енергія); $B(a_0)$ — потенціальна енергія сил відштовхування ґрат; $\upsilon_{вл}$ — частота власних інфрачервоних коливань ґрат; A — стала Маделунга, що залежить від симетрії ґрат.

Тверді діелектрики поділяються на класи: *центросиметричні* і *нецентросиметричні*, тобто неп'єзоелектрики і п'єзоелектрики. Такий розподіл обумовлений тим, що в сучасній фізиці твердого тіла велика увага приділяється п'єзоелектрикам, сегнетоелектрикам, піроелектрикам, електретам і лінійним електрооптичним кристалам, тобто нецентросиметричним твердим діелектрикам.

Кожний з цих класів поділяється за структурними ознаками з урахуванням механізму електричної поляризації.

«Центросиметричність» треба розуміти в макроскопічному сенсі — у властивостях діелектриків, усереднених за об'ємом. Центросиметричні діелектрики можна поділити на аморфні тверді діелектрики, монокристали і полікристали.

До аморфних діелектриків належать: смоли, бітуми, віск — переохолоджені рідини, скло і полімери, останні мають упорядковану структуру атомів і молекул.

Монокристали за типом хімічних зв'язків можна поділити на такі:

іонні кристали — нейтральний агрегат позитивних і негативних іонів; наприклад, NaCl;

ковалентні кристали — число атомів, що оточують даний атом, дорівнює його валентності; наприклад, алмаз, кремній, германій;

молекулярні кристали — слабко зв'язані агрегати молекул, що мають низькі температури плавлення і кипіння.

Полікристали — це неоднорідні діелектрики, наприклад кераміка.

«Нецентросиметричні» тверді діелектрики можна розділити на монокристали і текстури.

Монокристали — це піро- і п'єзоелектрики, для яких властиві і лінійні піро- і п'єзоелектричні ефекти.

Текстури — це діелектрики, у яких штучно отримана залишкова поляризація, наприклад, при додаванні сильного електричного поля й одночасного нагрівання.

1.1.4. Вплив електричного поля на діелектрики

Поляризація діелектриків. При подачі різниці потенціалів на будь-які електроди, розділені електроізоляційним проміжком, у ньому виникає електричне поле, пов'язане з появою визначеного сумарного заряду. Виникнення електричного поля супроводжується накопиченням в об'ємі ізоляції (діелектрика) енергії, що дорівнює ($U^2C/2$) у джоулях, якщо C — ємність у фарадах, U — прикладена напруга у вольтах.

В основі явища зарядження лежить процес електричної поляризації. У діелектрику, вміщеному в електричне поле, зв'язані електричні заряди зміщуються на порівняно невеликі відстані. У результаті утворюються електричні диполі й електричний момент даного об'єму речовини дорівнює геометричній сумі елементарних моментів утворених диполів і набуває значення, відмінного від нуля. У поляризованому діелектрику накопичується енергія. У різних діелектриках електрична поляризація протікає по-різному залежно від структури й особливостей складу. Розрізняють макроскопічну і мікроскопічну характеристики поляризації. Мікроскопічною характеристикою є *поляризусмість* частинки, яка визначає електричний момент, що набувається частинкою в електричному полі. Сумарним макроскопічним параметром служить відносна *діелектрична проникність*, що і визначає установлення у всьому об'ємі діелектрика електричного поля і зв'язане з цим накопичення енергії.

До числа макроскопічних параметрів відносять також *поляризованість*, або *інтенсивність поляризації*, що є сумою електричних моментів окремих частинок в одиниці об'єму поляризованого діелектрика. Поляризованість є векторною величиною, для більшості діелектриків вона прямо пропорційна зовнішній напруженості електричного поля, викликаній прикладеною до електродів напругою, і визначається виразом: $P = \chi_r \varepsilon_0 E$, де P — поляризованість, чисельно дорівнює поверхневій щільності зарядів, зв'язаних у діелектрику, Кл/м^2; χ_r — діелектрична сприйнятливість (безрозмірна величина); ε_0 — електрична стала, дорівнює $8{,}854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м; E — зовнішня напруженість електричного поля, В/м, викликана прикладеною напругою. Між діелектричною сприйнятливістю і відносною діелектричною проникністю існує такий зв'язок:

$$\varepsilon_r = 1 + \chi_r.$$

Усі види поляризації діелектриків у залежності від їх особливостей можна поділити на дві групи: *поляризації, що не викликають*

діелектричних втрат, пов'язаних з пружними зсувами зарядів, тобто з виникненням чисто ємнісного струму, і *поляризації, що викликають діелектричні втрати,* пов'язані з непружними переміщеннями зарядів і з додатковим струмом, що випереджає напругу на кут, менший 90°, що має активну і реактивну складові.

До *поляризацій, що не викликають діелектричних втрат*, належать електронна й іонна поляризації.

Під *електронною поляризацією* розуміють електричну поляризацію, обумовлену пружним зсувом і деформацією електронних оболонок в атомах, іонах, молекулах. Внаслідок зсуву електронних орбіт, а значить і електронів, що знаходяться на них, поляризована частинка стає електричним диполем з визначеним індукційним електричним моментом, що дорівнює добутку заряду на розмір зсуву. Електронну поляризованість атома можна визначити з виразу $\alpha = 4\pi\varepsilon_0 r^3$, де r — радіус електронної орбіти.

Специфіка процесу електронної поляризації — зсув на дуже малі відстані частинок з дуже малою масою — обумовлює встановлення її за дуже малий час, порядком 10^{-15} с. Енергія, витрачена при створенні електричного поля за рахунок електронної поляризації, звільняється в процесі розряду. Електронна поляризація створює в діелектрику тільки ємнісний струм. Для електронної поляризації діелектрична сприйнятливість у великому ступені залежить від щільності тіла, тому відносна діелектрична проникність газів практично мало відрізняється від одиниці. У рідких і твердих діелектриків вона становить кілька одиниць.

З умов поширення в діелектриках електромагнітних хвиль виводиться закономірність, відповідно до якої відносна діелектрична проникність дорівнює квадрату показника переломлення світла в діелектрику. Ця закономірність поширюється тільки на діелектрики з чисто електронною поляризацією незалежно від їх агрегатного стану.

Іонна поляризація полягає у зсуві в електричному полі іонів, що утворюють іонні молекули, і є характерною для іонних кристалів. Зсув іонів відбувається на незначні відстані від положень рівноваги, характерних для випадку відсутності електричного поля. Іонна поляризація, що накладається на електронну, приводить до збільшення поляризованості та ємнісного струму в діелектрику, тобто до збільшення відносної діелектричної проникності.

Іонна **поляризованість**, обумовлена зсувом різнойменно заряджених іонів, виходить такою: $\alpha = 2qm_1m_2/\omega^2(m_1 + m_2)$, де q — заряд іона. Час встановлення іонної поляризації становить 10^{-13} с, що

забезпечує практичну незалежність відносної діелектричної проникності діелектриків з іонним типом поляризації від частоти.

Поляризації, що викликають діелектричні втрати, — це дипольна, міграційна і доменна поляризації .

Дипольна поляризація спостерігається в діелектриках, які складаються з полярних молекул. В електричному полі відбувається орієнтація полярних молекул, це приводить до того, що сумарний електричний момент не дорівнює нулю. Дипольна поляризація — релаксаційний процес внаслідок того, що зміни, які відбуваються з поляризацією, протікають з відомим запізнюванням — з релаксацією щодо змін електричного поля. Дипольна поляризація буде тим інтенсивнішою, чим вищий дипольний момент молекул даного діелектрика і чим легше відбувається їх орієнтація в електричному полі. У газоподібних і рідких діелектриках з малою щільністю і молекулами порівняно невеликих розмірів в електричному полі відбувається безпосередньо орієнтація — поворот самих молекул. У твердих аморфних діелектриках з відносно низькою в'язкістю також можлива орієнтація самих молекул. У високомолекулярних сполуках з великими молекулами, що нараховують багато тисяч ланок у своїх ланцюгах, дипольні моменти мають окремі угруповання атомів, що можуть орієнтуватися в полі порушення їх зв'язку з молекулами (без відриву від них).

Орієнтація молекул пов'язана з подоланням значних взаємодій сусідніх молекул, на що витрачається енергія електричного поля, яка переходить у тепло. Таким чином, дипольна поляризація викликає не тільки оборотне поглинання енергії за рахунок збільшення ємності діелектрика, але і необоротне — завдяки наявності в струмі дипольної поляризації активної складової. Полярні діелектрики матимуть за рахунок дипольної поляризації не тільки підвищену відносну діелектричну проникність, але і підвищені діелектричні втрати, $\operatorname{tg}\delta$.

Загальною закономірністю дипольної поляризації є тривалий час її встановлення (у порівнянні з півперіодом прикладеної напруги), що дуже відрізняється для різних діелектриків. У всіх діелектриків з дипольною поляризацією, пов'язаною з діелектричними втратами, відносна діелектрична проникність не дорівнює квадрату показника переломлення світла.

Міграційна поляризація спостерігається в неорганічних діелектриках, у кристалах, склі і керамічних матеріалах, у структурі яких

є кристалічна й аморфна фази. Фізичною основою її є переміщення іонів, які слабко пов'язані, у об'ємі діелектрика, на значні відстані, що приводить до утворення просторових зарядів, позитивних у зоні негативного електрода, негативних — у зоні позитивного. Час, необхідний на такі переміщення, досить великий, а тому міграційна поляризація відбувається після зміни електричного поля, яке збуджує її, з деяким запізнюванням у часі, тобто з відомою релаксацією.

Особливістю переміщення слабкопов'язаних іонів при міграційній поляризації є те, що вони не стають вільними носіями зарядів, які доходять до електродів, тобто іонами електропровідності, що визначають струм витоку. Міграційна поляризація, будучи додатковою до поляризації електронного й іонного зсуву, збільшує ємнісний струм, а отже, і відносну діелектричну проникність і діелектричні втрати.

Міграційна поляризація залежить від структури діелектрика, зокрема від щільності упакування частинок.

Доменна поляризація спостерігається при впливі електричного поля на деякі кристали, які називають сегнетоелектриками. Структура їх відрізняється наявністю областей — доменів, поляризованих без впливу зовнішнього електричного поля, тобто спонтанно.

На структуру сегнетоелектриків впливає температура. При температурі Кюрі спостерігається максимум доменної поляризованості. При перевищенні температури Кюрі відносна діелектрична проникність різко падає через зникнення доменної поляризації. Існують сегнетоелектрики з декількома точками Кюрі, з декількома фазовими переходами залежно від температури. У сегнетоелектриках відносна діелектрична проникність є нестабільним параметром, що може змінюватися в широких межах. Поляризованість при доменній поляризації залежить від напрямку електричного поля щодо осей кристала. Залежність поляризованості від напруженості електричного поля є нелінійною. Нелінійність зв'язана з особливостями зростання доменів.

Час установлення поляризації сегнетоелектриків дуже залежить від температури і напруженості електричного поля. Струми доменної поляризації мають не тільки велику реактивну складову, але і велику активну складову, оскільки на переорієнтацію доменів витрачається значна кількість енергії. Унаслідок цього сегнетоелектрики мають звичайно високе значення $\operatorname{tg}\delta$.

1.1.5. Зіткнення частинок у газах при впливі електричного поля

При кімнатній температурі більшість газів не іонізована. У природних умовах завдяки випромінюванню Сонця, космічних променів у повітрі мається деяка кількість вільних електронів та іонів, що надають повітрю деяку провідність. У результаті їх взаємодії з молекулами в повітрі за одну секунду в 1 м^3 утворюється одна пара іонів та електронів, але щомиті однакова кількість зарядів піддається рекомбінації, отже, в 1 м^3 повітря число зарядів залишається постійним і становить 500—1000 пар іонів.

При прикладанні електричного поля до газового проміжку в ньому відбуваються якісно нові процеси. У результаті зіткнень уповільнюється рух дуже швидких частинок і прискорюються дуже повільні.

Розглянемо зіткнення електронів з молекулами або атомами газів. Зіткнення можуть бути пружними і непружними.

Під *пружним* розуміють таке зіткнення електрона з частинкою газу, при якому *не відбувається* зміни кінетичної енергії електрона, що рухається, і передачі кінетичної енергії атомам газу. При пружному зіткненні передається частина енергії, пропорційна відношенню мас частинок, що зіштовхуються, тобто m/M. У випадку зіткнення електрона з молекулою газу значення цього відношення менше 10^{-3}, і такою втратою енергії можна зневажити.

Непружні зіткнення характеризуються тим, що при зіткненні *відбувається* повна передача енергії іншій частинці. При непружному зіткненні 1-го роду енергія внутрішнього стану однієї із систем, що зіштовхуються, не змінюється. При непружному зіткненні 2-го роду внутрішня енергія атома або молекули передається електрону, збільшуючи його кінетичну енергію. Причому це зіткнення може відбуватися, якщо атом чи молекула знаходяться в збудженому стані, тоді електрон здобуває енергію за рахунок внутрішньої енергії атома.

Кожне зіткнення електронів з атомами або молекулами газів характеризується перерізом зіткнення. Повний ефективний переріз пружного розсіювання є обернено пропорційним середній довжині вільного пробігу частки.

Для визначення ефективного перерізу пружного розсіювання залежно від енергії електрона використовувався прилад Рамзауера. На рис. 1.5 наведені залежності повних перерізів пружного розсіювання від енергії електронів для ряду газів. На ньому видно, що в області малих енергій до 1 еВ виявляється аномалія: зі зменшен-

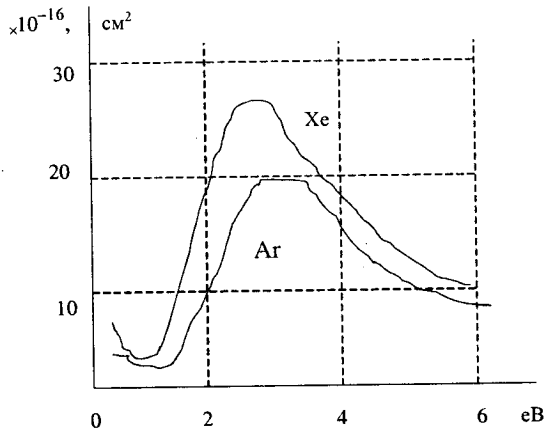


Рис. 1.5. Залежність ефективного перерізу пружного розсіювання σ від енергії електрона.

ням енергії ефективний переріз пружного розсіювання зростає. Пояснити природу цього явища, що дістало у фізиці назву ефекту Рамзауера, можна за допомогою квантової механіки. Квантова механіка розглядає розсіювання як результат дифракції хвиль на хвилях. Частинкам приписують властивості хвиль. Довжина хвилі де Бройля

$$\lambda_D = \frac{h}{2\pi P_i},$$

де h — стала Планка; P_i — імпульс.

У процесі пружного розсіювання в області малих енергій електрони поводяться як хвилі. Електрони з великою енергією де Бройля слабко розсіюються на малих атомах. Максимальне значення ефективного перерізу пружного розсіювання можна визначити із залежності

$$\sigma = 4\pi\lambda_D^2 = 4\pi\left(\frac{h}{P_i}\right). \qquad (1.19)$$

При малих імпульсах P_i цей переріз може бути дуже великим.

Процеси іонізації. Атоми і молекули мають складну внутрішню структуру і можуть знаходитися в різних енергетичних станах. Такі стани зручно подавати на схемі енергетичних рівнів. Розглянемо таку схему на прикладі неону (рис. 1.6). На ньому найнижча лінія відповідає нормальному або основному енергетичному рівню. Інші горизонтальні лінії відповідають збудженим станам або стану іонізації. Енергії (еВ) відраховуються від основного стану.

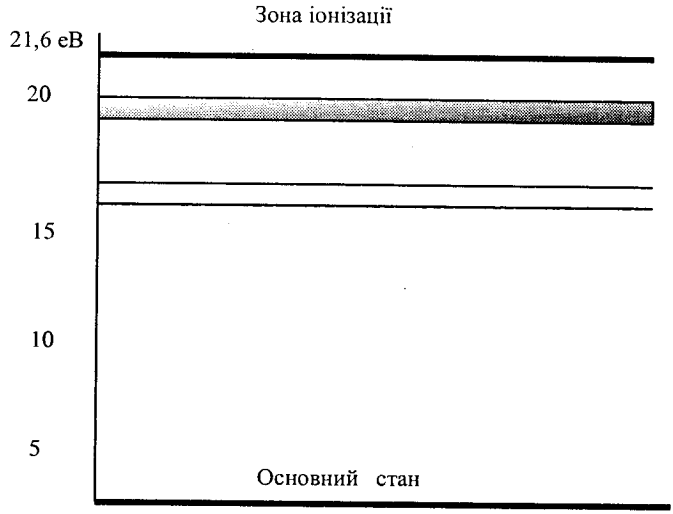


Рис. 1.6. Схема енергетичних рівнів неону.

Один електрон-вольт дорівнює енергії $\varepsilon = 1{,}6 \cdot 10^{-19} \cdot 1$ В $= 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Вт·с.

Енергія в 1 еВ дорівнює кінетичній енергії, що здобуває електрон при вільному русі між двома точками з різницею потенціалів у 1 В.

Найнижчий зі збуджених станів для неону відповідає енергії 16,55 еВ. У цьому стані атом може знаходитися протягом 10^{-8} с, а потім електрон повертається на свою орбіту, виділяючи ту енергію, що одержав. Якщо електрон має енергію, меншу 16,55 еВ, то він не може привести до збудження атом неону і зазнаватиме пружних зіткнень. Якщо енергія електрона перевищує 16,55 еВ, то він може збуджувати атом неону. Але серед збуджених рівнів існують і такі, у яких час життя становить 0,01 с і більше. Це так звані метастабільні рівні. До них належать такі збуджені стани, квантові переходи з яких у стани з меншою енергією, що супроводжуються випромінюванням (випущенням фотона), заборонені правилами відбору і тому малоймовірні або зовсім не можуть відбуватися.

Вище збуджених рівнів знаходиться рівень іонізації при енергії 21,5 еВ для атома неону. Кожен процес взаємодії електрона з атомами або молекулами газу характеризується ефективним перерізом взаємодії зіткнення. На рис. 1.7 та 1.8 наведені графіки залежності ефективних перерізів зіткнень від енергії електрона при збудженні та іонізації для деяких газів.

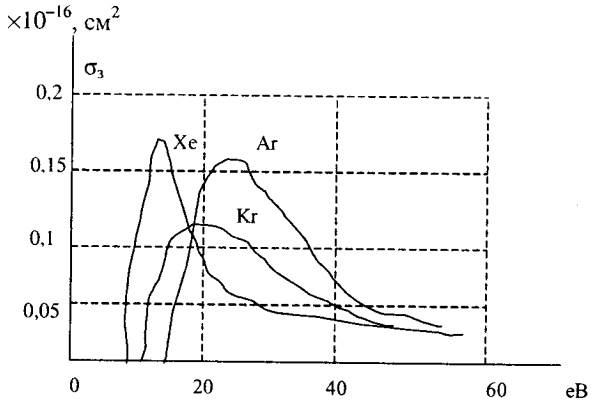


Рис. 1.7. Графік залежності ефективного перерізу збудження від енергії електрона.

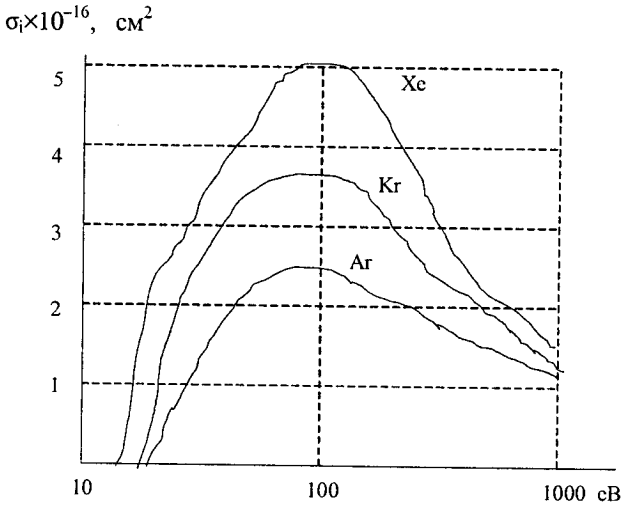


Рис. 1.8. Графік залежності ефективного перерізу іонізації від енергії електрона.

Ефективний переріз іонізації пов'язаний з концентрацією молекул і середньою довжиною вільного пробігу співвідношенням $\sigma_i \lambda_e n = 1$.

Нижче визначеного характерного для кожного газу потенціалу іонізації U_i переріз σ_i дорівнює нулю, оскільки енергії недостатньо для відриву електрона від оболонки атома.

При $U > U_i$ переріз σ_i зростає, проходить через максимум, а потім асимптотично знижується до нуля. Площа перерізу іонізації

є основним параметром для оцінки процесів утворення носіїв зарядів у плазмі.

Розглянемо деякі види іонізації.

Іонізація електронним ударом може бути, якщо у полі з напруженістю E електрон на шляху x_i набуває кінетичної енергії Eex_u, то прирівнявши її до енергії іонізації, $U_i e$, знаходимо, що $x_i = U_i/E$. Іонізація відбудеться, якщо шлях пробігу електрона досягне необхідного значення x_i. Середня довжина вільного пробігу обернено пропорційна густині газу

$$\lambda_e = 1/\delta A_\delta, \tag{1.20}$$

де A_δ — коефіцієнт пропорційності.

Імовірність при зіткненні — $\exp(-x_i/\lambda_e)$. Використовуючи (1.20), знаходимо, що імовірність іонізації

$$R_i = \exp(-U_i \delta A_\delta/E). \tag{1.21}$$

Визначимо число іонізацій, що здійснюються електроном на шляху в 1 м. Якщо λ_e — середня довжина вільного пробігу, то число зіткнень: $1/\lambda_e$. Множачи число зіткнень на імовірність іонізацій при зіткненні, одержимо число іонізацій електрона на шляху в 1 м, що називають *коефіцієнтом ударної іонізації* або першим коефіцієнтом Таунсенда (досліджував у 1901 році процес іонізації при зіткненні молекул газу з електронами).

$$\alpha_i = (1/\lambda_e)[\exp(-U_i \delta A_\delta/E)]. \tag{1.22}$$

Підставивши в (1.22) значення для λ_e, одержимо

$$\alpha_i/\delta = A_\delta[\exp(-U_i \delta A_\delta/E)]. \tag{1.23}$$

Значення для λ_e та A_δ і потенціалу іонізації для деяких газів за нормальних умов наведені в табл. 1.2.

Таблиця 1.2

Значення коефіцієнтів A_δ, λ_e та U_i для газів

Газ	A_δ, $\times 10^3$, см$^{-1}$	λ_e, $\times 10^{-5}$, см	U_i, В
Повітря	11,1	9	
H_2	3,8	26	13,6
N_2	9.6	10	15,6
He_2	2.2	45	21,6
Ar_2	10.3	10	15,8
Ne	11.5	9	21,5

Поверхнева іонізація може мати місце при виконанні умови

$$e\,U_i > e\varphi_{кат}, \tag{1.24}$$

тобто потенціал іонізації повинен бути більше подвоєного значення роботи виходу електрона з катода. Поверхнева іонізація характеризується коефіцієнтом поверхневої іонізації

$$\gamma_{\text{п.і}} = 1 - \sqrt{\frac{1}{1 + \dfrac{U_i - 2\varphi_k}{\varepsilon_{f_0}}}}$$

де $\varphi_{\text{кат}}$ — потенціальний бар'єр. Звичайно $\gamma_{\text{п.і}}$ не перевищує 0,05.

Термічна іонізація має місце при високих температурах газу і характеризується ступенем іонізації, що являє собою співвідношення між добутком щільності одноразово іонізованих позитивних іонів і щільності вільних електронів у плазмі до щільності нейтральних атомів. Це співвідношення було виведено індійським ученим Саха у такому вигляді:

$$\frac{n_i n_e}{n_a} = 2\frac{g_i}{g}\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^2}\right)^{1,5} \exp\left(-\frac{\varepsilon_i}{kT}\right),$$

де g_i, g — статистичні ваги, число різних квантових станів з даною енергією; $2(2\pi mek/h^2)$ — визначає число електронів, що утворилися в результаті іонізації при даній температурі.

Ступінь іонізації будь-якого газу, що знаходиться в стані термодинамічної рівноваги і не зазнав дії яких-небудь додаткових зовнішніх факторів, однозначно визначається родом газу, температурою і тиском.

Для електронного компонента термічної іонізації рівняння Саха має вигляд:

$$\frac{\chi_e^2}{1-\chi_e^2} = 2\left(\frac{2m_e\pi}{kT}\right)\frac{(kT)^{5/2}}{p}\exp\left(-\frac{eU_i}{kT}\right), \qquad (1.25)$$

де $\chi_e = n_e/(n_i + n_a)$. Звичайно $\chi_e << 1$.

Асоціативна іонізація спостерігається при високих тисках і в сумішах газів. Сусідні рівні збудженого атома знаходяться досить близько один до одного. Якщо до атома у збудженому стані наближається атом в основному стані, то відбувається розщеплення збуджених рівнів, і при зіткненні атомів можлива асоціативна іонізація. Цей вид іонізації ефективний, коли енергія іонізації атома є порівнянною з енергією дисоціації молекулярного іона:

$$A^* + B = (AB)^+ + e,$$

$$\varepsilon^{*}_{A} > \varepsilon_{A}^{\text{ion}} - \varepsilon_{(AB)}^{\text{дис}}.$$

Фотоіонізація має місце при поглинанні молекулою квантів світла. Енергія фотона дорівнює $h\upsilon$, де h — стала Планка, Дж/с, υ — частота випромінювання, $с^{-1}$. Фотоіонізація відіграє істотну роль при іскровому розряді за високого тиску, при коронному розряді і є одним з основних процесів, що обумовлюють пробій газу:

$$A + h\upsilon \rightarrow A^{+} + e\,.$$

Умова, за якої відбувається фотоіонізація, може бути подана у вигляді:

$$h\upsilon \geqslant eU_{\text{i}}, \qquad (1.26)$$

тобто енергія фотона має бути більшою енергії іонізації, а надлишок енергії передається електрону, що відривається, у вигляді кінетичної енергії.

З виразу (1.26) можна знайти мінімальну довжину хвилі, при якій має місце фотоіонізація:

$$\lambda_{\text{ion}} = hc/eU_{i}. \qquad (1.27)$$

Підвищення частоти υ збільшує здатність фотона до іонізації. Переріз іонізації фотонами залежить від довжини хвилі.

Якщо $\lambda \geqslant hc/eU_{i}$, то переріз фотоіонізації дорівнює нулю. Кількісне порівняння його з даними за перерізом іонізації електронним ударом показує, що переріз іонізації фотоном на два порядки менше.

Розрізняють *фотоіонізацію поверхневу* й *об'ємну*. *Поверхнева фотоіонізація* зв'язана зі звільненням електронів з поверхні електродів.

Джерелом *об'ємної фотоіонізації* є ультрафіолетове випромінювання, рентгенівські промені, а також процеси, що відбуваються в електричному розряді, тобто фотоіонізація власним випромінюванням.

Процеси деіонізації. Одночасно з процесами, що сприяють утворенню носіїв заряду, у газах відбуваються і процеси, що перешкоджають появі вільних електронів і позитивних іонів у проміжку. До них належать: *дифузія, рекомбінація, прилипання електронів, взаємне розштовхування однойменно заряджених частинок.*

Рух носіїв заряду, спрямований в один бік, що накладається на безладний тепловий рух і приводить до утворення струму (дрейфу), виникає у двох випадках:

під дією електричного поля — дрейф носіїв заряду в електричному полі;

при наявності градієнта концентрації носіїв заряду — дифузійний дрейф.

Рухливість іонів. Однією з важливих характеристик руху носіїв заряду в електричному полі є швидкість дрейфу $v_{др}$.

Розглянемо рух іонів. Нехай за середній час пробігу τ, тобто час між двома наступними зіткненнями, іон зарядом e і масою m_i у прикладеному електричному полі з напруженістю E набуває прискорення F/m_i і за кожне зіткнення втрачає частину своєї енергії. Тоді дрейфова швидкість його

$$v_{др} \cong e\tau/m_i. \qquad (1.28)$$

Стала пропорційності повинна залежати від співвідношення мас частинок, що зіштовхуються, і від сили взаємодії між іонами та нейтральними молекулами.

Залежність енергії, що втрачається іонами через зіткнення, від мас частинок знаходиться з рівняння збереження енергії й імпульсу. Це співвідношення, усереднене по всіх зіткненнях, дає для (1.28) такий вираз:

$$v_{др} = \xi\left(1+\frac{m_i}{M}\right)\frac{eE}{m_i}\tau, \qquad (1.29)$$

де ξ — множник порядку одиниці, що залежить від сили взаємодії між іонами і молекулами, якщо $m_i << M$, то $\xi = 0{,}71$, якщо $m_i = M$, то $\xi = 0{,}82$, і якщо $m_i > M$, то $\xi = 0{,}63$.

Середній час вільного пробігу зв'язаний з перерізом зіткнення σ і середньою швидкістю відносного руху іонів і молекул v_r:

$$\tau = 1/(v_r N\sigma). \qquad (1.30)$$

Як v_r розумно застосувати середньоквадратичну швидкість відносного руху іонів і молекул у вигляді

$$v_r^2 = v_i^2 + v_{др}^2 = 3k(m_i + M)/(m_i M) + v^2_{др}(m_i + M)m_i, \qquad (1.30)$$

де v_i, V_M — визначаються як компонентом безладного руху іонів і молекул, так і компонентом, зв'язаним з рухом іонів і молекул уздовж прикладеного електричного поля.

Тоді для швидкості дрейфу іонів можна одержати вираз:

$$v_{др} = \xi\left(\frac{1}{m_i}+\frac{1}{M}\right)\frac{eE}{\sigma N\left(v^2{}_i + v^2\right)^{1/2}}. \qquad (1.32)$$

Швидкість дрейфу залежить від E та N тільки через їх відношення E/N. Параметр E/N характеризує енергію іона в електричному полі. Тому розрізняють слабке, сильне і проміжне поле, для яких й оцінюється швидкість дрейфу іонів.

Якщо енергія поля занадто мала в порівнянні з тепловою енергією газу, то виконується умова

$$(M^2 + m_i^2)\, e\lambda_i/Mm_i << kT, \qquad (1.33)$$

де M, m_i — маси молекули та іона; $e\lambda_i$ — енергія іона, одержувана ним від поля з напруженістю E на довжині вільного пробігу λ_i при русі уздовж силових ліній поля.

В області слабкого поля для дрейфової швидкості іонів у поле з напруженістю E дістанемо:

$$v_{\text{др}}(0) = \frac{\xi}{\sqrt{3}}\left(\frac{1}{m_i}+\frac{1}{M}\right)^{1/2}\frac{e}{\sigma(kT)^{1/2}}\frac{E}{N}. \qquad (1.34)$$

Коефіцієнт перед E/N визначає рухливість іонів K_i.

При сильному полі можна знехтувати внеском від теплового компонента руху, тоді швидкість дрейфового руху іонів і молекул у сильному полі

$$v_{\text{др}}(\infty) = \xi^{1/2}\left(\frac{M}{m_i}+1\right)^{1/4}\left(\frac{e}{M\sigma}\right)^{1/2}\left(\frac{E}{N}\right)^{1/2}. \qquad (1.35)$$

У випадку проміжних полів співвідношення для швидкості дрейфу іонів можна одержати, розв'язуючи квадратне рівняння відносно $v_{\text{др}}$:

$$\left(v_{\text{др}}^2\right)^2 + \frac{3kT}{M}v_{\text{др}}^2 - \frac{\xi}{M}\left(\frac{1}{m_i}+\frac{1}{M}\right)\left(\frac{eE}{N\sigma}\right)^2 = 0. \qquad (1.36)$$

Рухливість електронів. За однакових умов електрони в порівняні з іонами матимуть вищі дрейфові швидкості. Через свою малу масу електрони швидше прискорюються електричним полем і при пружних зіткненнях утрачають лише частину своєї енергії. Передана електронами енергія є пропорційною відношенню мас m_e/M, тому електрони набирають кінетичну енергію від поля швидше й у проміжку між двома зіткненнями з молекулами газу можуть накопичувати енергію, достатню для непружних зіткнень.

Для рухливості електронів Ланжевен одержав залежність у вигляді:

$$K_e = 0{,}75\, e\lambda_e/(m_e\varpi), \qquad (1.37)$$

де λ_e — середня довжина вільного пробігу електрона; m_e — маса електрона; ϖ — середня швидкість відносного руху електрона.

За нормальних атмосферних умов для повітря вважають, що рухливість негативних іонів має значення 2,2 см^2/(В·с), рухливість позитивних іонів — 1,6 см^2/(В·с), рухливість електронів при E = 100 В/м дорівнює $5\cdot10^3$ м^2/(В·с).

Дифузія. Серед процесів, що перешкоджають іонізації, дифузія посідає перше місце за інтенсивністю видалення заряджених час-

тинок з проміжку. При тих концентраціях іонів, що звичайно досягаються в газах, ці іони в середньому далеко розташовані один від іншого. Тому електростатичні сили взаємодії між іонами незначні, іони можна розглядати як сторонні молекули, що знаходяться в даному газі, і до них можна застосувати газові закони.

Дифузія — це процес спрямованого переміщення частинок з області з вищою концентрацією в область з нижчою.

Чим більша різниця тисків на відстані dx, тим швидше рухається потік, тобто вище надлишок іонів, що проходять в одному напрямку. Тоді для густини потоку заряджених частинок, які проходять через одиничний майданчик, що є перпендикулярним напрямку руху, за одиницю часу при T = const, можна записати:

$$J = -D \operatorname{grad} n, \tag{1.38}$$

де D — коефіцієнт дифузії.

Розглянемо шар газу завтовшки dx і площею A. Повне число іонів в об'ємі залишається постійним. Тоді збільшення числа іонів у шарі Adx має дорівнювати числу іонів, що входять у шар за одиницю часу через майданчик A, мінус число іонів, що залишають даний шар за одиницю часу через площадку A. Запишемо це у вигляді формули:

$$\partial (nAdx)/\partial t = J_x(x)A - J_x(x+dx)A;$$

$$\frac{\partial n}{\partial t}dx = J_x - \left[J_x + \frac{\partial J_x}{\partial x}dx \right] = -\frac{\partial J}{\partial x}dx;$$

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x}\left(D \operatorname{grad} n\right).$$

Рівняння для нестаціонарної дифузії буде таким:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \nabla^2 \left(Dn\right). \tag{1.39}$$

Для одновимірного випадку за умови, що коефіцієнт D не залежить від x, рівняння (1.39) перепишеться так:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = D\frac{\partial^2 n}{\partial x^2}, \tag{1.40}$$

$$D = (1/3)\varpi \lambda. \tag{1.41}$$

Розв'язання рівняння (1.40), коли газ вільний від зовнішніх полів, заповнює весь простір і знаходиться при постійному тиску, запропоноване Таунсендом і має вигляд

$$n = \frac{n_0}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp\left(-\frac{r^2}{4Dt}\right), \qquad (1.42)$$

де n_0 — концентрація іонів у місці розташування джерела іонів у момент $t = 0$; r — середній зсув іонів, що дифундують, від джерела на момент $t = t$.

Використовуючи середній зсув іонів, можна визначити середній час життя іона щодо зіткнень його зі стінкою судини, що містить газ:

$$\tau = \frac{d^2}{D}, \qquad (1.43)$$

де d визначає розмір судини з досліджуваним газом.

Якщо прикладене зовнішнє електричне поле, то описати рух носіїв заряду можна так:

$$J = nEK - D \operatorname{grad} n, \qquad (1.44)$$

де K — рухливість носіїв заряду в полі з напруженістю E.

При великих густинах заряджених частинок починає відігравати важливу роль об'ємний заряд, що виникає в результаті взаємодії іонів з електронами, і його не можна не враховувати. При будь-якому відхиленні від рівності зарядів виникає електричне поле, що прагне відновити порушену рівновагу.

Якщо в іонізованому газі виникає градієнт концентрації носіїв заряду, що спочатку був однаковим для носіїв заряду обох знаків, тобто $n_i = n_e$, то електрони дифундуватимуть швидше, ніж позитивні іони. У результаті цього порушиться нейтральність плазми, з'являться об'ємні заряди й обумовлене ними електричне поле. Це поле буде спрямоване таким чином, щоб гальмувати дифузію електронів і прискорювати дифузію іонів, що дифундуватимуть з більшою швидкістю, ніж це було б за відсутності поля. У підсумку дифузія заряджених частинок відбуватиметься з однаковою швидкістю. Така дифузія зветься *амбіполярною* (це поняття було введено Шотткі в 1924 році при розгляді позитивного стовпа тліючого розряду).

При амбіполярній дифузії для густини потоку частинок обох знаків можна записати вираз:

$$J_{\text{а.д}} = nV_{\text{а.д}} = -D_{\text{а.д}} \frac{dn}{dx}, \qquad (1.45)$$

де $V_{\text{а.д}}$ — загальна швидкість руху позитивно і негативно заряджених часток; $D_{\text{а.д}}$ — коефіцієнт амбіполярної дифузії, що характеризує дифузійний рух частинок:

$$D_{\text{а.д}} = \frac{K_e D^+ + K_i^+ D_e}{K_e + K_i^+}. \qquad (1.46)$$

Зв'язок між коефіцієнтом дифузії і рухливістю. Густина потоку іонів за наявності градієнта концентрації і зовнішнього слабкого електричного поля може бути подана залежністю (1.45). Для визначення зв'язку між коефіцієнтом дифузії і рухливістю розглянемо рівноважний випадок, коли $J = 0$, а градієнт Δn можна визначити методами рівноважної статистичної механіки.

Фізичний зміст розглянутих умов полягає в тому, що накладене електричне поле встановлює перепад концентрації іонів, цей перепад у рівновазі має компенсуватися дифузією іонів у напрямку зменшення їх концентрації.

Рівноважна функція розподілу іонів в електричному полі описується больцманівським законом, що у диференціальній формі можна записати у такому вигляді:

$$\frac{\nabla n}{n} = \frac{eE}{kT}.$$

Якщо $J = 0$, то одержимо відоме у фізиці співвідношення Ейнштейна:

$$K/D = e/k. \qquad (1.47)$$

Взаємне розштовхування заряджених частинок у газі приводить до такого ж ефекту, що і дифузія, але має іншу природу. У результаті дифузії заряджених частинок у газі їх концентрація вирівнюється або зменшується через відхід частинок на стінки судини. Таку ж дію робить і взаємне електростатичне розштовхування частинок однойменних зарядів, якщо їх концентрація не дорівнює концентрації частинок протилежного знака. Точний аналіз взаємного розштовхування заряджених частинок утруднений.

Оцінимо приблизно роль взаємного розштовхування і дифузії в зменшенні густини заряджених частинок у деякому шарі іонів з початковою шириною $2x_0$.

Розглянемо обидва фактори незалежно один від іншого.

Спочатку розглянемо взаємне розштовхування заряджених частинок. Поверхнева густина зарядів шару $\sigma_з = 2\, x_0\, \rho_{об}$, де $\rho_{об}$ — густина зарядів на одиницю об'єму. Поблизу шару напруженість електричного поля в напрямку по осі x $E = 2\pi\sigma_з$. Під впливом цього поля з поверхні шару рухаються іони з дрейфовою швидкістю $v_{др} = K_i E = 2\pi\sigma_з K_i$. Через деякий час t права межа шару виявиться на осі x приблизно на відстані

$$x - x_0 = v_{др} t = 2\pi\sigma_з K_i t. = X_{MR}.$$

Оцінимо тепер вплив дифузії. При відсутності взаємного розштовхування заряджених частинок середньоквадратичний зсув іона, обумовлений дифузією за час t, становитиме

$$\sqrt{2Dt} = X_D.$$

Покладемо, що $X_D = X_{MR}$, і визначимо момент часу, коли обидва ефекти зрівняються:

$$t_0 = \frac{D}{2\pi^2\sigma_з^2 K_i^2}. \qquad (1.48)$$

Помітимо, що X_{MR} росте пропорційно часу, тоді як X_D — пропорційно кореню квадратному з t. Якщо прийняти, що криві перетинаються в момент t_0, то можна бачити, що при $t < t_0$ буде домінувати дифузія, а при $t > t_0$ — взаємне розштовхування заряджених частинок.

Рекомбінація. Під *рекомбінацією* розуміють взаємну нейтралізацію заряджених частинок, що є присутньою у газі і приводить до утворення нейтральних частинок:

$$A^+ + B^- \rightarrow AB + h\upsilon.$$

Розрізняють *випромінювальну рекомбінацію:*

$$A^+ + e \rightarrow A + h\upsilon;$$

рекомбінацію потрійним зіткненням

$$A^+ + B^- + C \rightarrow AB + C$$

(надлишкова енергія, що виділяється в результаті рекомбінації, поглинається третьою частинкою);

взаємну нейтралізацію при перезарядженні:

$$A^+ + B^- \rightarrow A + B$$

(утворяться два нейтральних атоми).

Згідно зі схемами розрізняють електронно-іонну й іонно-іонну рекомбінації.

Коефіцієнт рекомбінації $\alpha_{рек}$ характеризує інтенсивність рекомбінації заряджених частинок в одиниці об'єму в одиницю часу ($м^3$/іон·с).

Нехай в 1 $м^3$ газу є n^+ і n^- іонів, що будуть постійними в об'ємі. Якщо іони одного знака зникають при зустрічі з іонами іншого знака, то зменшення числа іонів dn завдяки рекомбінації за час dt має бути пропорційним n^+, n^- і dt, оскільки імовірність зустрічі залежить від n^+, n^- та dt і не залежить від того, як відбувається ця зустріч, тобто $dn = \alpha_{рек}\, n^+ n^- dt$.

Звичайно умови в газі підбирають таким чином, щоб $n^+ = n^- = n$, і тоді

$$dn = \alpha_{рек}\, n^2 dt. \qquad (1.49)$$

Слід зазначити, що коефіцієнт рекомбінації $\alpha_{рек}$ є постійним тільки для даного розглянутого процесу. У перехідних режимах, якщо один процес змінюється іншим, може мінятися й $\alpha_{рек}$ залежно від природи заряджених частинок.

Розв'язування рівняння (1.49) проводять за таких умов: при $t = 0$, $n = n_0$, при $t = t$, $n = n$. Тоді

(1.50)

Для кількісного визначення коефіцієнта рекомбінації $\alpha_{рек}$ деяких газів був застосований прилад Гарднера. На рис. 1.9 і рис. 1.10 наведено вимірювані значення $\alpha_{рек}$ у кисні залежно від температури і тиску газу.

При атмосферному тиску коефіцієнт рекомбінації є майже постійним. Зменшення тиску приводить до збільшення відстані між іонами й електронами, тобто зменшується імовірність рекомбінації. Зі збільшенням температури коефіцієнт рекомбінації знижується, оскільки для підтримки теплової рівноваги потрібно витратити додаткову енергію. При атмосферному тиску в більшості газів, таких як повітря, O_2, CO_2 та ін., $\alpha_{рек}$ має значення 10^{-6}—10^{-7} м^3/іон·с.

Прилипання електронів — це механізм, пов'язаний з утворенням негативних іонів, що є істотним при коронному розряді з вістря і при розрядах в електронегативних газах. При дослідженні деяких

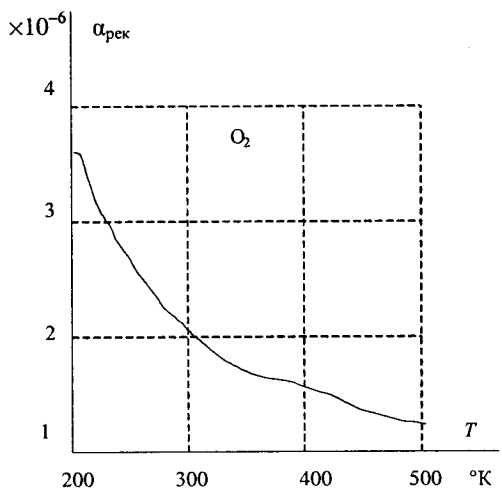


Рис. 1.9. Залежність $\alpha_{рек}$ у кисні від температури газу T.

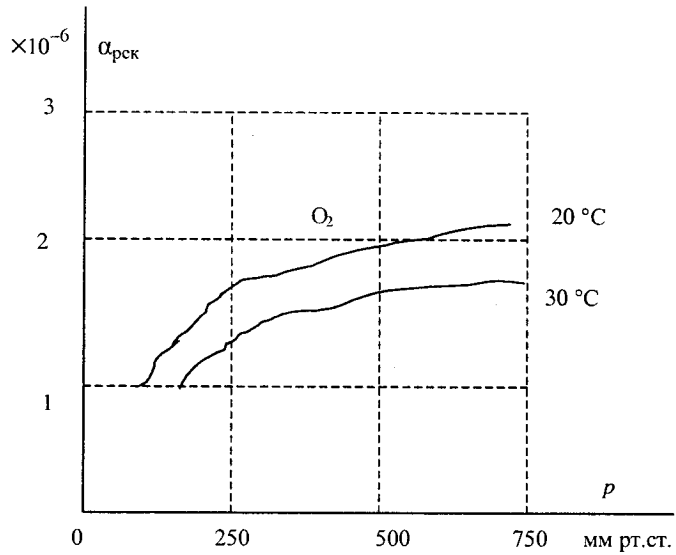


Рис. 1.10. Залежність $\alpha_{рек}$ у кисні від тиску газу P.

газів (O_2, Cl_2, F_2, CCl_2) було встановлено, що негативні іони легко утворяться, якщо зовнішня орбіта або не заповнена, або близька до заповнення.

В інертних газах, де зовнішня електронна оболонка атома заповнена, імовірність утворення негативних іонів мізерно мала.

Прилипання електронів має місце в тому випадку, якщо енергія негативного іона буде нижчою, ніж енергія пари: нейтральний атом (молекула) та електрон, тобто процес йтиме з виділенням енергії. Імовірність утворення негативного іона характеризується або енергією спорідненості до електрона нейтрального атома чи молекули, або енергією, що необхідна, щоб відірвати електрон від негативного іона:

$$\varepsilon^- < (\varepsilon + e).$$

Значення енергії спорідненості до електрона ε^- для деяких газів наведені в табл. 1.3.

Таблиця 1.3

Значення енергії спорідненості до електрона

Газ	He	N	O	Ne	Cl	Ar	F	H
Енергія спорідненості ε^- до електрона, *еВ*	–0,53	–0,6	2,2	–1,2	3,8	–1	3,9	0,7

Знак «–» показує, що з цими атомами не може бути утворений негативний іон.

Негативний іон нестабільний, час його життя менше, ніж 10^{-14} с.

Розглянемо деякі випадки утворення негативних іонів.

Негативні іони утворюються в плазмі:

1) шляхом прилипання електронів до атома або молекули з випромінюванням фотона — фотоприлипання:

$$A + e \rightarrow A^- + h\upsilon.$$

Переріз фотоприлипання становить 10^{-21} м^2;

2) у результаті потрійного зіткнення атома з двома електронами, одному з яких передається надлишкова енергія:

$$A + e + e \rightarrow A^- + e;$$

3) при зіткненні електрона з двома атомами:

$$A + B + e \rightarrow A^- + B.$$

Більш ефективним механізмом утворення негативних іонів є зіткнення в парних співударяннях збуджених атомів з атомом в основному стані, коли енергія відриву електрона від збудженого атома близька до енергії відриву його від негативного іона:

$$A^* + B \rightarrow A^+ + B^-.$$

Переріз цього процесу 10^{-15} см^2 і є характерним для газів при тисках не більше 10 мм рт.ст.

У молекулярних газах утворення негативного іона пов'язане з процесом утворення проміжного стану — молекулярного іона:

$$AB + e \rightarrow (AB)^- \rightarrow A^- + B,$$

чи зі збудженням молекули в електронний стан, що приводить до розпаду на позитивні й негативні іони.

Прилипання враховують за допомогою коефіцієнта η, що характеризує відносне зниження кількості електронів при проходженні ними одиниці довжини шляху чи імовірність прилипання електрона на одиниці шляху.

При середньому числі зіткнень $1/\lambda_e$ коефіцієнт прилипання можна представити у вигляді

$$\eta = (1/\lambda_e)\,[1-\exp(-\lambda_i/\lambda_e)].$$

Електронегативні гази широко відомі, але більшість з них не застосовуються в ізоляційних конструкціях внаслідок активного впливу на метали, токсичності та високої температури зрідження.

* Найпоширенішим з електронегативних газів є елегаз (шестифториста сірка). Його електрична міцність відносно повітря вище в 2,5 раза і може бути збільшена за рахунок підвищення тиску. Елегаз знаходить усе більше застосування у високовольтних вими-

качах на великі струми, у кабелях. Елегаз хімічно інертний і за відсутності в ньому домішок абсолютно нешкідливий для людини. Нешкідливий він і в суміші з повітрям, якщо вміст кисню в ньому становить менше 21 %. Чистий елегаз не розкладається до температури 800 °С. Однак під дією електричних розрядів у елегазі можуть виникнути надзвичайно хімічно активні й шкідливі для людини домішки, різні тверді сполуки, що осідають на частинах конструкції апарата і здатні погіршити його ізоляційні характеристики.

Для запалювання розряду в елегазі необхідно знати характеристики процесів іонізації і прилипання, середню енергію електронів і швидкість дрейфу. На рис. 1.11 наведені залежності коефіцієнтів іонізації та прилипання η/p від параметра E/p. У діапазоні 70 В/(м·Па) < < E/p < 150 В/(м·Па) дані для $\alpha_{сф}/p$ апроксимуються виразом $\alpha_{сф}/p = A(E/p - E_п/p)$, де $\alpha_{сф} = (\alpha_{іон} - \eta)$, $A = 0{,}027$ В$^{-1}$; $E/p_п = 89$ В/м·Па.

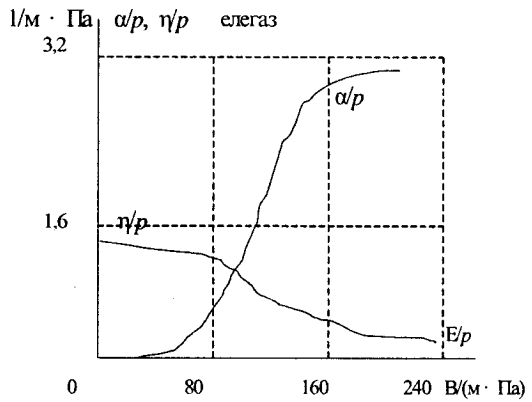


Рис. 1.11. Залежність $\alpha_{еф}/p$ та η/p від параметра E/p для елегаза.

Емісія електронів з металу. Для того щоб вирвати електрон з металу, йому необхідно надати відповідну енергію. Електрони всередині металу рухаються вільно. Максимальна швидкість руху електронів у металі при $T = 0$ °К

$$v_{f0} = \sqrt{\frac{2\varepsilon_{f0}}{m}},$$

де m — маса електрона.

Виходу електрона з металу перешкоджає наявність «потенціального бар'єра». Для його подолання необхідним є зовнішній вплив:

нагрівання катода до високої температури — *термоелектронна емісія;*

сильне зовнішнє електричне поле — *автоелектронна емісія;*

бомбардування твердого тіла важкими частинками — *електронно-іонна емісія;*

вплив квантів світла (фотонів) — *фотоелектронна емісія*, або зовнішній *фотоефект.*

Для виходу електрона з металу необхідно, щоб його енергія була більшою роботи виходу, потенційного бар'єра і щоб електрон рухався з цією енергією перпендикулярно поверхні металу. Якщо вісь x розташована перпендикулярно поверхні металу, то вийдуть ті електрони, енергія яких більша енергії виходу, тобто

$$(1/2)mV_x^2 > \varepsilon_в. \qquad (1.51)$$

Густину струму *термоелектронної емісії* можна показати у вигляді

$$J_т = AT^2 \exp\left(\frac{-\varphi}{kT}\right). \qquad (1.52)$$

Рівняння (1.52) відоме як рівняння Річардсона—Дешмана і показує, як змінюється густина струму від температури при відсутності зовнішнього електричного поля.

Дія зовнішнього електричного поля призводить до зниження роботи виходу (ефект Шотткі), і тоді для густини струму термоелектронної емісії за наявності електричного поля можна одержати вираз

$$J_т^{(E)} = AT^2 \exp\left(-\frac{\varphi - \Delta\varphi}{kT}\right) = J_т^{(0)} \exp\frac{0{,}44E^{1/2}}{T}, \qquad (1.53)$$

де $J_т^{(0)}$ — густина струму термоелектронної емісії за відсутності зовнішнього електричного поля.

При високих напруженостях поля ($10^{10} - 10^9$) В/м і $T = 0$ °К емісія електронів з катода обумовлена квантовими ефектами — можливістю для електронів, що знаходяться на рівні Фермі чи поблизу його, проходити крізь бар'єр зі значною імовірністю, якщо бар'єр досить тонкий. Такий струм дістав назву струму холодної або автоелектронної емісії. Фаулер і Нордгейм одержали такий вираз для густини струму *автоелектронної емісії*:

$$J_а = \frac{6{,}2 \cdot 10^{-6} E^2 \sqrt{\varepsilon_{f0}}}{(\varepsilon_{f0} + \varphi)\sqrt{\varphi}} \exp\left[-\frac{6{,}85 \cdot 10^9 (\varphi)^{3/2} \xi}{E}\right], \qquad (1.54)$$

де ξ — поправочний коефіцієнт, що враховує ефект Шотткі.

Найбільш простим є *фотоефект* — вириванння електронів з поверхні катода фотонами. Для його здійснення необхідне виконання умови

$$h\upsilon \geqslant \varphi, \qquad (1.55)$$

тобто енергія падаючого на катод фотона має бути не менше роботи виходу електронів.

Наведені вище залежності для емісії електронів отримані за припущення, що поверхні твердого тіла ідеально гладкі й чисті, але на практиці ця умова не реалізується. Поверхня електродів має велике число мікронеоднорідностей і мікрозабруднень, роль яких зводиться до локальних підвищень напруженості електричного поля відносно середньої напруженості поля, до зміни роботи виходу й утворення заряджених шарів на поверхні. Наявність на поверхні твердого тіла адсорбованих газів, плівок і часток сторонніх речовин, особливо діелектриків, впливає на емісійні характеристики катода.

Складні явища, які відбуваються в газовому проміжку через дію електричного поля, можна звести до невеликого числа елементарних процесів, звертаючи увагу на ті процеси, що приводять до зміни заряду частинок.

1. *Пружне зіткнення* електрона з нейтральною частинкою — за природою пружного удару відбувається зміна кінетичної енергії, пропорційна відношенню мас електрона і молекули, і не відбувається іонізація, але кінетична енергія розподіляється між частинками у вигляді енергії теплового руху, тому відбувається нагрівання газу.

2. *Збудження* — непружний удар 1-го роду, частина кінетичної енергії витрачається на зміну внутрішньої енергії однієї з частинок, які зіштовхуються.

3. *Іонізація* — непружні удари 1-го і 2-го роду, коли частинка знаходиться в збудженому стані й передає свою енергію, збільшуючи кінетичну енергію іншої частинки.

4. *Рекомбінація* — процес нейтралізації заряджених частинок.

5. *Електронні емісії* — процеси, що сприяють виходу електронів з поверхні катода під впливом зовнішніх факторів (сильного електричного поля, нагрівання й опромінення катода).

Імовірність того чи іншого процесу залежить від ефективного перерізу взаємодії.

1.1.6. Процеси в рідкому діелектрику при впливі електричного поля

Рідини, що використовують в електротехніці як ізоляцію, мають незначну провідність. Можна виділити такі види провідності:

іонна, обумовлена переміщенням іонів, утворених як унаслідок дисоціації основних молекул рідини і домішок, так і внаслідок іонізаційних процесів;

моліонна, обумовлена переміщенням колоїдних заряджених частинок у рідині (з колоїдних систем зустрічаються емульсії, де обидві фази — це рідини, і суспензії, де одна фаза — тверда речовина);

електронна, обумовлена переміщенням електронів, що виникають внаслідок іонізаційних процесів.

Іонна провідність. Унаслідок ближнього порядку розташування частинок у рідині кожна частинка тривалий час знаходиться в області, що відповідає мінімуму потенціальної енергії: тепловий рух її в цьому стані зводиться до коливань поблизу центра рівноваги з частотою $\upsilon = kT/h$. Звичайно $\upsilon = (10^{12} - 10^{13})$ с$^{-1}$. Схематичне зображення залежності потенціальної енергії W від координати x наведене на рис. 1.12.

Через тепловий рух іони і молекули рідини можуть набути енергії, достатньої для відриву від сусідньої молекули і переміщення на відстань, порівнянну з розмірами молекули. При цьому іон залишається в сфері впливу оточуючих його молекул та іонів. Необхідна для такого переміщення енергія активації W_a визначається висотою потенціального бар'єра між двома квазістійкими положеннями 1 і 2. Імовірність того, що частинка набуде енергії, яка дорівнюватиме або буде більшою за W_a, становить $\exp(-W_a/kT)$. Будь-яка рідина якоюсь мірою дисоційована, містить визначену кількість іонів в одиниці об'єму. Ступінь дисоціації, тобто відношення числа дисоційованих молекул $n_д$ до загального числа молекул n в одиниці

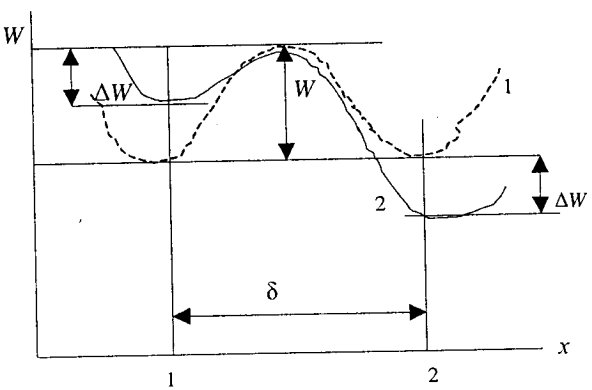


Рис. 1.12. Залежність потенціальної енергії W від координати x.

об'єму рідини, залежить від діелектричної проникності рідини. Так, для трансформаторного масла $n_д/n = 10^{10}/10^{21} = 10^{-11}$, а касторового $n_д/n = 10^{13}/10^{21} = 10^{-8}$, полярні рідини завжди дуже дисоційовані.

Якщо зовнішнє електричне поле відсутнє, то іони і молекули рідини рухаються хаотично. У середньому можна прийняти, що уздовж кожної з трьох взаємно перпендикулярних осей рухається $n_0/3$ іонів, причому з положення 1 у положення 2 — $n_0/6$, так само і з положення 2 в 1. Якщо при кожному переміщенні іон прагне перескочити через потенційний бар'єр, то число переміщень з 1 у 2 або назад за одиницю часу

$$n_{12} = n_{21} = \frac{n_д}{6}\upsilon \exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right).$$

Час релаксації, тобто час перебування частинки у фіксованому стані, визначається залежністю (1.14).

При додаванні зовнішнього електричного поля відбувається зсув розподілу потенціальної енергії. Зміна енергії частинки при переміщенні її на відстань x в напрямку поля $W = qEx$. На рис. 1.12 зміна потенціальної енергії частинки з зарядом q уздовж осі x ілюструється кривою 2. При накладенні електричного поля з напруженістю E значення n_{12} стає більше за n_{21}:

$$\Delta n = n_{12} - n_{21} = \frac{n_д}{6}\upsilon\left[\exp\left(-\frac{W_a - \Delta W}{kT}\right) - \exp\left(-\frac{W_a + \Delta W}{kT}\right)\right],$$

де Δn — число надлишкових перескоків за одиницю часу в напрямку поля, $\Delta W = 1/2(q\delta E)$, тут δ — відстань між квазістійкими станами 1 і 2; при малих напруженостях поля $\Delta W << kT$, тоді можна записати для $\exp(+\Delta W/kT) = 1 + \Delta W/kT$; $\exp(-\Delta W/kT) = 1 - \Delta W / kT$, і тоді

$$\Delta n = \frac{n_д \upsilon q \delta E}{6kT}\exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right).$$

Спрямована швидкість переміщення іонів $v_i = \Delta n\delta/n_д$, або

$$v_i = \left(\frac{q\upsilon\delta^2 E}{6kT}\exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right)\right).$$

Тоді питома об'ємна провідність $\gamma = J/E = nqv_i/E$, або

$$\gamma = \frac{n_д q^2 \delta^2}{6kT}\exp\left(-\frac{W_a}{kT}\right). \qquad (1.56)$$

Рухливість іонів для більшості рідких діелектриків у слабких полях становить 10^{-4} м^2/В·с. У сильних полях рухливість негатив-

них іонів зростає до 10^{-2} м²/В·с. У загальному вигляді іонна провідність може бути подана так:

$$\gamma = A_1 \exp\left(-\frac{B}{T}\right), \tag{1.57}$$

іноді в невеликих інтервалах температур $\gamma = \gamma_0 \exp[a(T - T_0)]$, де γ_0 — питома провідність при T_0, a — температурний коефіцієнт збільшення провідності.

Для більшості рідких діелектриків провідність пов'язана з в'язкістю $\eta_в$, що залежить від температури за формулою:

$$\eta_B = \frac{6kT}{\delta^2 \upsilon} \exp\left(\frac{W_a}{kT}\right), \tag{1.58}$$

а для неполярних рідких діелектриків дотримується закон Вальдена: $\gamma\eta_B = \text{const}$.

Моліонну (катафоретичну) провідність важко відділити від іонної, оскільки розмір колоїдних частинок, що беруть участь у моліонній провідності, є порівняним або ненабагато більшим розмірів іона рідини. Основні закономірності моліонної провідності такі ж, як і іонної. Якщо діелектрична проникність дисперсної фази більша, основної: $\varepsilon_д > \varepsilon_{осн}$, то моліони заряджаються позитивно і при включенні напруги переміщуються до катода. Це явище дістало назву катафорезу, тому моліонну провідність іноді називають катафоретичною. У протилежному випадку моліони заряджаються негативно, що приводить до анафорезу.

Іонна і моліонна провідності неполярних діелектриків обумовлюють діелектричні втрати в рідині, і провідність γ зв'язана з $\operatorname{tg}\delta$ залежністю

$$\gamma = \varepsilon\omega\operatorname{tg}\delta. \tag{1.59}$$

Електронна провідність зумовлена рухом вільних електронів. При дуже високих напругах існує область утворення електронних лавин при ударній іонізації, що врешті-решт приведе до пробою. При напруженостях поля понад 200 кВ/м струм росте за експонентним законом. Зростання струму в цьому випадку для рідких діелектриків можна пояснити такими процесами: *емісією електронів* з поверхні катода, *ударною іонізацією* в об'ємі рідини, *дисоціацією* молекул основної рідини або забруднень під дією поля.

Для експериментального визначення зростання струму в рідкому діелектрику використовують прямокутний імпульс напруги малої тривалості, щоб виключити: а) нагрів рідини; б) рух забру-

дненъ; в) рух рідини; г) перекручування поля, викликане об'ємними зарядами; д) відкладення на електродах продуктів розкладу.

Одним з основних параметрів, що дозволяє визначити вид носія заряду, є рухливість. За рухливістю негативних носіїв зарядів у сильних полях можна судити про поведінку електронів, які емітують з катода в рідину. Рухливість позитивних зарядів залежить від сорту рідини і міняється в межах від десятих часток до 10^{-4} м^2/В·с. Низьку рухливість носіїв зарядів ізолюючих масел можна пояснити тим, що в'язкість рідини ізолюючого масла значно більша в'язкості води. При недостатньо очищеній рідині для рухливості негативних носіїв зарядів справедливий закон Стокса: $K^- = e/(6\pi\eta_в R)$, де R — радіус іона.

Експериментально для рідких вуглеводнів можна використовувати наступну залежність:

$$K = A\,\eta_в 1{,}5\,,$$

де A — стала для даного сорту іонів.

Дисоціація як джерело носіїв зарядів. Провідність слабких електролітів описується кількісно теорією Арреніуса. Згідно з цією теорією молекули солей, кислот та основ, знаходячись у розчиннику, розпадаються на іони різних знаків, що беруть участь відповідно до їх рухливостей у перенесенні струму. Позитивні іони рухаються до катода і називаються катіонами і, відповідно, негативні іони називаються аніонами.

Слабкі електроліти в розчині розпадаються на іони не цілком, а частково, що характеризується коефіцієнтом дисоціації $\alpha_{дис}$. Загальна концентрація часток в електроліті визначається залежністю

$$n = n_0(1 + \alpha_{дис}),$$

де n_0 — концентрація носіїв заряду до початку дисоціації. Коефіцієнт дисоціації залежить від напруженості поля за формулою Пламлі:

$$\alpha_{дис}(E) = \alpha(0)\exp\left[\frac{2q^{3/2}(E/\varepsilon)^{1/2}}{kT}\right],$$

де $\alpha(0)$ — коефіцієнт дисоціації за відсутності поля. Експериментально підтвердити цю формулу для опису вольт-амперної характеристики рідких діелектриків в області сильних полів важко. Для дуже полярних рідин в області понадсильних полів можна враховувати дисоціацію як джерело носіїв зарядів.

Ударна іонізація в рідині. Питання про можливе множення електронів в об'ємі рідини в результаті ударної іонізації є спірним. Процес ударної іонізації в рідких діелектриках і газах протікає порізному. Ефективний коефіцієнт ударної іонізації Таунсенда має

бути зменшений унаслідок можливого прилипання вільних електронів до молекул рідини. Для чистих та очищених рідин густина струму в сильному полі визначається за формулою

$$J = J_0 \exp[(\alpha - \eta)d],$$

де J_0 — початковий струм холодної емісії.

Проведені деякими дослідниками експерименти показали, що при $E < 1{,}2$ МВ/м ударна іонізація не виявляється. Тільки при $E > 1{,}3$ МВ/м були відзначені ознаки початку ударної іонізації. Це свідчить про те, що внесок ударної іонізації у провідність діелектричних рідин є невеликим навіть при полях, близьких до пробивних, і, в основному, вплив ударної іонізації позначається на стадії запалювання розряду в рідині.

Нікурадзе запропонував для визначення густини струму в рідині таку залежність:

$$J = J_0 \exp[c(E - E_0)d], \qquad (1.60)$$

де E_0 — гранична напруженість, дорівнює (80...100) кВ/м, c — стала для даної рідини.

Емісія електронів у рідину. У багатьох теоріях пробою рідини вважалося, що емісія електронів у рідину відбувається так само, як у вакуум, а вплив рідини враховувався зменшенням роботи виходу в ε разів. Однак це не підтверджувалося експериментами. Енергію електронів металу при виході в рідину за наявності зовнішнього електричного поля можна записати таким чином:

$$W = eEx - \frac{e^2}{16\pi\varepsilon x},$$

де ε — діелектрична проникність середовища. Для холодної емісії напруженість поля має бути більша ніж 10^8 В/м, при менших значеннях емісія електронів відіграє дуже незначну роль. Говорячи про емісію електронів, необхідно відзначити деякі відмінності в русі електронів у рідині та газах.

Електрони, вирвані з поверхні електродів, прискорюються полем і гальмуються в результаті зіткнень з молекулами рідини. Механізм гальмування електрона в рідині не такий, як у газах. У газах електрон втрачає енергію, головним чином, у процесі іонізації і збудження атомів або молекул. У рідинах густина середовища на 2—3 порядки більша, ніж у газах, і тому середня довжина вільного пробігу менша (близько 10^{-7}м). На цьому шляху електрон може набути дуже невеликої енергії, що витрачається при наступному зіткненні з молекулою. Загублена електроном енергія передається атомам і витрачається на порушення коливань уздовж хімічних

зв'язків, на обертання окремих груп, на вібрації всього ланцюжка молекули. Енергія цих процесів менша енергії порушення або іонізації атома, і прискорення електрона до швидкості, що відповідає енергії іонізації (10...20) еВ, потребує дуже великих електричних полів.

Проведений В. Я. Ушаковим [2] аналіз процесу виходу електронів з металу в рідину привів до висновку про необхідність враховувати нелінійну залежність ε рідини від проникнення поля в метал і від напруженості поля, створюваного електроном поблизу поверхні металу, та його електричним зображенням. Ці ефекти можуть істотно зменшити роботу виходу електронів у рідину. Крім того, робота виходу електронів у рідину може змінюватися від наявності на поверхні окисної плівки продуктів розкладу. Окисна плівка за певних умов може знизити роботу виходу. Позитивні іони, що утворилися в рідині, осідаючи на поверхні окисної плівки, створюють поверхневі заряджені шари. Збільшуючи напруженість поля поблизу катода, ці шари збільшують інтенсивність електронної емісії і, отже, струм провідності. Тоді для густини струму електронної емісії можна записати вираз у вигляді:

$$J_к = AE^2_к(\varphi_0)^{-1}\exp[-6{,}8\cdot10^{-9}(\varphi_{23/2}\,E_к^{-1} + \phi)],$$

де $E_к$ — напруженість поля поблизу катода; φ_0 — робота виходу електронів у вакуум; φ_2 — робота виходу електрона з урахуванням поля позитивних іонів; ϕ — функція Фаулера—Нордгейма.

Зміну роботи виходу під дією сил зображення можна пояснити зміною показника заломлення n у вигляді $n = n_0 + kE^2$, де n_0 — показник переломлення за відсутності зовнішнього електричного поля: $k = B\lambda$, де B — стала Керра; λ — довжина хвилі світла. Це дало можливість використовувати залежність для показника заломлення при визначенні сил зображення з урахуванням впливу нелінійної поляризації рідкого середовища в сильному електричному полі. Відомо, що робота виходу електронів з металу в рідину з діелектричною проникністю ε може бути записана як $\varphi = \varphi_0/\varepsilon$, а $\varepsilon = n^2$. Тоді для сили електричного зображення

$$F = \frac{e^2}{4\pi\left(n_0 + kE^2\right)x^2},$$

і це треба враховувати при розрахунку густини струму. Наприклад, для системи платина-бензол $\varphi_0 = 6{,}3$ еВ, $\varphi_0/\varepsilon = 2{,}8$ еВ, з урахуванням нелінійних ефектів $\varphi = 2{,}06$ еВ. Вплив нелінійної змі-

ни є рідини в полі електрона та його зображення тим сильніший, чим більшою є робота виходу електронів з металу у вакуум і стала Керра.

Необхідно враховувати, що в сильних полях інтенсивними є дисоціація і множення електронів, що створюють додатковий струм і викликають фіктивне зменшення роботи виходу.

1.1.7. Вплив електричного поля на твердий діелектрик

При впливі електричного поля на твердий діелектрик можливі такі явища (рис. 1.13):

електрична індукція, що у діелектриках більша, ніж у вакуумі, внаслідок поляризації: $D = \varepsilon\varepsilon_0 E$, де ε — діелектрична проникність, яка характеризує здатність діелектрика до поляризації;

J — густина виникаючого струму: $J = \sigma E$, в області слабких полів вона пропорційна напруженості поля;

діелектричні втрати: $Q = \eta E^2$, що характеризують необоротний процес переходу електричної енергії в теплову;

механічна деформація — електрострикція, тобто пружний зсув електричних зарядів в електричному полі з напруженістю E викликає не тільки деформацію взагалі, але і механічну деформацію поляризованого діелектрика: $x = \chi E^2$, де χ — електрострикційна стала;

зворотний п'єзоефект, при якому механічна деформація пропорційна напруженості електричного поля E першого ступеня: $x = dE$, де d — п'єзомодуль;

електрокалоричний ефект, при якому в піроелектриках відбувається не тільки нагрівання, але й охолодження залежно від поляр-

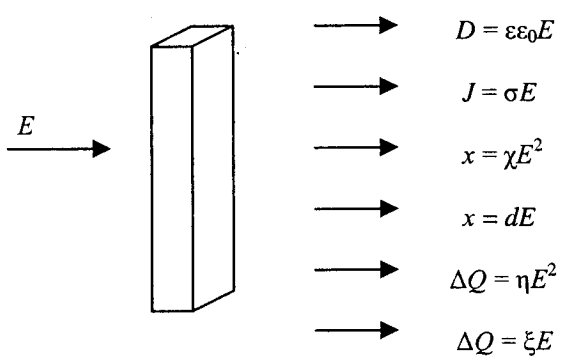


Рис. 1.13. Вплив електричного поля на твердий діелектрик.

ності електричного поля: $\Delta Q = \xi E$, де ξ — електрокалорична константа.

Одні фізичні явища мають місце у всіх діелектриках за наявності електричного поля, інші тільки в кристалах з особливою структурою.

У техніці і при фізичних дослідженнях широко використовуються електрооптичні ефекти (рис. 1.14), а саме: поглинання світлової енергії і перетворення її в теплоту, $\Delta Q(\Phi)$; фотохромний ефект — зміна коефіцієнта поглинання, $\varphi(\Phi)$; фоторефракційний ефект — зміна коефіцієнта заломлення, $n(\Phi)$; у сегнетоелектриках і піроелектриках має місце ефект фоторефракції «з пам'яттю», коли при впливі світла через фотоефект на домішках і дефектах структури виникає перерозподіл зарядів; електрооптичний ефект пов'язаний з анізотропією властивостей діелектрика. Оптичний ефект заломлення пов'язаний з діелектричною проникністю співвідношенням $\varepsilon = n^2$. Існує лінійний електрооптичний ефект — ефект Поккельса, і квадратичний електрооптичний ефект — ефект Керра, характерний для полярних рідин і сегнетоелектриків. Лінійний електрооптичний ефект дозволяє одержати зміну коефіцієнта оптичного заломлення при більш низьких напругах, ніж квадратичний.

Вплив світла на анізотропний діелектрик приводить до того, що світло стає поляризованим, є характерним для нецентросиметричних діелектриків і розділяється на два промені з різними коефіцієнтами заломлення, так звана подвійна променезаломлюваність. За допомогою електричного поля можна керувати величиною коефіцієнта заломлення кристалів, що знайшло своє застосування в електроніці й оптиці.

В ефекті Поккельса зміна коефіцієнта заломлення прямо пропорційна напруженості керуючого поля, що дозволяє одержати

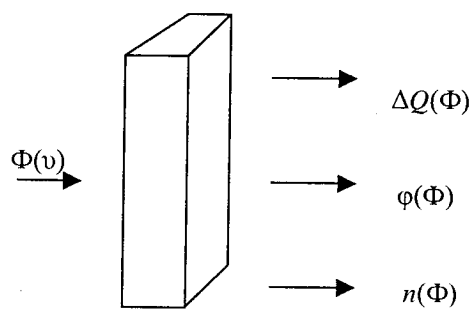


Рис. 1.14. Вплив світлового потоку Φ на твердий діелектрик.

також велику зміну фази. Ефект Поккельса спостерігається в п'єзоелектричних кристалах, анізотропія яких має визначену симетрію, наприклад, дигідрофосфат амонія і дигідрофосфат калію; у випадку анізотропії їх оптичних властивостей обидві сполуки є одноосьовими, тобто у разі проходження електромагнітних хвиль у напрямку оптичної осі вони не викликають подвійного променезаломлення. Ефект Поккельса дає кращі результати для когерентних хвиль. Якщо паралельно оптичній осі прикласти електричне поле, то кристали стають подвійно заломлюючими в напрямку осі. Лінійно поляризовані хвилі з різним напрямком вектора поляризації будуть поширюватися з різними швидкостями. Тоді у хвилях, поляризованих паралельно головним осям, перпендикулярним оптичній осі, з'являється різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{n^3 \omega r_{63} L E_z}{c},$$

де L — довжина кристала в напрямку оптичної осі; E_z — складова напруженості електричного поля в цьому напрямку; c — швидкість світла, ω — кругова частота хвиль, n — показник заломлення; r_{63} — електрооптична константа кристала.

Ефект Керра має місце, коли під впливом електричного поля молекули речовини, незважаючи на тепловий рух, орієнтуються у відповідності зі своєю поляризованістю, внаслідок чого ізотропна на початку речовина може набути властивостей одноосьового кристала, оптична вісь якого розташована в напрямку електричного поля.

Якщо через речовину, що стала таким чином анізотропною, проходить промінь світла, то швидкість його поширення залежить від того, чи збігається площина коливань променя з напрямком поля або є перпендикулярною до нього. Промінь, коливання якого збігаються з напрямком поля, на відміну від звичайного променя називають незвичайним. Швидкість поширення цих променів позначають через c_1 і c_2, а коефіцієнти заломлення n_1 і n_2. Тоді

$$\varphi = BE^2 l = BU^2 \frac{1}{d^2},$$

де B — постійна Керра, що дорівнює різниці коефіцієнтів заломлення, поділеної на довжину хвилі при напруженості поля в одну електростатичну одиницю і товщині шару l = 1 м; з урахуванням цього

$$\varphi = l(n_1 - n_2)/\lambda = BE^2 l,$$

розмірність B (1/300 $м^{-1} \cdot В^{-2}$). Стала Керра істотно залежить від температури: зі збільшенням температури стала Керра зменшується.

При підвищенні напруженості електричного поля E прості співвідношення ($D = \varepsilon\varepsilon_0 E$, $J = \sigma E$, $P = E^2\varepsilon\varepsilon_0\omega\mathrm{tg}\delta$) порушуються, оскільки ε, σ, $\mathrm{tg}\delta$ самі стають залежними від E. Нелінійність електричних параметрів діелектриків виявляється в залежностях $\varepsilon(E)$, $\sigma(E)$ і $\mathrm{tg}\delta(E)$. Нелінійність цих характеристик стає помітною при полях ($10^7 - 10^9$) В/м, за своєю природою нелінійності й електричний пробій близькі між собою.

Вивчення цих залежностей дозволить робити прогнозування надійності електричної ізоляції, тобто ці залежності можуть бути використані для оцінки строку служби ізоляції.

Нелінійність діелектричної проникності $\varepsilon(E)$ можна виразити через параметри діелектрика, що є складним завданням. Тому цю функцію можна записати у вигляді степеневого ряду:

$$\varepsilon(E) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 E + \varepsilon_2 E^2 + \varepsilon_3 E^3 + \ldots \qquad (1.61)$$

Цей ряд швидко збігається, а значення коефіцієнтів при E залежать від структури діелектрика.

Для центросиметричних діелектриків коефіцієнти при непарних степенях E дорівнюють нулю, тобто $\varepsilon(E) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 E^2$ і $\varepsilon_2 = \dfrac{d\varepsilon}{dE}$.

Для нецентросиметричних діелектриків через швидку збіжність (1.61) можна прийняти $\varepsilon(E) = \varepsilon_0 + \varepsilon_1 E$, $\varepsilon_1 = \dfrac{d\varepsilon}{dE}$.

У принципі будь-який діелектрик є нелінійним. Експериментально нелінійність може бути виявлена в сильних полях. Так, для неполярних рідких діелектриків зміна ε на 10 % виявляється при $E = 10^9$ В/м, а для кристалів — при $E = 10^8$ В/м. Типова залежність $\varepsilon(E)$ у діелектриках з різним ε наведена на рис. 1.15. Чим більше ε, тим більша нелінійність. Швидкість зміни $\varepsilon(E)$ не може перевищувати швидкості встановлення поляризації і залежить від часу релаксації.

Нелінійність діелектричних втрат $\mathrm{tg}\delta(E)$ може бути зумовлена як нелінійною провідністю, так і нелінійною поляризацією:

$$\mathrm{tg}\delta(E) = \sigma(E)/\left[\varepsilon_0\omega\varepsilon(E)\right] \text{ або } \mathrm{tg}\delta(E) = \varepsilon''(E)/\varepsilon'(E),$$

де ε' — ємнісна складова; ε'' — активна складова комплексної діелектричної проникності.

Залежність $\mathrm{tg}\delta(E)$ дозволяє думати про виникнення в діелектриках нелінійних процесів. Ця властивість використовується для прогнозування електричного пробою й оцінки надійності ізоляційних пристроїв і конструкцій. Так, при підвищенні електричної напруги

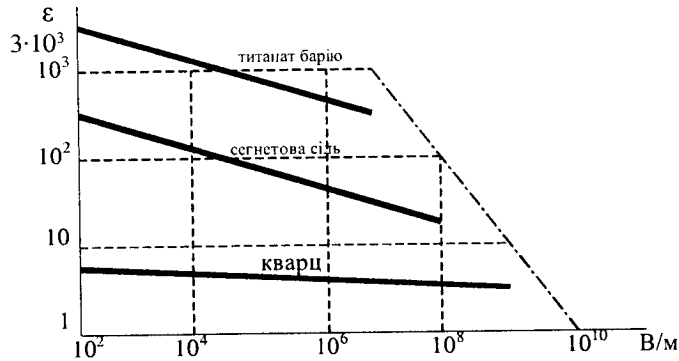


Рис. 1.15. Зміна діелектричної проникності від напруженості електричного поля.

зростання tgδ(E) свідчить про появу іонізації — виникнення електричних розрядів у газових порожнинах, появу частинкових розрядів (ЧР).

Діелектричні втрати — це та частина енергії, що перетворюється в діелектрику на тепло. Нагрівання діелектрика у змінному електричному полі збільшується із зростанням частоти. Значення діелектричних втрат та їх залежність від частоти і температури свідчать про особливості механізму поляризації.

Із зростанням температури T тангенс кута діелектричних втрат експоненційно зростає, що зумовлено зростанням провідності. За визначенням тангенс кута діелектричних втрат дорівнює відношенню густини активного струму до густини реактивного. Частотна залежність тангенса кута діелектричних втрат tgδ характеризується наявністю максимуму, що відповідає релаксаційній частоті.

Частотні залежності tgδ і ε взаємно зв'язані: носії зарядів встигають чи не стежити за зміною електричного поля. Для залежності tgδ від частоти ω характерна наявність частоти ω_k, що відповідає такому співвідношенню між періодом зовнішнього електричного поля і часом релаксації диполів τ, при якому спостерігаються найбільші витрати енергії, необхідні диполям для подолання опору середовища. У полярних діелектриках $\omega_k\tau = 1$ при постійній температурі, для неполярних діелектриків характерне співвідношення

$$\text{tg}\delta = 1{,}8\cdot10^8/(f\varepsilon\rho), \qquad (1.62)$$

але для деяких діелектриків спостерігається при деяких частотах незначне підвищення тангенса кута діелектричних втрат.

Провідність твердих діелектриків. Залежно від природи носіїв зарядів розрізняють іонну, моліонну й електронну провідності.

У деяких діелектриках можуть мати місце полярони — ділянки з перекрученими кристалічними ґратами разом з електроном чи діркою, що викликали це перекручування. Як відомо, електронна провідність характерна для металів. Кристалічні й аморфні речовини мають іонну провідність. При значному підвищенні напруги електричного поля, крім звичайної іонної провідності, з'являється електронна провідність.

Слід також зазначити, що в реальних кристалах завжди є домішки сторонніх атомів (іонів), які можуть впливати на провідність.

Сучасні способи очищення не дозволяють одержати абсолютно чисті матеріали. Навіть найчистіші з них містять до 10^{-9} % домішок, що відповідає вмісту 10^{17} атомів домішок в 1 м^3 речовини. Залежно від природи домішок вони можуть знаходитися в кристалі або в розчиненому стані, або у вигляді включень. Процес розчинення полягає в тому, що домішкові атоми проникають у проміжки між атомами кристала чи заміщують частину цих атомів, розміщуючись у вузлах ґрат. Домішки впливають на хімічні, оптичні, механічні, магнітні властивості твердих тіл.

Іонна провідність. У широкому діапазоні зміни температур графік залежності lg(γ) (питомої провідності) від зворотного значення абсолютної температури T для більшості діелектриків складається з двох прямолінійних ділянок з різними кутами нахилу до осі абсцис: 1 — відповідає низькотемпературній домішковій провідності і визначається природою і концентрацією домішок, 2 — високотемпературною власною провідністю, обумовленою власними дефектами (рис. 1.16). Точка A, точка зламу, — верхня межа низьких температур для даної речовини, вона відповідає тій температурі, при якій концентрація домішок дорівнює концентрації власних дефектів.

Електронна провідність твердих діелектриків. У твердому тілі можливі два механізми електронної провідності твердого діелект-

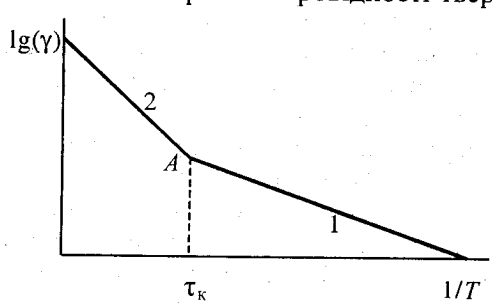


Рис. 1.16. Залежність lg(γ) від $1/T$.

рика. У першому випадку з'являється можливість переміщення електронів у зоні провідності, у результаті чого і відбувається електронна провідність твердого діелектрика. У другому випадку електрони можуть переміщатися у валентній зоні через проходження крізь потенціальний бар'єр при енергії меншій, ніж висота потенціального бар'єра, внаслідок тунельного ефекту. Це переміщення можливе тільки за наявності вакантних місць (дірок) у цій зоні, оскільки тільки за цієї умови може бути задовільний принцип Паулі. Така провідність називається дірковою. Для діелектриків, що мають дуже високий питомий опір, характерна наявність заповненої електронами валентної зони і практична відсутність електронів у зоні провідності, при цьому ширина забороненої зони досить велика (4—6) еВ, що утруднює перехід електронів з валентної зони в зону провідності. Під дією сильного електричного поля відбувається вигин енергетичних зон, що сприяє виходу електронів і дірок з металу в діелектрик.

Інжекція електронів і дірок з металевого електрода в діелектрик є аналогічною емісії електронів у вакуум з нагрітого катода. Однак поведінка інжектованих у діелектрик електронів і дірок складніша, ніж у вакуумі. У діелектрику носії заряду взаємодіють з коливаннями кристалічних ґрат — фононами, по-друге, дефекти кристалічних ґрат можуть приводити до захоплення частини носіїв заряду та їх локалізації в кристалі. У разі емісії електронів з поверхні катода в зону провідності висота потенціального бар'єра визначається різницею енергій дна зони провідності в діелектрику і рівня Фермі в металі. Наявність домішок і дефектів призводить до порушення періодичності структури і до появи додаткових локальних рівнів в області виникнення дефекту. Якщо локальні рівні розташовані в забороненій зоні поблизу дна провідності, то ці рівні називаються **донорними.** За наявності електронів на цих рівнях вони можуть стати постачальниками електронів для зони провідності (наприклад, при зростанні температури діелектрика), що буде призводити до збільшення електронної провідності діелектрика. Якщо локальні рівні розташовані в забороненій зоні поблизу верхнього рівня валентної зони, то вони називаються **акцепторними**. У цьому разі на ці рівні можуть переходити електрони з валентної зони (при підвищенні температури), що буде призводити до зростання діркової провідності діелектрика. Локальні рівні називаються також пастками. Електрони, які потрапили у ці пастки, можуть значний час знаходитися в захопленому стані, що зале-

жить від глибини пастки (глибокі пастки — порядку 1 еВ, дрібні — порядку 0,01 еВ) і призводить до появи об'ємного заряду в діелектрику. Час перебування електрона у глибоких пастках може обчислюватися тисячами секунд. Концентрація пасток залежить від глибини пасток і від структури речовини і може змінюватися в широких межах (від 10^{12} до 10^{21} 1/м^3 і більше). На рис. 1.17 наведено можливі прямі переходи носіїв заряду у твердому діелектрику. Тут 1 — перехід з валентної зони в зону провідності, 2 — перехід між домішковими рівнями, 3 — емісія електронів з катода в зону провідності, 4 — перехід з донорного рівня в зону провідності, 5 — перехід дірок з анода у валентну зону. Так само, як і для рідких діелектриків, збільшення діелектричної проникності твердого діелектрика призводить до зменшення енергії виходу електронів. Утворення емітованих гомозарядів (заряди, однойменні з полярністю електрода) призводить до ослаблення напруженості електричного поля поблизу електродів, причому ослаблення напруженості поблизу негативного електрода у твердому діелектрику звичайно відбувається сильніше, ніж біля позитивного. Наявність електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні при досить високих напруженостях поля ($E > E_0$) призводить до різкого зростання електронної провідності твердого діелектрика, що може значно перевищувати іонну і бути визначальною.

У разі електронної провідності має місце порушення закону Ома, густина струму електронної провідності зростає швидше, ніж напруженість поля, отже, питома об'ємна провідність визначається емпіричною формулою Пуля:

$$\gamma = \gamma_0 \exp\left[a_1 \left(Ee - E_0\right)\right], \qquad (1.63)$$

де γ_0 — питома об'ємна провідність в області слабких електричних полів, де виконується закон Ома; a_1 — коефіцієнт, що визначається дослідним шляхом і залежить від властивостей діелектрика.

У ряді випадків краще узгодження з результатами експериментів дає формула Я. І. Френкеля: $\gamma = \gamma_0 \exp\left(a_2 \sqrt{E}\right)$.

1.2. Різні види розрядів у газах

1.2.1. Густина струму

Електричні струми в газах і вакуумі різноманітні з багатьох поглядів. Вони розрізняються між собою не тільки за зовнішніми ознаками (інтенсивність світіння, просторове і часове випроміню-

вання), але і за фізичними процесами, які відбуваються в них, тобто процесами, що обумовлюють провідність газу.

Вольт-амперна характеристика (ВАХ) послідовних стадій розвитку газового розряду в повітрі за нормальних атмосферних умов може бути ілюстрована рис. 1.18. У газовому розряді струм переноситься не тільки вільними електронами й одноразово зарядженими позитивними іонами, але й іонними комплексами. І в загальному випадку густину струму можна вважати такою, що дорівнює сумі густин струмів, які переносяться усіма видами частинок, тобто $J = \Sigma q V_i n_i$.

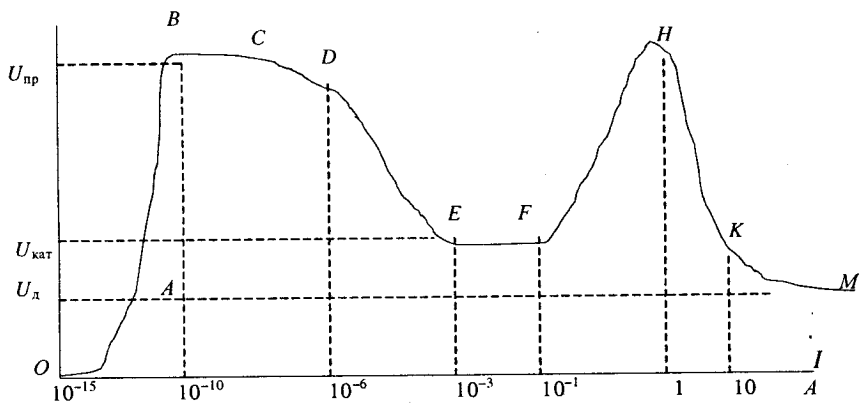


Рис. 1.18. Вольт-амперна характеристика розряду в повітрі при атмосферному тиску.

Між точками *O—A* підвищення напруги на відрізку веде до збільшення струму за лінійним законом. Вираз для густини струму можна одержати з розв'язування рівняння балансу для носіїв зарядів, якщо врахувати, що є позитивні і негативні іони, у вигляді:

$$\partial n/\partial t = g - r - (1/q)\mathrm{div}J, \qquad (1.64)$$

де n — концентрація носіїв зарядів, g — швидкість генерації, тобто швидкість утворення нових заряджених частинок за 1 с в 1 м^3, r — швидкість рекомбінації, тобто швидкість зникнення заряджених частинок за 1 с в 1 м^3, J — густина струму, що переносять носії зарядів; q — заряд іона.

Для стаціонарного випадку ($\partial n/\partial t = 0$), тобто чисте збільшення носіїв зарядів ($g - r$) за одиницю часу може відводитися струмом густиною J. В однорідному полі при $0 < x < d$ рівняння (1.64) можна проінтегрувати від 0 до d:

$$J = q\int_0^d (g - r)dx, \tag{1.65}$$

де d — відстань між паралельними пластинами. Швидкість рекомбінації r залежить від концентрації іонів:

$$\partial n/\partial t = -r = \alpha_{рек} n^2, \tag{1.66}$$

де $\alpha_{рек}$ — коефіцієнт рекомбінації.

У дуже слабких полях рекомбінація сильна і можна знехтувати втратами носіїв зарядів унаслідок дрейфу їх у поле, отже, для концентрації іонів одержимо: $n = (g/\alpha_{рек})^{0.5}$, тоді залежність густини струму дрейфу іонів від поля визначиться залежністю

$$J = q(K_i + K_e)E(g/\alpha_{рек})^{0.5}, \tag{1.67}$$

струм зростає пропорційно E і справедливий закон Ома.

На ділянці А—В (рис. 1.18) усі заряди, що є у проміжку, досягають електродів, і підвищення напруги не веде до значного збільшення струму. Це відповідає випадку, коли має місце рівновага процесів генерації і рекомбінації, концентрація іонів постійна. Зі зростанням E поля збільшується і швидкість дрейфу іонів, а значить зменшується час перебування іона в зоні дії іншого іона з протилежним знаком. Отже, зменшується і рекомбінація, якою у певному діапазоні зміни напруженості поля можна знехтувати, і тоді щільність струму визначиться у вигляді

$$J = gqd. \tag{1.68}$$

З підвищенням напруги (за точкою B, рис. 1.18) напруженість поля стає достатньою для ударної іонізації в газі, і несамостійний розряд переходить у самостійний. При несамостійному розряді струм підтримується зовнішніми іонізаторами. При самостійному розряді носії зарядів виникають безпосередньо в газорозрядному проміжку через іонізацію.

На ділянці C настає пробій газу. Тут має місце лавиноподібний процес утворення електронів, пробій на цій стадії називають таунсендівським розрядом. На ділянці C-D-E таунсендівський розряд переходить у стадію тліючого розряду. Ділянка E-F відповідає перехідній стадії. За великих тисків і досить великих струмів відбувається дуговий розряд (ділянка H-K-M).

1.2.2. Лавинний механізм розвитку розряду

За вольт-амперної характеристики при певному значенні напруги має місце виконання умови $(\partial U/\partial I) \to 0$, тобто спостерігається

пробій газу. Це можна пояснити таким чином. Електрон у сильному електричному полі набирає енергію, достатню для іонізації молекули газу, що приводить до утворення позитивного іона і двох електронів. Кожний з цих електронів у свою чергу іонізує по молекулі, що приводить до утворення вже трьох позитивних іонів і чотирьох електронів, тобто матиме місце лавиноподібний процес. Одночасно з ударною іонізацією відбувається бомбардування позитивними іонами катода, у результаті чого вибиваються вторинні електрони, що також беруть участь у процесі ударної іонізації.

Тоді густину струму з урахуванням вторинної іонізації можна визначити у такий спосіб.

Нехай з 1 м^2 за рахунок зовнішнього джерела вибивається N_0 електронів. Відстань між електродами дорівнює d. Під дією кожного позитивного іона, що б'ється об катод, утвориться γ нових електронів. Нехай N електронів досягне анода і нехай позитивні іони при даному γ звільняють $(N - N_0')$ електронів з катода, тобто нехай N_0' буде сумарним числом електронів, що звільняються з 1 м^2 катода під дією зовнішнього джерела і позитивних іонів.

Оскільки в газі утвориться $(N - N_0')$ позитивних іонів, то можна записати:

$$N_0' = N_0 + \gamma(N - N_0') \text{ або } N_0' = N_0 + \gamma N/(1 + \gamma).$$

Через ударну іонізацію N_0' електронів дадуть N_a електронів на шляху $x = d$, тобто

$$N_a = N_0' \exp(\alpha d),$$

і для густини струму одержимо таку залежність

$$J = \frac{J_0 \exp(\alpha d)}{1 + \gamma\left[1 - \exp(\alpha d)\right]}. \qquad (1.69)$$

З (1.69) можна визначити умову переходу несамостійного розряду в самостійний, коли струм прагне до нескінченно великої величини при кінцевому значенні коефіцієнта ударної іонізації.

Ця умова має вигляд:

$$\gamma[\exp(\alpha d) - 1] > 1. \qquad (1.70)$$

Фізичний зміст цієї умови полягає в тому, що розряд стає самостійним, бо кожен електрон за допомогою визначеного числа вторинних процесів створює новий електрон на еквівалентному з позиції розряду місці.

Якщо прийняти, що $\gamma << 1$, то $\gamma\exp(\alpha d) = 1$ або

$$\alpha d = \ln(1/\gamma). \qquad (1.71)$$

Для повітря $\alpha d = 20$.

Враховуючи залежність для α/P, можна визначити критичну напруженість, при якій матиме місце самостійний розряд.

В електронегативних газах необхідно враховувати прилипання електронів до молекул або атомів газу.

У випадку неоднорідних полів, коли інтенсивність іонізації може бути різною в різних точках проміжку, умова (1.71) у загальному випадку прийме вигляд

$$\gamma_{еф}\left[\exp\int_0^d \alpha_{еф}dx - 1\right] > 1, \qquad (1.72)$$

де $\gamma_{еф} = \alpha\gamma/(\alpha - \eta)$ — враховує процеси утворення вторинних електронів на катоді всіма позитивними іонами в проміжку, включаючи ті, котрі відповідають прилиплим електронам; η — коефіцієнт прилипання електронів.

Коефіцієнт іонізації $\alpha_{еф}$ залежить від напруженості поля і властивостей газу, середньої довжини вільного пробігу електронів, ефективного перерізу іонізації, функції розподілу електронів за енергіями, швидкості дрейфу електронів у полі, тобто

$$\alpha = N\int \frac{V_{др}}{V} f(\varepsilon)\sigma(\varepsilon)d\varepsilon, \qquad (1.73)$$

де ε — кінетична енергія електрона; $V_{др}$ — середня швидкість дрейфу; V — швидкість теплового руху електрона; σ(ε) — переріз іонізації електронів, що мають енергію ε, $f(\varepsilon)$ — функція розподілу електронів за енергіями.

У загальному вигляді

$$\alpha/P = A_i(E/P)^n exp(-B_i p/E), \qquad (1.74)$$

для більшості газів $n = 1/3$.

Використовуючи (1.73) і (1.74), можна одержати залежність початкової напруги від добутку відносної густини газу на довжину проміжку, відому як закон подібності розрядів у проміжку з однорідним полем

$$U_{пр} = f(\delta d). \qquad (1.75)$$

Цей закон, вперше експериментально встановлений німецьким фізиком Пашеном для випадку, коли температура газу є сталою, дістав назву «закон Пашена». Відповідно до цього закону, якщо довжина розрядного проміжку d і тиск газу p змінюються таким чином, що їх добуток при постійній температурі залишається постійним, то і пробивні напруги $U_{пр}$ будуть постійні. На рис. 1.19 наведені залежності $U_{пр}$ для повітря і неону. Характерною рисою цих залежностей є їх *У*-подібна форма, обумовлена тим, що залежність

α/E від E/δ має максимум (рис. 1.20). Наявність двох ділянок для кривої Пашена пояснюють таким чином: *ліва ділянка* — при дуже малих тисках (великій довжині вільного пробігу) може бути відсутня ударна іонізація, і більшість заряджених частинок, що виходять з катода чи з'явилися в об'ємі газу, безперешкодно ідуть на електроди, тому напруга пробою росте; *права ділянка* — при великих значеннях тиску (малій довжині вільного пробігу) заряджені частинки не встигають набрати енергії, достатньої для іонізації, тому для пробою необхідна більша напруга.

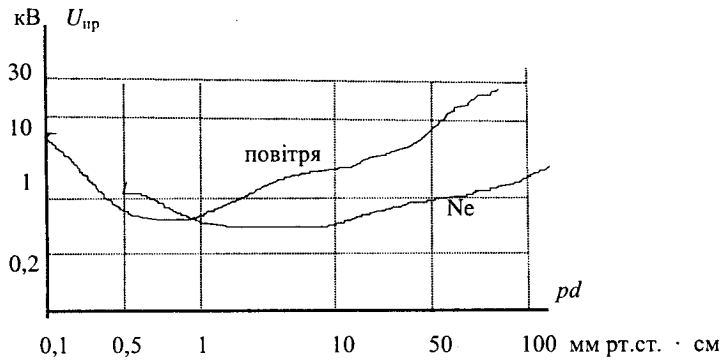


Рис. 1.19. Залежність $U_{пр}$ від *pd*.

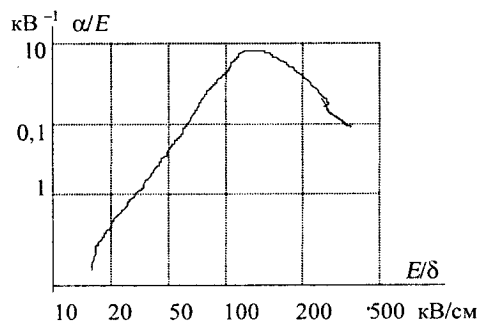


Рис. 1.20. Залежність α/E від E/δ для повітря.

Ефект зростання напруги при великих тисках використовується в конструкціях зі стиснутим газом (кабелі, конденсатори), а зростання пробивної напруги при низьких тисках широко використовується в конструкціях з вакуумною ізоляцією (вакуумні вимикачі, електронно-променеві трубки високої напруги).

1.2.3. Стримерний механізм розвитку розряду

Розглянутий лавинний механізм розряду в газі, який називають іноді теорією ударної іонізації або теорією Таунсенда, застосовується для розрядів при малих відстанях і низьких тисках. Для пояснення пробою при $pd > 200$ мм рт.ст. була запропонована лавино-стримерна теорія газового розряду. Авторами її є Мік, Льоб і Ретер, що розробили цю теорію на підставі спостережень за одиночними лавинами і процесами розвитку розряду за допомогою камери Вільсона.

Основна відмінність стримерного механізму розряду від таунсендівського полягає в тому, що просторовий заряд лавини може сам трансформувати лавину в плазмовий стример.

Розглянемо розрядний проміжок завдовжки 1 см між плоскими рівнобіжними електродами, у якому катод освітлюється ультрафіолетовим світлом такої інтенсивності, що з 1 см^2 за 1 мкс із поверхні катода вибивається один електрон. Він починає рух через розрядний проміжок, набуваючи в полі з напруженістю E середню енергію 3,6 еВ і швидкість дрейфу в напрямку поля $2 \cdot 10^7$ м/с.

При своєму русі електрон на шляху в 1 см створює α нових електронів, так що на відстані x шляху число створених ним електронів становитиме ($e\alpha^x$), які утворюють електронну лавину. Таке ж число позитивних іонів залишатимуться за електронами. З просуванням лавини в результаті безладного дифузійного руху електронів буде розширюватися голівка лавини. Відстань, яку електрон проходить унаслідок дифузії, можна визначити із залежності

$$r_д = (2Dt)^{1/2}, \qquad (1.76)$$

де $t = x/v_e$ — час руху лавини, D — коефіцієнт дифузії, що може бути визначений через дрейфову швидкість.

Одночасно з позитивними іонами електрони виробляють у кілька разів більше збуджених атомів і молекул. Частина з них збуджується до енергій, що перевищують енергію іонізації деяких наявних у газі атомів або молекул. Ці збуджені атоми або молекули дають короткохвильове випромінювання 10^{-8} с, здатне іонізувати газ і створювати вторинні електрони. Фотоіонізуюче випромінювання може виникати і при рекомбінації. Утворені в різних точках

розрядного проміжку фотоелектрони створюють нові лавини. Ті фотоелектрони, що утворилися поблизу каналу просторового заряду лавини й особливо поблизу анода, де заряд лавини максимальний, потрапляють під вплив сильного поля. Якщо напруженість поля просторового заряду E_r порівнянна з прикладеною напруженістю зовнішнього поля E_0, то під дією результуючого поля $(E_r + E_0)$ фотоелектрони втягуються в позитивний об'ємний заряд, перетворюючи його на провідну плазму, яка починається біля анода, й утворюється стример. Стример — це ниткоподібний провідний канал, уздовж якого напруженість поля є малою в порівнянні з напруженістю поля поза каналом на досить великій відстані від нього. Швидкість стримера зумовлена як фотоіонізацією в об'ємі газу, так і швидкістю просування електронів у сильних полях поблизу просторового заряду.

Позитивні іони біля анода розміщуються у сферичному об'ємі дифузійного радіуса. Якщо покласти, що всі заряди зосереджені у сфері радіуса $r_д$, то приблизно можна поле просторового заряду замінити полем зарядженої сфери. Тоді на поверхні сфери напруженість поля

(1.77)

де e — заряд електрона; q — число іонів у сфері, яке можна визначити через концентрацію іонів N, $q = (4r^2_д N)/3$, тоді $E = 4e\pi r_д/3$.

На проміжку dx на кінці шляху x число іонів у результаті наростаючої іонізації $(\alpha e\alpha^x dx)$ і $N = [\alpha\exp(\alpha x)]/(\pi r_д^2)$. Підставивши в E_r вираз для N і $r_д$, одержимо:

$$E_r = \frac{4e\alpha\exp(\alpha x)}{3\sqrt{2Dx/KE}}. \qquad (1.78)$$

Використовуючи співвідношення для D/K для електронів, одержимо для напруженості поля зарядженої сфери:

$$E_r = 5{,}27\cdot 10^{-7}\,\frac{\alpha\exp(\alpha x)}{\sqrt{\dfrac{x}{P}}}. \qquad (1.79)$$

Таким чином, утворення і просування стримера вимагає відповідної фотоіонізації газу й утворення відповідних полів у голівці стримера. Для цього необхідно, щоб радіальне поле, утворене позитивними іонами, було порівнянним із зовнішнім полем.

Якщо d — довжина проміжку між електродами, $E_r = E_{пр}$ — напруженість полю іскрового пробою, то, логарифмуючи (1.79), дістанемо:

$$pd\frac{\alpha}{p}+\ln\left(\frac{\alpha}{p}\right)=14{,}46+\ln\left(\frac{E_{\text{пр}}}{p}\right)-\frac{1}{2}\ln(pd)+\ln d. \qquad (1.80)$$

Це рівняння Міка або умова пробою іскрового проміжку за стримерною теорією відрізняється від закону Пашена наявністю додатка $\ln d$. Крім цього критерію, необхідно ввести критерій Льоба, відповідно до якого густина іонів у просторовому заряді має перевищувати значення $2\cdot10^7$ іон/см^3, яке вважають критичним, тобто $N > N_{\text{кр}}$. Якщо $N < N_{\text{кр}}$, то в об'ємі газу фотоіонізація недостатня, і пробій не відбудеться.

Виходячи з припущення, що пробій відбудеться, коли лавина досягне анода та $x = d_{\text{кр}}$, Ретер дістав умову виникнення пробою у вигляді:

$$\alpha d_{\text{кр}} = 17{,}7 + \ln d_{\text{кр}} + \ln U_{\text{т}}, \qquad (1.81)$$

де $U_{\text{т}}$ — середня теплова швидкість електрона.

Стримерна теорія іскрового розряду пояснює галуження стримерів, виникнення лавин при перенапрузі у проміжку, утворення середньопроміжного стримера.

Стримерна теорія іскрового розряду може бути застосована і для пояснення розряду в довгих проміжках до декількох метрів при пробивній напрузі понад 100 кВ. Дослідження, проведені в інституті ім. Г. М. Кржижановського, дозволили з'ясувати, що в довгих проміжках при впливі імпульсної напруги розряд розвивається в трьох стадіях: 1 — імпульсна корона, 2 — лідерний канал, 3 — фінальна стадія або головний канал.

Імпульсна корона. При досягненні напруги $U_{\text{к}}$ з'являється корона, що складається зі стебла, який яскраво світиться і прилягає безпосередньо до електрода, та гілок. Імпульсна корона характеризується: 1) короткочасністю, 2) дискретністю процесів у просторі, 3) утворенням структурного елемента гіллястої форми.

Стебло має вузол, від якого відходять гілки. Швидкість розвитку стебла становить $2\cdot10^7$ м/с, а гілок — до 10^9 м/с, довжина стебла залежить від діаметра сферичного електрода і мало залежить від довжини проміжку.

Довжина гілки залежить від значення прикладеної напруги і довжини проміжку.

Проростання стебла можна пояснити лавино-стримерною теорією: посилення викривлення поля біля сферичного електрода, інтенсивна фотоіонізація в об'ємі газу, одночасне проростання й утворення вторинних лавин, що розташовуються попереду і збоку первинної лавини. Вторинні лавини втягуються в первинну та утворюють плазмовий канал. Одночасно з розвитком плазмового каналу

відбувається утворення і розвиток нових лавин, що забезпечує високу швидкість просування позитивного стримера.

Розвиток гілок у довгих проміжках пояснюють іонізаційно-хвильовою теорією. Вільні електрони, що з'явилися біля позитивної сфери-електрода, переміщуючись до сфери під дією сил поля, створять лавину в результаті ударної іонізації, залишаючи за собою хвіст позитивних іонів. Якщо концентрація позитивних іонів становитиме 10^{13} іон/см^3, то такий локальний заряд служитиме джерелом фотонів на деякій відстані від сфери. Поглинені фотони створять фотоелектрони, що, у свою чергу, дадуть початок новим лавинам. Напруженість поля в гілці імпульсної корони досягає 500—800 кВ/см, і під дією такої напруженості швидкість поширення гілки становить 10^9 см/с. Електрони, що потрапили в канал гілки, через рекомбінацію знижують концентрацію іонів. У каналі гілки не відбувається іонізації молекул і перенесення потенціалу зі сфери-електрода вглиб проміжку, оскільки за голівкою гілки є канал, заповнений позитивними іонами невисокої концентрації.

При негативній сфері-електроді у приелектродному просторі є декілька стримерних гілок. Просування стримерних гілок відбувається поштовхами. Кожна з гілок складається з анодо- і катодонапрямлених стримерів. Швидкість поширення становить 10^9 см/с.

Лідерна стадія. З підвищенням напруги до 50% розрядної від стебла імпульсної корони відходить гілка, що характеризується яскравим світінням і високою швидкістю проростання. За 50% розрядну напругу (U_{p50}) приймають таку, при якій половина всіх імпульсів, накладених на об'єкт випробування, викликає на ньому розряд. Цю напругу називають *мінімальною розрядною*. Для утворення лідера необхідна наявність двох умов: 1) достатня концентрація негативних іонів у приелектродній ділянці, щоб створилася провідна плазма; 2) інтенсивний відток негативних зарядів з цієї ділянки, і для компенсації зниження поля об'ємним зарядом потрібно підвищення напруги. Перша умова забезпечується імпульсною короною, друга пов'язана зі значенням напруги, що прикладається. Лідер має деревоподібний вигляд і складається з каналу, що яскраво світиться і бере початок з вузла стебла імпульсної корони. Від початку лідера відходять гілки, які закінчуються китичками, що являють собою пучок гілок, які яскраво світяться. Гілки, що підходять до площини-електрода, з'єднуються з ним, набуваючи конфігурації силових ліній електричного поля. Динаміка розвитку лідера залежить від виду прикладеної напруги, конфігурації поля, стану поверхні електродів і газу, в якому розвивається лідер. Коли голі-

вка каналу лідера наблизиться до площини на відстань, при якій напруженість у зазорі буде близько30 кВ/см, розвиток процесу приведе до пробою. Коли стримерна зона каналу лідера торкнулася площини, настає наскрізна стадія лідерного процесу, тобто лідерна стадія переходить у *головну стадію*. Інтенсивність процесів і тривалість стадії залежать від параметрів зовнішнього електричного кола.

Лідерна стадія при негативній сфері має східчасте просування. Потік електронів спрямований від електродів. Канал лідера виходить з катода, де в ділянці прикатодного спадання напруги підтримується ударна іонізація, і електрони, що виникають при цьому, надходять у канал лідера. З просуванням лідера з'являються нові стримери. Іноді розвиток лідера відбувається як від сфери, так і від площини, і набуває веретеноподібної форми через дифузійне світіння, відбувається поступове зниження напруги на проміжку і підвищення струму. Більш інтенсивне наростання струму відбувається в момент зіткнення китичок. Саме тоді викликається різке зростання струму й у місці їх зіткнення з'являється світна ділянка. Виявлені світні ділянки в середині проміжку завдовжки понад 2 м при негативному сфері-електроді можуть розглядатися як деякий аналог східчастого розвитку негативного лідера блискавки. З моменту появи світної ділянки починається головна стадія довгої іскри при негативному сфері-електроді.

Головна стадія. Після перетинання каналом лідера міжелектродного проміжку настає головна стадія. Вона характеризується швидкою зміною струму й інтенсивністю світіння. Після закінчення головної стадії настає *дугова стадія*. Струм цієї стадії може бути більше чи менше струму головної стадії і залежить від параметрів зовнішнього кола й опору плазми.

Головна і дугова стадії довгих іскор становлять значний інтерес для технологічних процесів і фізичних досліджень. Вивчення картини розвитку розряду в довгих проміжках є важливим при оцінці пошкодження ізоляції і при правильному виборі захисних засобів.

1.2.4. Стадії іскрового розряду

Стримерна теорія при атмосферному і підвищеному тиску описує лише початкову стадію процесу розвитку розряду: перехід лавини в стример і його просування до катода, утворення іонізованої перемички. Але через декілька наносекунд ця перемичка спалахує, відбувається різке зростання струму, і подальший розвиток іс-

крового розряду може бути поданий так стадіями: 1 — розігрів, розширення світного каналу й утворення ударної хвилі; 2 — відділення ударної хвилі від каналу з високою швидкістю; подальше розширення світного каналу зі зменшуваною швидкістю й охолодженням (ця стадія триває доти, поки ударна хвиля не пройде достатню відстань, а навколо гарячого стрижня каналу не встановиться рівновага з оточуючим середовищем, тобто матиме місце ізобаричний стан); 3 — зникнення гарячого каналу і відновлення вихідного, незбуреного стану газу. Температурні характеристики й об'єм стрижня каналу ізобаричного стану є початковими умовами для цієї стадії. Остання стадія є найбільш тривалою.

Процес переходу газового проміжку з непровідного стану в провідний можна охарактеризувати залежностями $R(t)$ і $U(t)$.

На *першій стадії* відбувається зміна $R(t)$ від дуже великих значень до близьких до нуля. Залежність опору іскри від часу t і струму i запропонували Ромпе і Вайцель з умови балансу енергії для іскрового розряду:

$$R(t)=\frac{d}{\left(\frac{2a}{p}\right)\sqrt{\int_0^t i^2 dt}}, \qquad (1.82)$$

де d — відстань між електродами; a — коефіцієнт, що не залежить від t і p та характерний для кожного газу, для повітря a = 0,8—1 атм·м²/В²·с, i — струм розряду.

Залежність (1.82) застосовна доти, доки не стануть інтенсивними процеси дифузії, рекомбінації молекул газу і розширення каналу на першій стадії.

Пояснення *другої стадії* розширення світного каналу стало можливим, коли до іскрового розряду була застосована теорія ударних хвиль. Іскровий розряд розглядався як швидке виділення енергії в ідеальному газі, тобто процес вибухового типу, що приводить до раптового стрибка тиску. Авторами цієї гідродинамічної теорії іскрового розряду (Драбкіною і Брагинським) канал розглядався як однорідна модель зі щільною оболонкою з урахуванням, що тиск і температура за перерізом каналу є постійними, що випромінювання поглинається в тонкій оболонці, яка постачає іонізований газ у канал, що теплопровідністю можна знехтувати. Виходячи з цього, рівняння балансу енергії можна подати так:

$$\frac{dW}{dt}+P\frac{d\left(\pi r^2\right)}{dt}=\frac{j^2}{\sigma(t)}, \qquad (1.83)$$

де W — зміна внутрішньої енергії каналу розряду. Ударна хвиля розглядається як циліндричний поршень, тиск на стінки якого

$$P = K\rho_0 r^2, \qquad (1.84)$$

де K — коефіцієнт поршня, що залежить від роду газу; ρ_0 — щільність газу; r — радіус каналу; σ — питома електропровідність.

Третя стадія, пов'язана зі станом газу в каналі загасаючого розряду, становить інтерес у тому випадку, якщо необхідно одержати серію послідовних розрядів з малим кроком у часі, оскільки початкові умови наступних розрядів визначаються станом попередніх. Час цієї стадії залежить від струму розряду, перенесеної енергії, відстані між електродами, властивостей газу та ін. Так, при i = 200 кА і W = 20 МДж час відновлення сантиметрового проміжку t = 100 мкс. Припинити постійні розряди можна інтенсивним охолодженням.

1.2.5. Тліючий розряд

Тліючий розряд — самостійний вид розряду в полі плоских електродів при струмах до 10 А, має характерну структуру у вигляді світних ділянок, що чергуються, різної інтенсивності світіння і різного кольору.

Характерним для тліючого розряду є велике значення падіння потенціалу поблизу катода, що дорівнює 250 В та вище. Специфічною особливістю тліючого розряду (порівняно з таунсендівським) є значна роль електричного поля об'ємних зарядів. Це приводить до нерівномірного розподілу потенціалу і розходження напруги запалювання та горіння розряду. У нормальному тліючому розряді (ділянку *C-D-E*, див. рис. 1.18) тільки частина поверхні катода зайнята розрядом, і невеликий струм займає на катоді цілком визначену площу, пропорційну його величині. Густина струму залежить від виду газу, його тиску і матеріалу катода.

В аномальному розряді, де вся площа зайнята струмом, катодне падіння і щільність струму зростають при збільшенні струму.

Основні процеси відбуваються в катодній ділянці розряду і на самому катоді. Без цих частин тліючий розряд не може існувати. Нормальний тліючий розряд має місце за таких умов: якщо $2a$ — діаметр розряду, а $2R$ — діаметр плоских рівнобіжних електродів, розташованих на відстані $l_к$ один від іншого, а тиск газу і параметри зовнішнього ланцюга вибрані так, що $2a < 2R$, а ділянка катодного падіння $l_к << 2a$, то розряд нормальний тліючий; та аномальний, якщо $2a = 2R$.

У катодній частині розряду переважним є спрямований рух електронів та іонів. При зміні положення катода у просторі катодні частини переміщуються разом з ним, не змінюючи своєї структури.

Позитивний стовп — неізотермічна газорозрядна плазма, у якій переважає хаотичний рух зарядів, і роль стінок у позитивному стовпі істотна.

У тліючому розряді можна виділити кілька характерних ділянок:

1 — *астонове темний простір*, що примикає безпосередньо до катода; електрони, що емітують з катода, мають енергію, недостатню для порушення атомів газу, і тому в цій ділянці відсутнє світіння;

2 — *катодна плівка*, колір світіння якої відповідає найменшим значенням порушення;

3 — *катодний темний простір*, в ділянці якого виникає надлишковий заряд, утворений позитивними іонами. Цей заряд спотворює електричне поле;

4 — *негативне тліюче світіння*, що має чітку межу з боку катода і розмиту межу з боку анода. Електричне поле мале. У цій ділянці утворюється негативний об'ємний заряд і характерне утворення ореолів, що оточують основне світіння. Іонізація в цій ділянці утворюється швидкими електронами, що вилітають з катодної темної плями;

5 — *фарадесвий темний простір* є перехідною областю від катодних частин до позитивного стовпа. Тут енергія електронів надто мала для виникнення світіння газу;

6 — *позитивний стовп*, що має шарувату структуру у вигляді шарів, які рухаються уздовж трубки. Позитивний стовп підтримує електричний струм розряду і розглядається як самостійна ділянка розряду, в якій спостерігається або дифузія іонів та електронів на стінки судини або анод і в катодні ділянки, або рекомбінація зарядів в об'ємі газу. Спадання напруги в позитивному стовпі залежить від його довжини, тиску і природи газу, й особливо від діаметра газорозрядної трубки;

7 — *анодне світіння* поблизу анода — темний вузький простір, поява таких ділянок пов'язана з граничними умовами на аноді, наявність їх не обов'язкова.

1.2.6. Коронний розряд

Коронний розряд — це особлива форма розряду, що виникає в ділянці з максимальною напруженістю поля при напрузі набагато

нижче тієї, що необхідна для пробою всього проміжку. Корона спостерігається при різних тисках і в різних газах. Так звані «вогні святого Ельма» — це коронний розряд на блискавковідводах і щоглах кораблів. На високовольтних лініях електропередач (ЛЕП) виникає корона, що супроводжується електромагнітним випромінюванням, інтенсивність якого характеризується значенням вертикальної складової електричного поля поблизу поверхні землі. При коронному розряді в повітрі біля коронуючого електрода з'являється озон, що шкідливо впливає на ізоляцію.

При вивченні коронного розряду звичайно розглядається система електродів стрижень-площина. Розподіл напруженості поля в проміжку такий, що максимальне значення вона має біля стрижня. При деякому значенні напруги поблизу стрижня з'являється електронна лавина, розвиток якої залежить від полярності стрижневого електрода.

У випадку коронного розряду з негативного стрижня можна скористатися умовою самостійності розряду за Таунсендом з урахуванням залежності $\alpha(z)$:

$$\gamma\left(\exp\left[\int_{r_0}^{a+r_0}\alpha(z)dz\right]-1\right)=1, \qquad (1.85)$$

де γ — коефіцієнт, що враховує всі процеси, які ведуть до вибивання електронів з катода; a — відлічена уздовж силової лінії поля ширина коронуючого шару, в якому напруженість поля досить велика для іонізації електронним ударом; r_0 — радіус кривизни стрижневого електрода.

Вивчення коронного розряду показало, що:

1) струм корони являє собою серію регулярних імпульсів при досить малих струмах; пульсації пояснюються утворенням і розпадом об'ємного заряду поблизу коронуючого електрода;

2) зі збільшенням струму підвищується частота проходження імпульсів, що зростає зі зменшенням радіуса напівсферичного кінця стрижня;

3) зі збільшенням діаметра стрижня струм негативної корони в повітрі зменшується;

4) із зростанням тиску частота проходження імпульсів і струм корони підвищуються.

У різко неоднорідному полі поблизу негативного стрижня з'являється позитивний іон завдяки зовнішньому джерелу іонізації. Через γ-процеси позитивний іон вибиває один або кілька електро-

нів, що, переміщуючись убік позитивної площини, біля стрижня можуть створювати електронні лавини. У хвості лавини зосереджуються позитивні заряди, і біля негативного стрижня створюється об'ємний позитивний заряд. Електрони, що пішли від катода, в ділянку слабкого поля поступово втрачають свою енергію і прилипають до молекул газу, утворюючи об'ємний негативний заряд, який переміщується убік анода. Об'ємний негативний заряд послаблює поле поблизу катода, компенсуючи позитивний заряд. Коли негативний заряд відійде настільки, що поле біля катода збільшиться, процес повторюється, і з'являються спалахи струму. Візуально коронний розряд має ті ж ділянки, що і тліючий розряд.

1.2.7. Розряд між електродами, що створюють неоднорідне поле за відсутності об'ємного заряду

Процеси пробою в неоднорідному полі набагато складніші, ніж в однорідному. Ударна іонізація починається в місцях з підвищеною напруженістю поля. Така локальна іонізація приводить до появи коронного розряду, для якого характерне світіння і втрати енергії. У неоднорідному полі розряд характеризується двома значеннями напруги: початковим (коронним) і пробивним. Пробивна напруга не може бути розрахована, оскільки вона залежить від умов поширення стримерів. Початкову напругу можна визначити, якщо відомий розподіл прикладеного поля. Метод розрахунку початкової напруги ґрунтується на використанні умови самостійності розряду:

$$\int_{r_0}^{r_к} \alpha_{еф} dr = K = \ln\left(\frac{1}{\gamma} + 1\right), \qquad (1.86)$$

причому інтегрування має проводитись за тією силовою лінією поля, уздовж якої розвивається лавина від одного електрода до іншого; $r_к$ — відповідає положенню уздовж центральної силової лінії від центра електрода до точки, де $\alpha = 0$.

Напруга між електродами в неоднорідному полі

$$U = \int E dr, \qquad (1.87)$$

коефіцієнт ударної іонізації також є функцією напруженості (див. формулу (1.68)), тому спільне рішення рівнянь (1.68), (1.83) — (1.87) при відомому розподілі

$$E(r) = E_0(r_0)\cdot(r_0/r)^m \qquad (1.88)$$

дозволить визначити початкову напругу розряду.

Дві сфери однакового радіуса. Максимальна напруженість поля матиме місце на лінії центрів, що лежать на сферах:

$$E_{max} = 0{,}9\frac{U\left(r+\frac{d}{2}\right)}{dr}. \qquad (1.89)$$

Якщо відстань $d = (c - 2r)$ набагато менша, ніж радіус r, то ступінь неоднорідності невеликий, характер пробою близький до характеру пробою між плоскими електродами, і початкова напруга збігається з пробивною. Для $d > r$ пробою передує корона, початкова напруга нижче пробивної.

Випадок двох циліндрів. Циліндричний конденсатор — найпростіша комбінація двох циліндрів. Використовуючи залежність для максимальної напруженості

$$E_{max} = \frac{U}{r\ln\frac{R}{r}}, \qquad (1.90)$$

де R — радіус зовнішнього циліндра, r — радіус внутрішнього циліндра, можна в першому наближенні дати пояснення розвитку пробою при зміні відношення R/r. Нехай R = const, а r змінюється, при значенні R/r = e величина E_{max} матиме мінімальне значення.

У циліндричному конденсаторі поле неоднорідне, тому перед пробоєм може з'явитись місцева ударна іонізація. Поява корони на поверхні внутрішнього циліндра еквівалентна збільшенню його радіуса. Коли радіус корони досягає значення R/e, коронний розряд переходить в іскровий. При $r > R/e$ виникнення ударної іонізації біля поверхні внутрішнього циліндра відразу приведе до пробою. Це дозволяє пояснити залежність початкової і пробивної напруги від зміни відношення радіусів циліндрів (рис. 1.21).

Система електродів стрижень-площина. Якісний розгляд процесу розвитку об'ємного заряду для системи стрижень-площина наведений в [1]. Залежність напруги пробою від тиску в неоднорідних полях дуже відрізняється від відповідної кривої для однорідних полів. Підвищення тиску зменшує довжину вільного пробігу, послаблює ударну іонізацію, що веде до збільшення пробивної напруги. Але зростання p зменшує дифузію позитивних іонів, що приводить до збільшення густини об'ємного заряду і до зменшення $U_{пр}$.

На рис. 1.22 наведена залежність $U_{пр} = f(p)$ для азоту при постійній напрузі. При позитивному стрижні спостерігається макси-

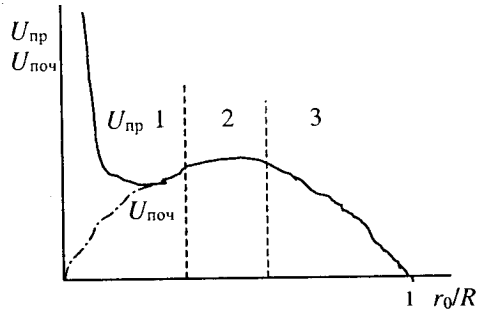


Рис. 1.21. Залежність $U_{пр}$ від r/R.

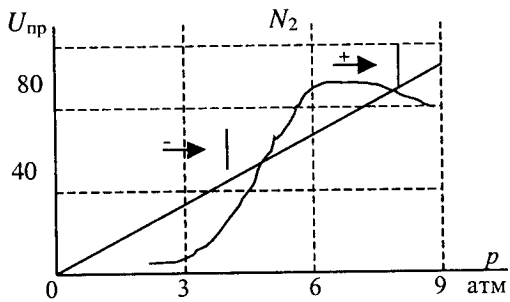


Рис. 1.22. Залежність $U_{пр}$ від p.

мум напруги. Це можна пояснити таким чином. При не дуже великих тисках переважає дія зменшення ударної іонізації, і $U_{пр}$ зростає, при великих тисках дається взнаки зменшення дифузії, і $U_{пр}$ падає. Зі збільшенням температури умови розсмоктування об'ємного заряду є кращими, дифузія зростає, і максимум пробивної напруги зміщується убік великих тисків, оскільки зміна температури не впливає на характер ударної іонізації.

На пробивну напругу впливає наявність діелектричного бар'єра, що вміщується між електродами перпендикулярно центральній силовій лінії електричного поля. За наявності бар'єрів біля позитивного стрижня створюється перешкода для позитивних іонів, що будуть компенсуватися на боці бар'єра, спрямованому вбік стрижня; у цій ділянці будуть невеликі напруженості поля. Друга зона за бар'єром розглядатиметься як плоский конденсатор, поле однорідне, що приведе до підвищення пробивної напруги. При переміщенні бар'єра від стрижня до площини пробивна напруга має максимум. Найбільш ефективним є розташування бар'єра на відстані $(0{,}2 - 0{,}3)d$ від стрижня.

1.2.8. Розряд при високій частоті

Специфічною особливістю пробою газу при високій частоті є така:

1) основною частинкою, відповідальною за пробій, є електрон, оскільки іони мають малу рухливість і не встигають стежити за зміною поля;

2) внаслідок швидкої зміни поля амплітуда переміщення електрона невелика, і тому основні процеси, пов'язані з пробоєм, відбуваються в об'ємі газу, а не на електродах і стінках трубки.

Залежно від значення тиску при частотах прикладеного поля понад 10^6 Гц розрізняють чотири характерні ділянки:

1) *тиск газу менше* 10^{-6} мм рт. ст. — вільний пробіг електронів може виявитися більшим за відстань між електродами. При відповідній напрузі можуть виникнути умови, за яких півперіод прикладеного поля дорівнюватиме часу пробігу електрона між електродами, тобто матиме місце своєрідний «резонанс». Пробій відбувається при низькій напрузі й обумовлений явищами на катоді;

2) *тиск до* 10^{-3} мм рт.ст. — вільний пробіг електрона менший за відстань між електродами. Електрон зазнає деякої кількості зіткнень з молекулами газу, і пробій обумовлений ударною іонізацією;

3) *тиск понад* 100 мм рт.ст. — число зіткнень електронів з молекулами газу є значним. Необхідно враховувати розподіл електронів за швидкостями, велику роль відіграє дифузія;

4) *досить великі тиски і такі частоти*, за яких число зіткнень за частку півперіоду є дуже великим, швидкість руху електронів збігається за фазою з напруженістю поля. При таких тисках і частотах розподіл електронів за швидкостями є близьким до розподілу електронів у плазмі постійного струму.

Розглядаючи залежність пробивної напруги від частоти (рис. 1.23), можна відзначити, що процес пробою в зоні *A* відповідає процесам при промисловій частоті; пробій у зонах *D*, *E* та *F* пояснюють дифузійною теорією. Для зон *B* та *C* характерний вплив позитивного заряду, оскільки можна припустити, що при частотах, характерних для цих зон, електрони будуть іти з проміжку, залишаючи за собою об'ємний позитивний заряд, вплив якого можна вважати ударною іонізацією відповідно до теорії Таунсенда.

Накопичення і розпад об'ємного заряду залежить від ряду факторів:

1) дифузія, у результаті якої відбувається збільшення голівки радіуса електронної лавини; 2) взаємне розштовхування позитив-

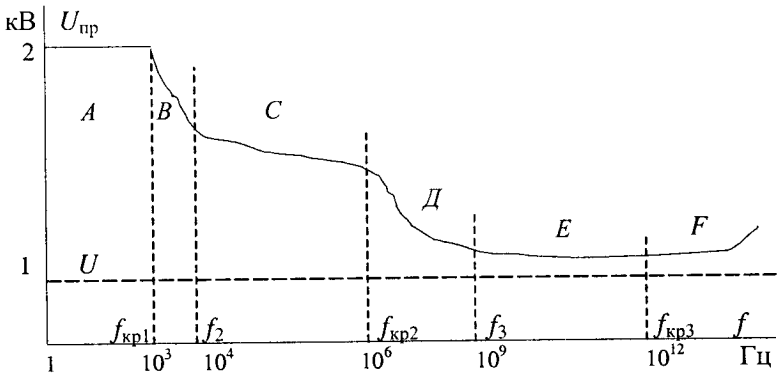


Рис. 1.23. Залежність $U_{пр}$ від частоти.

них іонів — результат впливу кулонівських сил відштовхування; 3) негативні іони, що будуть утворюватися через спорідненість до електронів і перешкоджати накопиченню об'ємного позитивного заряду; 4) статистичний час запізнення, що впливає на появу ефективного початкового електрона; 5) взаємний вплив рухливостей позитивного і негативного зарядів у проміжку, що дозволяє визначити кількість заряду, що накопичується.

Умову накопичення позитивного заряду можна визначити таким чином:

якщо переміщення позитивного заряду за чверть періоду буде меншим від половини відстані між електродами, то позитивний заряд не встигає компенсуватися на електродах, і за півперіод відбудеться накопичення позитивного заряду, й імовірність пробою зростає.

1.3. Електричні розряди в рідких діелектриках

1.3.1. Фізичні процеси на стадії запалювання розряду

Розглядаючи механізм пробою, запалювання розряду треба пов'язувати з процесами в самій рідині й на межі метал-рідина. Оскільки робота виходу електронів з поверхні металу набагато менша за енергію іонізації, то при напруженості поля, меншій від пробивної, у рідину з поверхні катода інжектуються електрони. Вони захоплюються молекулами і домішками рідини, утворюючи малорухомі негативні частинки. Викликати ударну іонізацію ці частинки не можуть, але негативний об'ємний заряд, що накопичується, може викликати перерозподіл поля, змінюючи напруженості

поля біля електродів: поблизу анода спостерігається посилення поля, що може привести до запалювання розряду. Теоретично вплив перерозподілу поля на запалювання розряду було розглянуто в роботах Брега, Кроу і Шарбо. Для постійного режиму й одновимірного випадку розглядалися плоскі електроди нескінченної площі, що розташовані один від іншого на відстань d. При малих напруженостях поля $E = 10^4$—10^5 В/м перерозподіл поля визначається співвідношенням між рухливостями позитивних і негативних зарядів. Оскільки рухливість електронів на три порядки більше рухливості іонів, то із зростанням напруженості поля слід очікувати посилення поля біля анода [4].

Розглянемо малі проміжки, для яких густина струму емісії однакова по всій поверхні катода. Приймемо, що коефіцієнт прилипання дорівнює нулю. Визначимо взаємозв'язок між густиною струму емісії, об'ємним зарядом і напруженістю поля поблизу катода й анода за відсутності ударної іонізації. Основні питання, що вирішували автори: наскільки зростає напруга і чи можливий пробій у місцях з підвищеною напруженістю поля після перерозподілу напруги, якщо прикладена напруга є нижчою за пробивну.

Для рівнобіжних електродів нескінченної площі рівняння Пуассона має вигляд:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi\rho}{\varepsilon}, \tag{1.91}$$

нехтуючи дифузією і розглядаючи тільки негативні заряди, для густини струму можна записати:

$$J = -\rho K \frac{d\varphi}{dx} \text{ при } 0 < x < d. \tag{1.92}$$

Тут φ — потенціал, ε — діелектрична проникність рідини, ρ — густина об'ємного заряду, K — рухливість заряджених частинок. Розв'язання рівняння Пуассона буде таким:

$$\frac{d\varphi}{dx}\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{4\pi J}{\varepsilon K},$$

$$\frac{d}{dx}\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)^2 = -\frac{8\pi J}{\varepsilon K}$$

$$d\varphi/dx = \sqrt{\frac{8\pi J}{\varepsilon K}x + C_1}\,.$$

Повторне інтегрування дозволить визначити $\varphi(x)$ у вигляді

$$\varphi(x) = \int \sqrt{\frac{8\pi J}{\varepsilon K} x + C_1}\, dx = \frac{\varepsilon K}{12\pi J}\left[\left(\frac{8\pi J}{\varepsilon K} x + C_1\right)^{3/2} - C_1^{3/2}\right].$$

Запишемо граничні умови: при $x = 0$ електрод заземлений, тоді $\varphi = 0$ та $d\varphi/dx = -E_к$ де $E_к$ — напруженість біля катода, при $x = d\varphi = \varphi_0$. Тоді $C_1 = E^2_к$, і вирази для $\varphi(x)$ та $(d\varphi/dx)$ матимуть вигляд:

$$\varphi(x) = (\varepsilon K/12\pi J)[(8\pi J x/K\varepsilon + E^2_к)^{3/2} - E^3_к].$$

$$d\varphi/dx = \sqrt{\frac{8\pi J}{\varepsilon K} x + E^2_к}.$$

При $x = d$ для потенціалу $\varphi(x)$ дістанемо:

$$\varphi(d) = \varphi_0 = \frac{\varepsilon K}{12\pi J}\left[\left(\frac{8\pi J d}{\varepsilon K} + E^2_к\right)^{3/2} - E^3_к\right], \qquad (1.93)$$

а при $x = d$ для $d\varphi/dx = -E_а$, тобто

$$d\varphi/dx = -E_а = \sqrt{\frac{8\pi J}{\varepsilon K} x + E^2_к}. \qquad (1.94)$$

Для аналізу виразів (1.93) та (1.94) уведемо безрозмірні величини: $\gamma_к = E_к/E_{ср}$, $\gamma_а = E_а/E_{ср}$ — приведені напруженості; $\eta = 8\pi J d/(KeE^2_{ср}) = 8\pi J d^2/(\varepsilon K\varphi^2_0)$ — приведена густина струму.

Тепер уведемо ці величини у (1.93) та (1.94) і дістанемо: $1{,}5\eta = (\eta + \gamma^2_к)^{3/2} - \gamma^2_к$. Це рівняння пов'язує приведену густину струму з приведеною напруженістю поля біля катода: $\gamma_а = (\eta + \gamma^2_к)^{1/2}$. Ця залежність визначає взаємозв'язок між приведеною напруженістю поля біля анода і катода і приведеною густиною струму.

Розв'язання цих рівнянь виконаємо графічно, надаючи різних значень $\gamma_к$, знайдемо відповідні значення для η і $\gamma_а$. Дані наведені в табл. 1.4. За цими даними можна оцінити перерозподіл напруги в проміжку до формування пробою.

Якщо $\gamma_к = \gamma_а = 1$, то струм відповідає закону емісії, при $\gamma_к = 0$ маємо $\gamma_а = 1{,}5$.

Таблиця 1.4

Значення для $\gamma_к$, $\gamma_а$, η.

Параметр	Значення $\gamma_к$			
	0	0,4	0,8	1
$\gamma_а$	0	1,41	1,16	1
η	2,25	1,84	0,7	0

Тобто напруженість поля біля анода в 1,5 раза вище середньої напруженості. Густина струму зростає пропорційно $E_{ср}$, де $E_{ср} = \varphi_0/d$. Приведена густина струму і приведена напруженість поля біля анода при збільшенні $E_{ср}$ наближаються до насичення.

Отримані залежності дозволяють оцінити передпробивні процеси в рідині. Як критерій пробою автори прийняли таку умову: якщо $E_{ср} = (2/3)E_{пр}$, а $E_а = 1{,}5E_{ср}$, то $E_а = E_{пр}$, при цьому почнеться іонізація і пробій стає ймовірним. Має місце переважне запалювання розряду поблизу анода.

Якщо $E_а = E_{пр}$, тобто пробивній напруженості поля електричного пробою даної рідини, то пробій усієї товщі рідини при цьому стані дуже ймовірним.

Якщо $E_а < E_{пр}$, то пробій не відбудеться, оскільки у всіх інших точках рідини напруженість поля менша за критичну. Слід зазначити, що в сильних полях зі збільшенням напруженості поля зростає й рухливість іонів, і носіями струму можуть стати негативні іони.

Перекручування електричного поля експериментально доведене за допомогою ефекту Керра в хлорбензолі, але для полярних рідин перекручування поля не було виявлене. Експерименти з ЕОП (електронно-оптичний перетворювач) показали, що лише в умовах інтенсивного передрозрядного газоутворення на катоді спостерігається переважне запалювання розряду поблизу нього. Роль емісії зводиться до послаблення поля біля катода об'ємним негативним зарядом. Наслідок цього — переважне запалювання розряду на аноді. Стан поверхні електродів впливає на характеристики запалювання розряду.

1.3.2. Вплив газоутворення на $U_{пр}$ при постійній і змінній напрузі

Розглядаючи явища в технічно чистих рідких діелектриках на стадії запалювання розряду, особливо в ділянках малих проміжків, слід визначити роль газоутворення.

Бульбашки газу можуть утворюватися з таких причин:

з газу, акумульованого в мікроскопічних щілинах і порах на поверхні електрода;

з рідини у результаті місцевого випаровування біля поверхні електродів під дією струму чи внаслідок дисоціації молекул;

при сильних електричних полях у результаті розкладу рідини, тобто хімічні перетворення під дією напруги — процес вольтолізації.

При визначеній напрузі в бульбашках газу, що утворилися, починаються іонізаційні процеси. При посиленому іонному бомбар-

дуванні відбувається інтенсивне розкладання рідини і виділення водню. Під дією прикладеного електричного поля за якимось значенням напруженості поля відбувається відрив бульбашки, як правило, зарядженої однойменно з електродом. Під дією електростатичних сил ($F = qE$) бульбашки газу почнуть рухатися до протилежного електрода, і якщо сила F буде більша за сили поверхневого натягу, ($F_{\text{п.н}} = 2\pi a\gamma_{\text{п.н}}$, де $\gamma_{\text{п.н}}$ — коефіцієнт поверхневого натягу, a — радіус основи бульбашки), то відбудеться відривання бульбашки.

Тоді умова відривання бульбашки від електрода має вигляд:

$$qE > 2\pi a\gamma_{\text{п.н}}.$$

Після відривання бульбашки на поверхні зберігаються залишки газу, що служать центрами газоутворення. Пробій станеться тоді, коли потік бульбашок утворить місток, у якому і почне розвиватися електричний розряд. Пробій відбудеться, якщо буде виконана друга умова:

$$\Delta s = qE\Delta t/6\pi\eta_{\text{в}}r,$$

де Δs — відстань між центрами двох найближчих у потоці бульбашок за час Δt, викликаний вольтолізацією; r — радіус кожної відірваної бульбашки газу; $\eta_{\text{в}}$ — коефіцієнт в'язкості; Δt — проміжок часу між відриваннями від однієї і тієї ж самої точки поверхні електрода двох бульбашок, що відриваються одна за одною. Спільне розв'язання двох рівнянь дає таке співвідношення для визначення умови пробою:

$$\eta_{\text{в}}\Delta s/\Delta t = \text{const}, \qquad (1.94)$$

тобто пробій відбудеться, якщо добуток коефіцієнта в'язкості рідини на швидкість процесу вольтолізації досягне деякої постійної величини, const $= a\gamma/3r$, яку важко визначити. Вольтолізаційні процеси розвиваються дуже повільно, і пробій ними можна пояснити лише при тривалій дії напруги.

Слід зазначити, що роль газоутворення також важлива при скипанні рідини. Тоді напруженість поля буде пробивною, якщо на межі шару газу і рідини температура досягне температури кипіння.

Припустимо, що бульбашки, які утворилися на поверхні електродів, у вигляді шару газу відокремлюють рідину від електродів: a — товщина *газової плівки* з питомим опором ρ_1, *коефіцієнтом* теплопровідності λ_1, а ρ_2 і λ_2 відповідно стосуються рідини. Звичайно $\rho_1 >> \rho_2$, на п'ять порядків і вище, тому можна вважати, що при протіканні струму вся енергія виділиться в газовому прошарку. Приблизно можна вважати, що опір системи складається з опору шару рідини й опору шару газу. Найбільша температура в рівно-

важному стані досягатиметься на межі шару газу і рідини. Напруженість поля називатиметься пробивною, якщо температура досягне значення, при якому рідина скипає.

У стаціонарному стані кількість тепла, що виділяється в газовому прошарку, дорівнює $j^2\rho_1$, і це тепло дорівнює теплу, що відводиться через одиницю поверхні за одиницю часу. Для одновимірного випадку при великій площі електродів рівняння теплопровідності можна записати у вигляді:

$$j^2\rho_1 = -\lambda_1 \frac{d^2T}{dx^2}. \qquad (1.95)$$

Розв'язання цього рівняння щодо температури T буде таким:

$$\frac{dT}{dx} = -\frac{j^2\rho_1}{\lambda_1}x + C_1,$$

$$T = -\frac{j^2\rho_1 x^2}{2\lambda_1} + C_1 x + C_2.$$

Знаходимо постійні: при $x = 0$ температура електрода $T = T_0$ за умови, що електрод має високу теплопровідність, тоді $C_2 = T_0$, з умови, що при $x = a$ температура на межі газ-рідина є максимальною, тобто $T = T_{max}$ і $dT/dx = 0$, дістанемо $C_1 = j^2\rho_1 a/\lambda_1$. Тоді для температури на межі газ-рідина можна записати

$$T_{max} - T_0 = \frac{j^2\rho_1 a^2}{2\lambda_1},$$

при $T_{max} = T_{кип}$ відбуватиметься пробій рідини.

Визначимо напругу пробою. Для рідини в сильних полях $j = \varphi(U)$; $j^2\rho = jU$, тоді $j^2\rho = U\varphi(U)$, при $T = T_{кип}$ напруга $U = U_{пр}$, отже,

$$T_{кип} - T_0 = U_{пр} \cdot \varphi\left(U_{пр}\right)\frac{a^2}{2\lambda_1}. \qquad (1.96)$$

Слід зазначити, що $T_{кип} = \varphi(p)$, де p — тиск, дослідні дані для $U_{пр} = f(T_{кип}, P)$ виявилися близькими до теоретичних. Отримана залежність дозволяє встановити зв'язок між $U_{пр}$, відстанню між електродами, тиском і, крім того, дозволяє визначити час від початку прикладання напруги до пробою, виходячи з припущення, що все тепло Q, яке виділяється при прикладанні напруги, витрачається на нагрівання рідини за час τ, тобто

$$Q = j^2\rho\tau, \; Q = c\sigma(T_{кип} - T_0),$$

де c — теплоємність, σ — густина рідини. Прирівнюючи Q, дістанемо, що час пробою

$$\tau = \frac{c\sigma}{j^2\rho}\left(T_{\text{кип}} - T_0\right). \qquad (1.97)$$

При аналізі теплових процесів не враховувалась ударна іонізація.

1.3.3. Вплив вологи на електричну міцність рідких діелектриків

На стадії розвитку передпробивних процесів у рідині істотне значення може мати наявність у ній вологи. Вода в рідині може знаходитися в трьох станах:

у вигляді молекулярного розчину, тобто в розчиненому вигляді;

у вигляді емульсій (крапельки води діаметром до 10 мкм);

у вигляді великих крапель, осаджених на дні пристрою.

Розчинена волога менше впливає на пробивну напруженість, ніж емульсія за тих же концентрацій. Розчинність води в різних рідинах залежить від температури (рис. 1.24) У мінеральній олії при 20 °С розчиняється приблизно $40 \cdot 10^6$ води за об'ємом, а при 80 °С — $400 \cdot 10^{-6}$. При нагріванні масла вода може перейти в іншу форму: зі стану емульсії в розчинену, і $E_{\text{пр}}$ зростає. Але при $T > 60$ °С починають виявлятися інші фактори, пов'язані з виділенням газу, локальним перегрівом і переходом до кипіння рідини, що приводить до зниження пробивної напруженості. Найсильніше на електричну міцність рідкого діелектрика впливає волога при малих міжелектродних відстанях у слабко неоднорідному полі ($d < 1$ см). Характерна залежність наведена на рис. 1.25.

При великих проміжках у слабко неоднорідному й особливо сильно неоднорідному полі вплив вологи значно слабший. Це пояснюється тим, що утворення ланцюжків з довжиною, порівнянною з відстанню між електродами, утруднене.

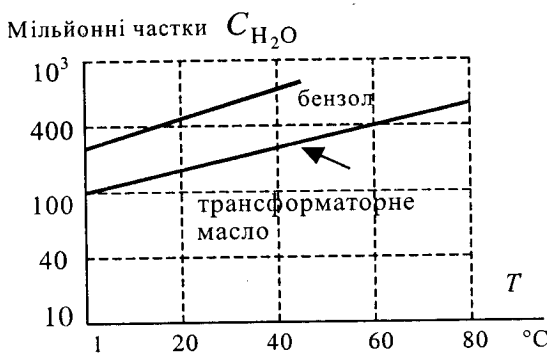


Рис. 1.24. Залежність розчинності води у рідинах від температури T.

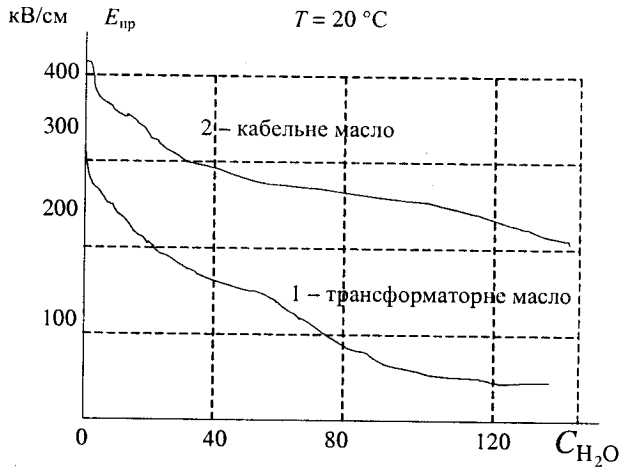


Рис. 1.25. Залежність $E_{пр}$ від вмісту вологи C_{H_2O}.

Мало позначається вплив вологи на електричну міцність діелектрика при дії імпульсної напруги мікросекундної тривалості, оскільки за цей час краплі вологи не встигають переміститися на значну відстань і вплинути на розвиток розряду.

Для пояснення впливу вологи на електричну міцність рідкого діелектрика Гемантом була розроблена теорія краплинного містка, згідно з якою пробій формується по провідному містку із завислих і поляризованих водяних крапель. До прикладання напруги крапельки води знаходяться в рідині у вигляді емульсії. Після прикладання напруги краплі радіуса r витягуються, набуваючи форми витягнутого еліпсоїда, і при деякому значенні E можуть цілком або частково перекрити проміжок. Гемант установлює, що для пробою досить, щоб подовження краплі під дією поля становить 60—70 % від половини початкової відстані між центрами сусідніх крапель. Так, для трансформаторного масла при концентрації в ньому води $1 \cdot 10^{-3}$ см$^{-3}$ і $r = 2 \cdot 10^{-5}$ см маємо $E_{пр} = 44{,}7$ кВ/см, а за даними експерименту $E_{пр} = 22$ кВ/см. Враховуючи розкид експериментальних даних, можна вважати це добрим збігом. Взаємодія сусідніх крапель приведе до подальшого подовження й утворення довгастих ланцюжків. Цими ланцюжками проходить струм, що розігріває воду до кипіння, у результаті чого утворюється газовий канал, по якому відбувається пробій. Важливо те, що теорія Гемана дозволяє пояснити залежність $E_{пр}$ зволоженої рідини від концентрації в ній вологи. Основним недоліком теорії є те, що в ній не

враховуються іонізаційні процеси і не розглядається рух поляризованих крапель.

1.3.4. Залежність $E_{пр}$ від температури

Термостійких ізоляційних рідин дуже мало, і межа їхніх робочих температур невелика. Найбільш надійними можуть вважатися кремнійорганічні рідини (силіконові масла) з робочою температурою до 200 °С.

Більшість рідких діелектриків може довго працювати при значно менших температурах. Наприклад, трансформаторне масло при температурі 90 °С швидко окислюється. З дослідних даних випливає залежність $E_{пр}$ від температури, як показано на рис. 1.26 для трансформаторного неочищеного масла. Температурний максимум $E_{пр}$ практично відсутній у ретельно очищених рідин. На рис. 1.26 ділянка *1* відповідає температурам нижче 0 °С, і $E_{пр}$ масла збільшується, бо рідина стає напівтвердою речовиною, рухливість іонів зменшується, густина зростає. На ділянці *2* максимум $E_{пр}$ при температурах від –10 до +60 °С виявляється тим різкіше, чим більше вологи в маслі, це можна пояснити тим, що відбувається перехід емульгованої вологи в молекулярно-розчинений стан. На ділянці *3*, тобто на ділянці температур кипіння, $E_{пр}$ знижується, оскільки відбувається інтенсивне газоутворення.

Наявність в ізолюючих рідинах металевого пилу приводить до різкого зниження $E_{пр}$, значення напруженості для різних рідин стає однаковим. Це можна пояснити тим, що основну роль відіграє ма-

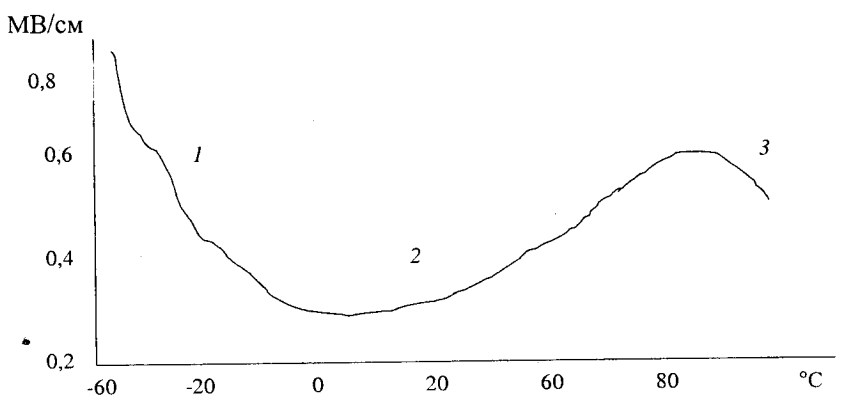


Рис. 1.26. Залежність $E_{пр}$ від температури в °С.

теріал металевого пилу. Зволоження, забруднення і насичення газом приводить до зниження $E_{пр}$. Таким чином, сушіння, знегажування і фільтрування рідин сприяють підвищенню $E_{пр}$.

1.3.5. Вплив тривалості прикладеної напруги

Для розвитку процесу пробою необхідний час. У реальних умовах формування електронних лавин відбувається в середовищі, молекули якого протидіють цьому процесу тим, що захоплюють вільні електрони. Тому формування розряду затягується на якийсь час τ_0. На рис. 1.27 подана залежність $U_{пр}$ для трансформаторного масла від тривалості прикладеної напруги для системи електродів стрижень-площина при відстані між ними 20 см. Видно чотири ділянки: *1* — тут відіграють основну роль тільки електрони, інші частинки не мають достатньої рухливості; *2* — напруга змінюється мало, оскільки всі іони й електрони задіяні у формуванні розряду; *3* — характеризується тим, що стає достатньою рухливість домішок, і пробивна напруга падає; *4* — відповідає часу $t > 1$ с, коли починають відігравати важливу роль теплові процеси, пов'язані з втратами в діелектрику від струмів провідності та релаксаційних процесів.

Якщо тривалість напруги менша за t_0 — часу формування розряду, то пробою не буде. При малих тривалостях напруги (менше 1 мкс) рідини мають підвищену електричну міцність. Наприклад, $E_{пр}$ зростає при d = (1–10) см за час, менший 10 мкс, а при $d = (10^{-2} - 10^{-3})$ см —

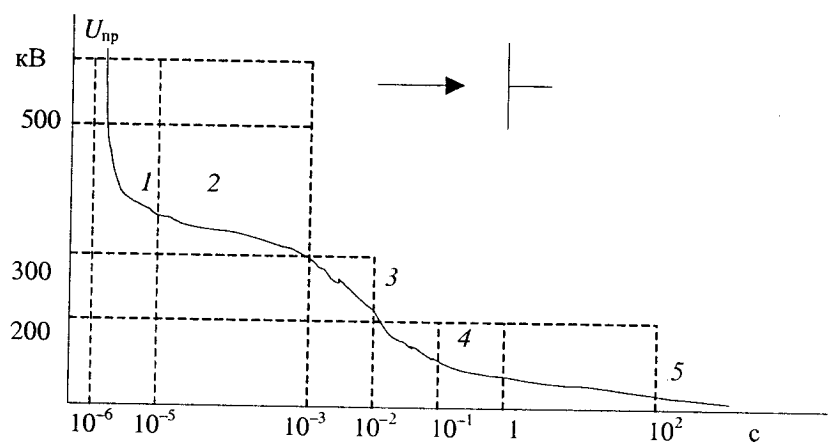


Рис. 1.27. Залежність $U_{пр}$ від тривалості прикладеної напруги.

менший 0,1 мкс. Ця властивість знайшла своє застосування в ряді конструкцій.

1.3.6. Ефект полярності в нерівномірному полі

Ефект полярності в нерівномірному полі в технічно чистій рідині має явно виражений характер при постійній і змінній напругах частотою 50 Гц. Це обумовлено тим, що в технічно чистих рідких діелектриках на розвиток розряду значно впливають малорухомі позитивні іони і частинки домішок.

На рис. 1.28 наведена залежність пробивної напруги для трансформаторного масла від відстані між електродами при постійній напрузі. З кривих видно, що при негативній голці пробивна напруга вища, ніж при позитивній, як це мало місце й у газових проміжках.

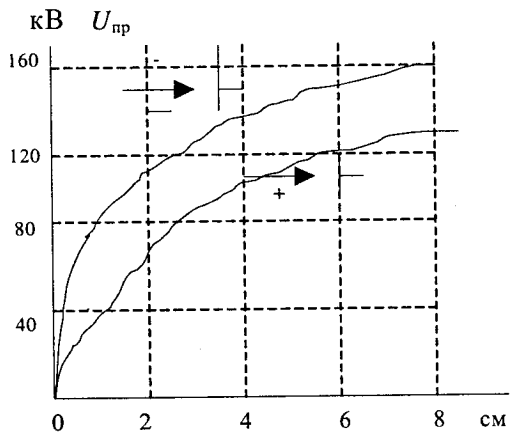


Рис. 1.28. Залежність $U_{пр}$ від відстані між електродами.

1.3.7. Імпульсний розряд у рідині

При імпульсному розряді відбувається швидке виділення енергії в каналі розряду. Тиск у каналі перевищує зовнішній тиск, канал розширюється, що приводить до виникнення ударної хвилі та потоків рідини.

На рис. 1.29 подана схема для дослідження імпульсного розряду в рідині. До моменту t_1 відбувається зарядження нагромаджувача, напруга на конденсаторі C зростає до декількох десятків кіловольт. У момент t_1 нагромаджувач підключається після спрацьовування розрядника P до іскрового проміжку рідини, і починається

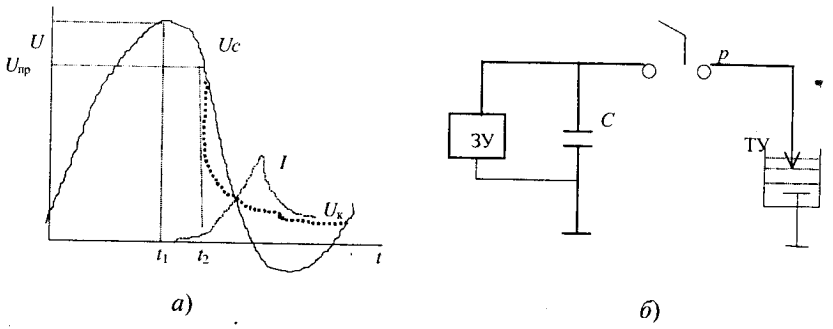


Рис. 1.29. Залежності напруги і струму (*а*) та схема для дослідження імпульсного розряду в рідині (*б*).

процес електричного пробою. Після завершення пробою в момент t_2 настає канальна стадія розряду. Напруга на ємності U_c за час $(t_2 - t_1)$ знижується до значення $U_{пр}$, через стікання зарядів з ємності внаслідок електропровідності середовища у проміжку. Якщо під час пробою струм I збільшується незначно, то після завершення пробою він різко зростає. Звичайно струм має форму загасаючої синусоїди. Зміна напруги на електродах відбиває нелінійність опору каналу розряду в ТВ (ТВ — технологічний вузол). Коли втрати енергії за час $(t_2 - t_1)$ неприпустимо великі або якщо за робочої напруги не забезпечується стабільний пробій проміжку при необхідній відстані, то перед кожним розрядом електроди перемикаються тонким дротом, що вибухає. При розряді або вибуху дротика в рідині виникає ударна хвиля і пульсуюча газова порожнина. Ударна хвиля поширюється від каналу розряду, тиск на її фронті падає і на деякій відстані від каналу ударна хвиля переходить у звукову. Канал розряду розширюється з максимальною швидкістю. Після припинення протікання струму порожнина каналу внаслідок інерційності оточуючого середовища продовжує розширюватися, досягає граничних розмірів і потім змикається.

Параметри розряду і закономірності його розвитку в часі і просторі визначають електричну імпульсну міцність рідини.

У довгих проміжках (понад 1—2 см) при мікросекундній тривалості розряд у рідині за результатами просторово-тимчасової структури складається з трьох стадій і носить лідерний характер.

Перша стадія — розвиток зі швидкістю $(10^6—10^7)$ см/с від електрода всередину проміжку первинних каналів діаметром (1—5) мкм.

У процесі розвитку первинного каналу в його основі створюються деякі критичні умови, пов'язані з підвищенням температури, густини струму, що приводить до зростання тиску і розширення каналу до (50—10) мкм, збільшення струму, появи яскравого спалаху каналу.

Друга стадія — перетворення первинного каналу в лідерний канал. Розвиток лідерного каналу залежить від властивостей рідини, в основному електропровідності, та параметрів напруги (полярності, амплітуди, швидкості зміни напруги).

Третя стадія — перемикання електродів лідерним каналом, різке зростання струму і зріз напруги.

Експериментальні дані з вивчення імпульсного пробою в рідині отримані для системи електродів голка-площина при дії імпульсу косокутної хвилі dU/dt = const. Відстань між електродами становила 50 мм, хвиля напруги — 1,5/70 мкс. Результати наведені в табл. 1.5.

Таблиця 1.5

Експериментальні дані

Рідина	ε	Середній струм лідера, А		Середня швидкість руху лідера, см/с		50%-а розрядна напруга, кВ	
		+	–	+	–	+	–
Трансформаторне масло	2,2	0,3	0,08	$1{,}3\cdot10^5$	$1\cdot10^5$	125	145
Етиловий спирт	36	13	14,5	$2{,}5\cdot10^5$	$2\cdot10^5$	70	80
Дистильована вода	80	10	16	$1{,}9\cdot10^6$	$6\cdot10^4$	40	160

При *наносекундних експозиціях* напруги запалювання розряду супроводжується вибуховим руйнуванням електрода. Наносекундний пробій коротких проміжків (менше 10^{-2} м) здійснюється первинними каналами, оскільки час для їх розвитку просування до протилежного електрода виявляється недостатнім для гідродинамічного розширення і термічного перетворення його на лідерний канал. Тому при наносекундному розряді лідерний канал не має місця.

Проведені експериментальні дослідження показали, що: 1) на імпульсах напруги наносекундної тривалості електрична міцність рідини наближається до міцності твердого діелектрика; 2) при експозиціях напруги (3–300)нс електрична міцність рідин розрізняється між собою незначно, а розкид τ навколо середнього значення

настільки великий, що смуги розкиду для різних рідин частково перекриваються; 3) при зменшенні τ ефект полярності рідин зменшується; 4) електричне зміцнення при зменшенні d у сильно полярних рідин менше, ніж у слабко полярних, 5) вода є найміцнішою при $\tau << 22$ нс.

При мікро- і наносекундних експозиціях спостерігається вибухове руйнування електродів. При цьому матеріал електродів надходить у плазму розряду, тому слід очікувати зв'язку між електричною міцністю рідини і термодинамічними характеристиками матеріалу електродів у коротких проміжках: питомої теплоти сублімації і питомої теплоти випаровування. Як приклад розглянемо дані експерименту для очищеної води і різних матеріалів при $\tau_ф = 10$ нс і $\tau_р = 500$ нс. Проводилося по 30 пробоїв, через кожні 10 пробоїв електроди мінялися. Результати досліджень показали, що: 1) на електричну міцність впливає матеріал анода; 2) зміна термодинамічних характеристик у широкому діапазоні незначно змінює $E_{пр}$; 3) при зменшенні питомих теплоти сублімації і випаровування знижується $E_{пр}$, виняток становить алюміній, що має найбільші значення питомих теплоти сублімації і випаровування, але низьку $E_{пр}$. Найімовірнішою причиною цієї аномалії вважається перекручування поля в проміжку «вусиками», що утворюються з окисної плівки через її руйнування під час розряду. Можна припустити, що пара і мікрочастинки металу, які мають низьку енергію іонізації, що дорівнює (5—8) еВ, іонізуються в плазмі розрядного каналу і тим самим полегшують пробій.

Принципово можливі процеси руйнування електродів: 1) відрив металу в сильному електричному полі при дії пондермоторних сил; 2) електрохімічне травлення; 3) вибух електродів під дією джоулевого розігріву емісійним струмом, струмом іонізації та струмом зарядки ємності розрядного проміжку. Масу металу, що відривається силами поля, можна розрахувати за формулою, наведеною до форми електрода у вигляді вістря:

де ρ — густина металу; $\sigma_{кр}$ — механічна міцність металу при статичному навантаженні; Θ — кут конуса електрода вістря. Розрахунок дає для води $m = 4 \cdot 10^{-12}$ г, що є меншим за спостережуване в експерименті.

1.4. Пробій твердих діелектриків

1.4.1. Види пробою

Умовно процес пробою можна поділити на дві стадії:

1) порушення електричної міцності, що полягає в порушенні стаціонарного протікання струму, тобто при деякому значенні напруги відбувається стрибкоподібне зростання струму;

2) теплове або механічне руйнування діелектрика, що супроводжується порушенням його структури.

Час, протягом якого розвивається пробій, залежить від багатьох факторів: типу діелектрика, виду прикладеної напруги, умов експерименту та ін. Сукупність експериментальних даних дозволяє виділити такі різновиди пробою: 1) тепловий, 2) електричний, 3) електрохімічний, 4) іонізаційний. Часто один вид пробою доповнює інший і розділити їх буває складно.

Подамо коротку характеристику кожного виду пробою.

Тепловий пробій характеризується: 1) зниженням напруги пробою $U_{пр}$ від збільшення температури; 2) зниженням $U_{пр}$ від тривалості прикладеної напруги і зростання його частоти; 3) виникненням пробою в місцях з найгіршою тепловіддачею, коли при деякій напрузі тепловиділення в діелектрику перевищує тепловіддачу в оточуюче середовище.

Електричний пробій має місце у випадках: коли кількість тепла, що виділяється в діелектрику, є недостатньою для його розігрівання до температури руйнування; коли в електричному полі діелектрик інтенсивно охолоджується; коли час впливу напруги малий й усунута можливість появи в діелектрику необоротних процесів унаслідок хімічних реакцій чи дії крайових ефектів. Пробій розвивається в місцях з найбільшою напруженістю електричного поля.

Електрохімічний пробій спостерігається при постійній напрузі в діелектриках з іонною провідністю, при цьому відбувається електроліз, що призводить до зміни хімічної структури діелектрика отже, до зниження електричної міцності.

Іонізаційний пробій спостерігається в технічних діелектриках, що мають повітряні включення, у них виникають іонізаційні процеси, що призводять до руйнування діелектрика.

Опис якого-небудь процесу у твердому діелектрику (ТД) може відбуватися з двох принципово різних точок зору:

1) за молекулярно-кінетичною теорією в основі розглянутого процесу лежать уявлення про характер елементарних явищ на мо-

лекулярному чи атомному рівні; молекулярно-кінетичні теорії виходять з визначених класичних чи квантово-механічних уявлень про внутрішню будову речовини, про характер взаємодії між частинками. Ці теорії ґрунтуються на методах імовірності та використовують закони молекулярної динаміки і статистичної фізики;

2) за феноменологічною теорією у явній формі не враховується молекулярна природа речовини, ця теорія ґрунтується на макроскопічних законах і фактах, виявлених експериментально.

Окремо розглядаються теорії, пов'язані з вивченням старіння діелектрика в експлуатації.

1.4.2. Теорії теплового пробою

Якісна теорія теплового пробою була запропонована німецьким ученим Вагнером. Ця теорія відрізняється простотою та наочністю і в першому наближенні дає залежність пробивної напруги теплового пробою від температури.

Найбільш повна і строга теорія теплового пробою була розроблена та обґрунтована експериментальними даними радянськими вченими Семеновим, Вальтером і Фоком. Ця теорія дозволила одержати розподіл температури за шаром діелектрика.

Розглянемо одновимірний випадок для плоского конденсатора, у якого h — половина товщини діелектрика, m — товщина електрода, як показано на рис. 1.30.

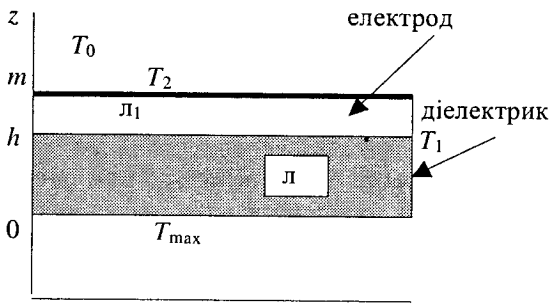


Рис. 1.30. Тепловий пробій у плоскому конденсаторі.

Тепло, що виділяється при тривалій дії напруги, витрачається на нагрівання діелектрика. Рівняння теплового балансу подамо у вигляді:

$$\lambda \frac{dT}{dz^2} + \gamma_a E^2 = 0, \qquad (1.98)$$

де γ_a — активна провідність діелектрика; λ — коефіцієнт теплопровідності діелектрика; T_0 — температура навколишнього середовища; T_1 — температура на межі електрод-діелектрик; T_2 — температура на межі електрод—навколишнє середовище.

Розв'язання задачі зводиться до визначення таких умов, за яких тепло, виділене усередині діелектрика, буде більше ніж тепло, що віддається в оточуюче середовище. З умов симетрії випливає, що при $z = 0$ температура досягає максимальної величини $T = T_{max}$ і $d/dz = 0$ з умови безперервності теплового потоку при $z = h$

$$\lambda \frac{dT}{dz} = \lambda_1 \frac{dT_e}{dz}, \quad T_д = T_e = T_1, \tag{1.99}$$

при $z = h + m$ тепловіддача в оточуюче середовище підпорядковується закону Ньютона:

$$\lambda \frac{dT_e}{dz} = -k_т (T_2 - T_0) \text{ та } T_i = T_2, \tag{1.100}$$

де λ — коефіцієнт теплопровідності матеріалу електрода; $k_т$ — коефіцієнт тепловіддачі в зовнішнє середовище.

В електроді не відбувається виділення тепла, теплопровідність у всіх точках можна вважати постійною. Провідність матеріалу електрода набагато вища, ніж матеріалу діелектрика, тоді градієнт температури в електроді має бути постійним і можна записати, що в деякій точці з координатою z в електроді

$$T = T_1 - \frac{(z-h)k_т}{\lambda_1 + k_т m}(T_1 - T_0). \tag{1.101}$$

Введемо позначення:

$$b = \frac{k_т h}{\lambda_1 + k_т m}. \tag{1.102}$$

Тоді температура в електроді змінюється за формулою

$$T_e = T_1 - \frac{b(z-h)}{h}(T_1 - T_0). \tag{1.103}$$

Тепер розглянемо зміну температури в діелектрику:

$$\lambda \frac{d^2T}{dz^2} + \gamma_a E^2 = 0,$$

де γ_a — активна провідність, що залежить від температури в діелектрику за експонентним законом: $\gamma_a = \gamma_{a0} \exp[a(T - T_0)]$ у малому інтервалі температур, тоді

$$\lambda \frac{d^2T}{dz^2} + \gamma_{a0} E^2 \exp[a(T - T_0) = 0. \tag{1.104}$$

Розв'язання рівняння (1.104) має вигляд:

$$Arth\sqrt{1-\exp[a(T-T_{\max})]} = \frac{aE}{2}\sqrt{\frac{2\gamma_{a0}}{a\lambda}}\exp\left[\frac{a}{2}(T_{\max}-T_0)\right]z + C_2.$$

Оскільки при $z = 0$ $T = T_{мах}$, то $C_2 = 0$. Зробимо ряд перетворень для визначення зв'язку між T_1, T_0, T_{max}, і, використовуючи умову безперервності теплових потоків на межі електрод-діелектрик, одержимо вираз для різниці температур у вигляді:

$$T_1 - T_0 = \frac{2\alpha h\lambda}{ab\lambda_1}th(\alpha h),\quad T_{\max} - T_1 = \frac{2}{a}\ln ch(\alpha h),$$
$$T_{\max} - T_0 = \frac{1}{a}\ln\frac{2\alpha^2\lambda}{aE^2\gamma_{a0}}. \qquad (1.105)$$

Отриману систему з трьох рівнянь розв'яжемо таким чином, щоб виключити невідомі T_1, T_0 і T_{max}. Тоді

$$\frac{2}{a}\ln ch(\alpha h) = \frac{1}{a}\ln\frac{2\alpha^2\lambda}{aE^2\gamma_{a0}} - \frac{2\alpha h\lambda}{ab\lambda_1}th(\alpha h).$$

Позначимо через $\beta = \alpha h$, тоді

$$F(E\beta) = \ln ch\beta - \frac{1}{2}\ln\frac{2\beta^2\lambda}{aE^2h^2\gamma_{a0}} - \frac{\beta\lambda}{b\lambda_1}th\beta = 0.$$

Тепер сформулюємо математичну умову теплового пробою. Із зростанням напруженості прикладеної напруги зростає нагрівання діелектрика і при $E = E_{пр}$ теплова рівновага порушується, тепловиділення перевищує тепловіддачу, і чим більше E при заданих α та γ_{a0}, тим вище максимальна температура T_{max}. Графік залежності $\partial T_{max}/\partial E$ наведений на рис. 1.31. При деякій напруженості $\partial T_{max}/\partial E \to \infty$ (це і є умова теплової нестійкості) незначне збільшення E викликає різке збільшення T_{max}, отже, умовою пробою буде

$$\partial E/\partial T_{max} = 0. \qquad (1.106)$$

У функції $F(E, \beta)$ у неявному вигляді входять E та T_{max}, тому необхідно продиференціювати $F(E, \beta)$ за β, і похідну прирівняти нулю при $\beta = \beta_0$. Оскільки E є також функцією T_{max}, то дістанемо:

$$\frac{\partial F}{\partial E}\frac{\partial E}{\partial T_{\max}} + \frac{\partial F}{\partial \beta}\frac{\partial \beta}{\partial T_{\max}} = 0.$$

Умова $\partial E/\partial T_{max} = 0$ рівнозначна умові $\partial F/\partial\beta = 0$. Тоді маємо:

$$\frac{sh\beta_0}{ch\beta_0} = \frac{1}{\beta_0} - \frac{th\beta_0 + \dfrac{\beta_0}{ch^2\beta_0}}{c},\ \text{де}\ c = \frac{b\lambda_1}{\lambda}.$$

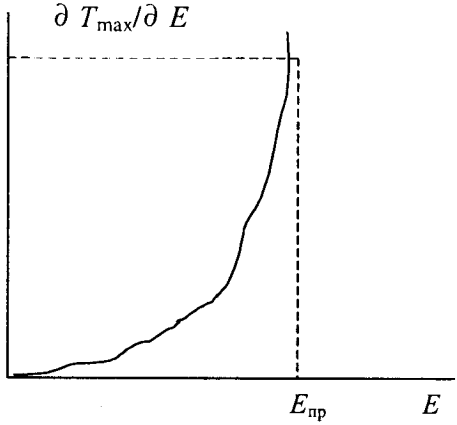


Рис. 1.31. Графік залежності $\partial T_{max}/\partial E$ від E.

Звідси знаходимо: $c = \dfrac{\beta_0 sh\beta_0 ch\beta_0 + \beta_0^2}{ch^2\beta_0(1-\beta_0 th\beta_0)}$, $b = \dfrac{k_т h}{\lambda_1 + k_т m}$.

Коефіцієнт c можна визначити, знаючи розміри діелектрика й електрода та коефіцієнти теплопровідності матеріалів електрода і діелектрика. Потім, визначивши c, знаходимо β_0 і підставляємо здобуте β_0 у вираз:

$$\ln ch\beta_0 = \frac{1}{2}\ln\frac{2\lambda\beta_0}{aE_{пр}^2\gamma_{a0}h^2} - c\beta_0 th\beta_0,$$

з цього виразу маємо

$$E_{пр} = \frac{1}{h}\sqrt{\frac{2\lambda}{a\gamma_{a0}}}\left[\frac{\beta_0}{ch\beta_o}\exp\left(-\frac{\beta_0 th\beta_0}{c}\right)\right] = \frac{1}{h}\sqrt{\frac{2\lambda}{a\gamma_{a0}}}\varphi(c),$$

а для пробивної напруги в плоскому конденсаторі дістанемо рівняння:

$$U_{пр} = E_{пр}2h = \sqrt{\frac{8\lambda}{a\gamma_{a0}}}\varphi(c). \qquad (1.107)$$

З графіка $\varphi(c)$ (рис. 1.32) можна зробити висновок про якісну зміну $U_{пр}$ теплового пробою із зростанням товщини діелектрика h: оскільки c прямо пропорційне h, то і $\varphi(c)$ при збільшенні h зростає, але це зростання має нелінійний характер, і $U_{пр}$ набуває кінцевого значення. Воно досягне максимуму при $\varphi(\infty) = 0{,}662$ за змінної напруги.

Для значень $c < 0{,}5$ $\varphi(c) \approx \sqrt{\dfrac{c}{e(2+c)}}$.

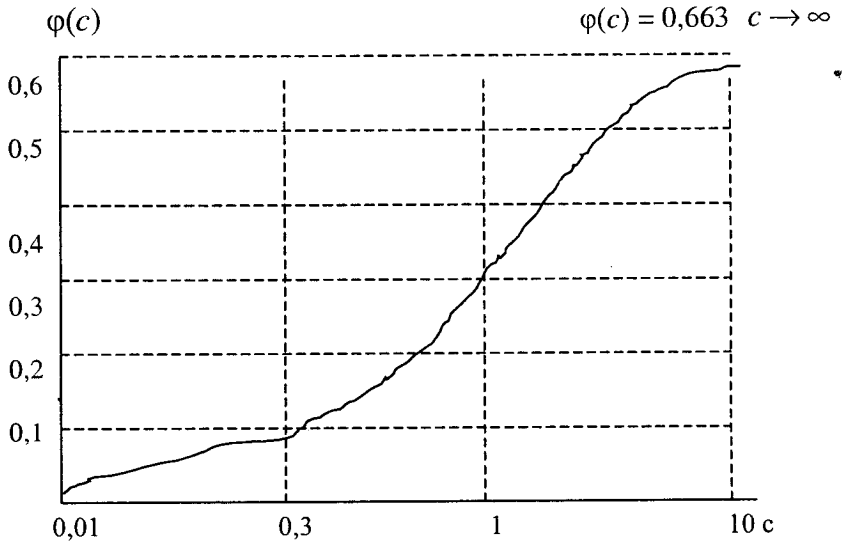


Рис. 1.32. Графік функції φ(*c*).

При змінній напрузі $\gamma_{a0}E^2 = U^2\omega C\mathrm{tg}\delta$, де C — ємність конденсатора, а $\gamma_{a0} = \gamma^0_a \exp(aT)$, де γ^0_a — активна провідність, приведена до температури 0 °С, тобто

$$\gamma^0_a = \frac{\varepsilon f \mathrm{tg}\delta \exp(aT)}{1{,}8 \cdot 10^{12}}. \qquad (1.108)$$

Тоді $U_{пр}$ є функцією частоти і тангенса кута діелектричних втрат.

Залежність для $U_{пр}$ при змінній напрузі є наближеною, оскільки треба враховувати залежність $\mathrm{tg}(\delta) = f(T)$, і може бути подана у вигляді:

$$U_{пр} = 3{,}79 \cdot 10^5 \sqrt{\frac{\lambda}{a\varepsilon f \mathrm{tg}\delta_0}}\varphi(c). \qquad (1.109)$$

Відомо, що для неполярних діелектриків при високих частотах $\mathrm{tg}(\delta)$ не залежить від T до деякого значення $T_н$, а при $T > T_н$ здобута залежність (1.109) непридатна, бо $\mathrm{tg}(\delta)$ зростає зі збільшенням T експоненціально.

Проектуючи пристрої, необхідно, щоб при високій частоті температура усередині діелектрика не перевищувала $T_н$, ця температура різна для різних діелектриків і зростає зі збільшенням частоти.

Слід зазначити, що при певному значенні $U_{пр}$ при тепловому пробої діелектрик знаходиться тривалий час, і значення $U_{пр}$ при цьому виходять мінімальними. При впливі імпульсної напруги пробій може статись при вищих напругах.

Здобуті залежності для $E_{пр}$ і $U_{пр}$ є справедливими для змінної напруги, коли в діелектрику при його розігріванні напруженість поля не залежить від координати z. Для постійної напруги $\gamma E = J = \text{const}$ і внаслідок залежності γ від T істотною є залежність E від z, причому шари, найближчі до електродів, навантажуються більше, ніж центральні. Зробивши відповідні дії, дістанемо для $E_{пр}$ такий вираз:

$$E_{пр} = \frac{1}{h}\sqrt{\frac{8\lambda}{a\gamma_{a0}}}\varphi_1(c), \qquad (1.110)$$

при $h \to \infty$, $c \to \infty$, $\varphi_1(\infty) \to 1$.

Розбіжність для $\varphi(c)$ при змінній і постійній напрузі зумовлена тим, що має місце неоднаковий розподіл потенціалу. При постійній напрузі, тобто $\gamma_v E = \text{const}$, для теплового пробою потрібно докласти більшу напругу, оскільки зменшується напруженість у центральній частині діелектрика, тобто в ділянці найбільших температур, та утруднюється розвиток теплового пробою.

При постійній напрузі $\varphi_1(c) = \sin\beta \exp\left(-\frac{\beta \operatorname{tg}\beta}{c}\right)$, а для c маємо:

$$c = \sin\beta_0 \sec^3\beta_0(\beta_0 + \sin\beta_0 \cos\beta_0).$$

Здобуті аналітичні залежності можуть бути використані для розрахунку електричної ізоляції, що працює при високих температурах і частотах електричного поля, наприклад, для розрахунку високовольтних кабелів, конденсаторів, трансформаторів, обмоток електричних машин.

Термічне руйнування діелектрика може відбуватися і без необмеженого зростання температури. У стаціонарному стані, коли кількість тепла, виділюваного в діелектрику через втрати, дорівнює кількості тепла, яке відводиться через електроди, температура, що встановилася, може виявитися занадто високою. У цьому випадку руйнування може відбутись у результаті плавлення, обвуглювання й інших подібних процесів, викликаних діелектричним нагріванням. Це явище називають тепловим пробоєм другого роду.

При дослідженні процесу нагрівання часто буває необхідно визначити час, протягом якого може бути прикладена більша напруга, ніж при тепловому пробої, щоб діелектрик пробився. Таке

завдання було запропоновано Грінбергом, Лебедєвим і Канторовичем для окремого випадку:

$$c_1\rho_1\frac{\partial T}{\partial t}=\lambda\frac{\partial^2 T}{\partial x^2}+0,24\gamma_{a0}E^2\exp[a(T-T_0)], \qquad (1.111)$$

де c_1, ρ_1 — питома теплоємність і питомий опір матеріалу діелектрика.

Розв'язання рівняння (1.111) було проведено для адіабатичного випадку, коли не враховується тепловіддача в оточуюче середовище, а все тепло, що виділилося, витрачається на нагрівання матеріалу:

$$c_1\gamma_1\frac{\partial T}{\partial t}=0,24\gamma_{a0}E^2\exp[a(T-T_0)].$$

Розв'язання цього рівняння дозволяє визначити час адіабатичного нагрівання при тепловому пробої, якщо вважати, що температура усередині діелектрика зростає до ∞. Збільшення температури відбувається зі зростаючою швидкістю, тому можна припустити, що в момент пробою при $t = t_{пр}$ температура $T = \infty$:

$$t_{пр}=\frac{c_1\gamma_1}{0,24aE^2\gamma_{a0}}=\frac{const}{E^2}. \qquad (1.112)$$

Для імпульсних конденсаторів з масляним просоченням const = $3,08\cdot10^6$ і

$$t_{пр}=3,08\cdot10^6/E^2. \qquad (1.113)$$

Залежність $U_{пр}$ ізоляції при тепловому пробої від часу прикладання напруги схематично може бути пояснена таким чином. Якщо час докладання напруги менший за t_0, то діелектрик не встигне розігрітися і не проб'ється. Діелектрик здатний необмежено довго витримувати напругу, меншу за $U_{пр}\infty$.

Газові включення знижують $U_{пр}$, оскільки іонізація газу супроводжується збільшенням втрат і розігрівом діелектрика. Пробивна напруга при тепловому пробої може бути підвищена шляхом поліпшення ізоляційного матеріалу, збільшення його теплопровідності і зменшення температурної залежності діелектричних втрат. Підвищення $U_{пр}$ при тепловому пробої можна досягати посиленням охолодження ізоляції, поліпшенням однорідності ізоляції, ретельним просоченням і видаленням повітряних включень.

1.4.3. Електричний пробій

Для експериментального вивчення поведінки ізоляції при дії сильних електричних полів застосовують швидкісну апаратуру, що реєструє швидкопротікаючі процеси: це оптичні й електронно-оп-

тичні прилади різного призначення. Застосування нових методів дослідження дозволили встановити просторово-часові закономірності розвитку пробою у твердих діелектриках.

Електричний пробій являє собою складний комплекс різних фізичних явищ. Теорії, що пояснюють електричний пробій, як правило, розглядають першу стадію пробою — порушення електричної міцності, пов'язану з різким зростанням струму. Друга стадія нерозривно пов'язана з першою і виникає відразу за нею, це механічне або теплове руйнування діелектрика, що супроводжується порушенням його структури. Найменша напруженість поля, за якої відбувається пробій діелектрика в рівномірному полі, називається електричною міцністю. Для практики і теорії визначення електричної міцності має проводитись досить точно.

При дослідженнях діелектриків на пробій застосовують спеціальні заходи для вирівнювання електричного поля й усунення крайових ефектів. Для зменшення впливу внутрішніх неоднорідностей за зразок слід брати тонкий шар. Одержання рівномірного поля в об'ємі всього діелектрика є складним завданням. При дослідженнях використовують такі методи, як занурення діелектрика у спеціальне середовище, виготовлення зразків та електродів особливої форми. Найчастіше підбирають форму електродів, наприклад електроди Роговського, чи вибирають раціональну форму діелектрика, збільшуючи його товщину поблизу країв електродів. Тоді в тонкій частині діелектрика одержують рівномірне поле, де найбільша напруженість, що викликає пробій.

Усі теорії електричного пробою можна поділити на чотири групи.

Перша група теорій — це ті, за якими пробій викликається механічним руйнуванням діелектрика, тобто розрив кристалічних ґрат простих іонних кристалів відбувається через дію зовнішнього електричного поля.

Друга група — це квантові теорії, які пояснюють пробій іонізацією твердого діелектрика електронним ударом, тобто енергія, що набувається електронами в електричному полі, перевищує енергію, що віддається електронами кристалічним ґратам.

Третя група — це квантові теорії, що ґрунтуються на уявленнях про електростатичну іонізацію (тунельний ефект) і термічну іонізацію.

Четверта група — це феноменологічні теорії пробою для макроскопічних однорідних твердих діелектриків.

Розрив кристалічних ґрат простих іонних кристалів за Роговським. Стійкість і міцність кристала залежать від значень сил, що діють між частинками, та обумовленої ними потенціальної енергії кристалічних ґрат. Під дією зовнішніх умов при нагріванні, механічному впливі, впливі зовнішнього електричного поля енергія взаємодії може бути подолана і ґрати можуть бути зруйновані.

Автор теорії механічного руйнування в сильному електричному полі Роговський пояснює руйнування діелектрика як розрив ґрат силами електричного поля. Ним був розглянутий простий іонний кристал, ідеально однорідний, що має кубічну форму ґрат. Іон, який знаходиться в ґратах, зазнає впливу сили взаємодії з боку сусідніх іонів. При прикладенні зовнішнього поля відбудеться зсув іонів один відносно іншого. При великих напруженостях поля цей зсув іонів може бути настільки великим, що призведе до розривання кристалічних ґрат, тобто при знятті поля іон уже не зможе повернутися в початковий рівноважний стан.

Для визначення напруженості поля пробою Роговський розрахував сили взаємодії між сусідніми іонами, що утворюють ізольовану молекулу. Взаємодія між іонами показана на рис. 1.33. Сила притягання між іонами

$$F_{\text{пр}} = \frac{q^2}{r^2}, \tag{1.114}$$

де q — заряд іона.

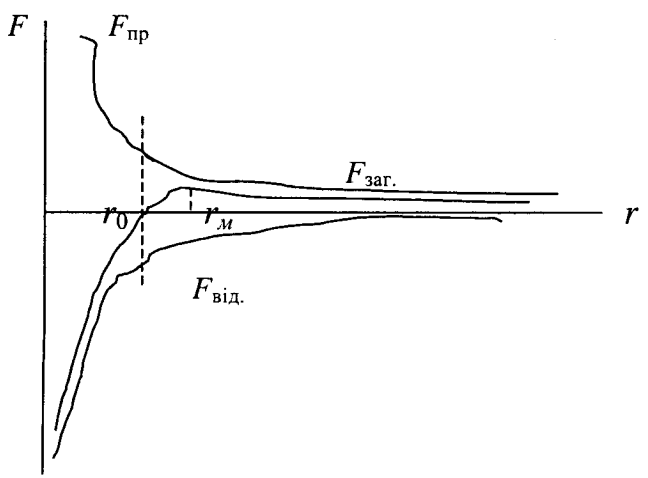


Рис. 1.33. Графік сил взаємодії.

Сила відштовхування іонів (відштовхування електронних оболонок і ядер зближених іонів)

$$F_{\text{від}} = -\frac{B}{r^{n+1}}, \tag{1.115}$$

де n = 8—12.

Загальна сила $F_{\text{заг}} = F_{\text{пр}} + F_{\text{від}}$. (1.116)

Електричне поле обумовлює силу

$$f = qE, \tag{1.117}$$

де E — напруженість електричного поля. Очевидно: якщо f перевищить силу F при деякому $r = r_{\max}$, то іонний зв'язок розірветься, тобто відбудеться пробій. З умови рівноваги $F = 0$ знаходимо радіус r_0:

$$r_o = \sqrt[n-1]{\frac{B}{q^2}}. \tag{1.118}$$

За умови, що при $r = r_{\max}$, маємо $\frac{dF}{dr} = 0$, знаходимо $r_{\max}$ у такому вигляді:

$$r_{\max} = \sqrt[n-1]{\frac{B(n+1)}{2q^2}} \quad \text{або} \quad r_{\max} = r_0 \sqrt[n-1]{\frac{n+1}{2}}.$$

Підставляючи рівняння для $r_{\max}$ у формулу для F, дістанемо вираз для $F_{\max}$ і, прирівнюючи її до сили f електричного поля, знаходимо вираз для електричної міцності:

$$E_{\text{пр}} = \frac{2^{\frac{2}{n+1}} q(n-1)}{r_0^2 (n+1)^{\frac{n+1}{n-1}}}.$$

У випадку молекули NaCl, для якої ε = 5, $r_0 = 2{,}8 \cdot 10^{-8}$ см, дістанемо $E_{\text{пр}} = 10^8$ В/см, що на два порядки перевищує експериментальні дані, за яких для NaCl $E_{\text{пр}} = 1{,}5 \cdot 10^6$ В/см. Тому Роговський зробив припущення, що в кристалі можуть бути мікротріщини, вздовж яких і розвивається пробій. Кількісно це припущення розвив Горовиць. Він запропонував вважати: газ, що заповнює пори, іонізується в полі високої провідності. Така пора, заповнена іонізованим газом, прагне витягнутися уздовж поля, зазнаючи опору сил поверхневого натягу. Якщо сила зовнішнього поля буде досить великою, то рівновага між електричною силою і силою поверхневого натягу порушиться, пора (мікротріщина) почне збільшуватися і призведе до руйнування діелектрика. Умову пробою за Горовицем можна подати так:

$$E_{\text{пр}} = \sqrt{\frac{16\sigma}{\varepsilon l}}, \qquad (1.120)$$

де σ — коефіцієнт поверхневого натягу; l — глибина мікротріщини; ε — діелектрична проникність матеріалу діелектрика.

На рис. 1.34 показані сили, які діють на мікротріщину в діелектрику. Якщо прийняти, що для NaCl ε = 5, σ = 150 і $l = 10^{-5}$ см, то дістанемо $E_{\text{пр}} = 2 \cdot 10^6$ В/см. Це значення збігається з експериментом. Збіг можна вважати випадковим, оскільки числове значення l вибирається практично довільно.

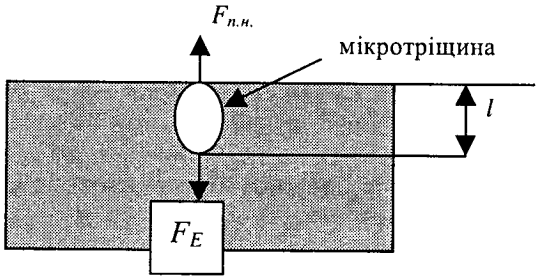


Рис. 1.34. Руйнування між іонами діелектрика в місці тріщини.

Ці теорії не можуть бути прийняті як універсальні, бо вони не застосовні для неоднорідних діелектриків. Крім того, ці теорії не пояснюють і деякі експериментальні дані. Але водночас вони вказують на те, що дефекти у структурі діелектрика можуть призвести до зниження електричної міцності. В іонних кристалах, вміщених у сильне електричне поле, спостерігають появу додаткових дислокацій. Концентрації їх залежать від значення напруженості і тривалості прикладеного поля. Із зростанням E концентрація дислокацій збільшується. При кожній тривалості імпульсу τ існує певна початкова напруженість $E_{\text{поч}}$, за якої з'являються дислокації. За постійної напруги дислокації починають з'являтися при $E_{\text{поч}} = 0{,}8 \cdot 10^6$ В/см. Звичайно дислокації виникають тоді, коли механічний тиск досягне межі текучості матеріалу $\sigma_т$. Проте у приповерхневому шарі завтошки 50 мкм вони з'являлися при тисках, на порядок менших $\sigma_т$. Так, при $E = 10^7$ В/см у NaCl виникли мікротріщини, вздовж яких розвивався пробій. Поява тріщин перед пробоєм зумовлена великою концентрацією дислокацій, що, зливаючись одна з однією, утворюють мікротріщини. Тоді у формулі Роговського потрібно замість $F_{\max}$ підставити $F_{\text{кр}}$, що відповідає

критичній напруженості, за якої стає можливою поява дислокації й утворення мікротріщин.

Існує й інший підхід до уявлення про те, як проходить руйнування. Так, І. Я. Френкель висловив припущення, що плавлення являє собою процес утворення вакансій, і коли число вакансій досягне критичного значення, тверде тіло переходить у рідке. Для опрацювання теорії електроімпульсного руйнування прикладеного імпульсу твердих тіл в електричному полі необхідно розглядати накопичення пошкоджень структури через енергію поля, та напруженість поля, за якої виникає процес накопичення дефектів, і визначатиме електричну міцність речовини.

Теорії ударної іонізації. Одним з вирішальних факторів, що обумовлюють появу теорії ударної іонізації для електричного пробою ТД, стали дослідження Вальтера та Інге у 1930 р. Вони першими виявили неповний пробій кристалів і показали, що розряд у ТД поширюється вузьким каналом з великою швидкістю. Канал у кристалі при неповному пробої був орієнтованим, така кристалографічна орієнтація визначається полярністю електрода з великою кривизною і температурою кристала.

Пізніше німецький фізик Хіппель спостерігав неповний пробій кристалів, що містяться в однорідному полі. Він з'ясував, що в цьому випадку канали неповного пробою розвиваються від анода. Кристалографічна спрямованість і розвиток розряду від анода дали можливість Хіппелю розвинути теорію ударної іонізації електронами.

На думку автора цієї теорії, у ТД маються вільні електрони, що розташовуються біля позитивних іонів. Внаслідок щільного упакування частинок у ТД електрон, що рухається, зазнає взаємодії з частинками кристалічних ґрат. При цьому в ТД починається коливання іонів, що приводить до хвильових процесів. Атоми в кристалічному твердому тілі можуть коливатися відносно положення своєї рівноваги так, ніби вони з'єднані пружинами зі своїми сусідами.

Хвильовий вектор коливань вузлів кристалічних ґрат L має N дискретних значень, де N — число елементарних чарунок у кристалі, а хвильове число $L = 1/\lambda$, де λ — довжина хвилі. Для визначення частоти коливань розв'язується система рівнянь для пружних коливань іонів і визначається взаємозв'язок L з кутовою частотою коливань. На рис. 1.35 наведена залежність частоти коливань від хвильового вектора L. Для одного вузла кристалічних ґрат кожному хвильовому вектору L відповідає 6 коливань: 3 оптичних коливання з високою частотою і 3 акустичних коливання з низь-

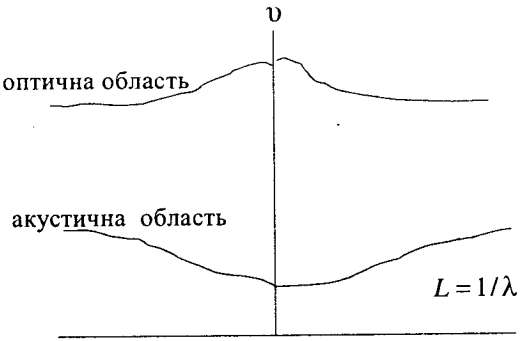


Рис. 1.35. Пружні коливання кристалічних ґрат.

кою частотою. Енергія, яку втрачає електрон при взаємодії з коливаннями кристалічних ґрат за одиницю часу, може бути подана залежністю:

$$B = h\upsilon\,\Sigma(\Phi_e - \Phi_a), \qquad (1.121)$$

де $h\upsilon$ — енергія коливань ґрат; υ — частота оптичних коливань, Φ_e, Φ_a — імовірності відповідно випускання і поглинання електрона з хвильовим числом коливань ґрат.

Між $\upsilon = \omega/2\pi$ (де ω — кутова частота коливань) і хвильовим вектором L існує такий зв'язок:

$$\omega^2 = 4\pi^2\upsilon^2$$

$$\text{або } \omega^2 = \frac{1}{m_1 m_2}\left(m_1 + m_2 \pm \sqrt{m_1^2 + m_2^2 + 2m_1 m_2 \cos aL}\right),$$

де a — постійна ґрат (відстань між однойменними іонами); m_1, m_2 — маси іонів, що чергуються; (+) перед $\sqrt{}$ відповідає коливанням оптичної гілки і при $L \to 0$ $\upsilon_{опт} \to \upsilon_{max}$; (–) перед $\sqrt{}$ — акустичним коливанням і при $L \to 0$ $\upsilon_{ак} = 0$.

Частота оптичних коливань майже не залежить від хвильового вектора. А частота акустичних коливань, обумовлених рухом усього ланцюга іонів, залежить від L.

При малих енергіях електрона втрати енергії B малі, при великих енергіях електрона втрати знижуються внаслідок незначного часу взаємодії порівняно з періодом коливань іонів.

Залежність B від енергії електрона наведена на рис. 1.36, значення B проходить через максимум при енергії електрона, що приблизно дорівнює $4h\upsilon$.

Пізніше дослідники встановили, що в електричному полі при зсуві атомів у твердому тілі відбувається перекручування електронних оболонок і з'являється електричний момент.

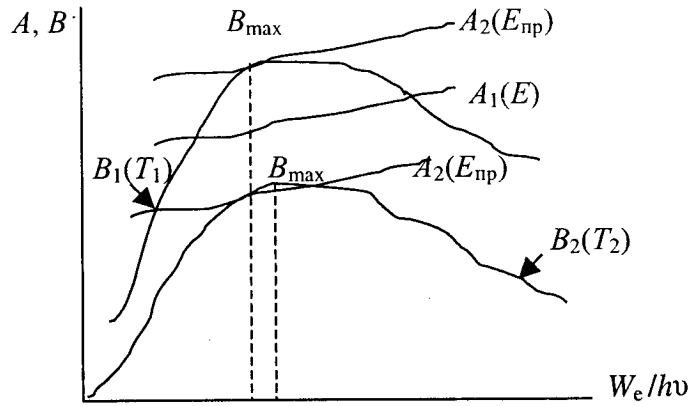


Рис. 1.36. Залежність втрат енергії від енергії електрона (за Хіппелем).

Аналітично вираз критерія електричного пробою ТД ґрунтується на рівності енергії A, що здобувається електроном в електричному полі, та енергії B, що втрачається електроном за одиницю часу при взаємодії з коливаннями ґрат, тобто

$$A = B. \tag{1.122}$$

Енергія, що здобувається електроном від поля за одиницю часу, може бути визначена так:

$$A = qEV_e = q^2E^2\tau/m, \tag{1.123}$$

де τ — час релаксації: час між двома зіткненнями

$$1/\tau = \Sigma(\Phi_e + \Phi_a).$$

Відповідно до уявлень Хіппеля, іонізація і пробій викликаються електронами, що на довжині вільного пробігу здобувають енергії, кількість якої відповідає максимуму втрат на розгойдування атомів. Значення цієї енергії невелике і становить (0,1—0,2) еВ, тому теорію Хіппеля називають теорією ударної іонізації повільними електронами. Умова пробою іонних кристалів за Хіппелем записується у вигляді:

$$4h\upsilon\Sigma(\Phi_e - \Phi_a) = q^2E_{кр}{}^2/m\Sigma(\Phi_e + \Phi_a),$$

звідси знаходимо

$$E_{кр} = \frac{1}{q}\sqrt{\frac{mB_{max}}{\tau}}, \tag{1.124}$$

де B_{max} обчислюється при визначеній температурі. На рис. 1.36 наведені залежності втрат енергії електронів B та енергії електронів A, яка здобувається від поля для різних значень напруженості електричного поля залежно від енергії електрона.

У процесі ударної іонізації електрони вивільняються з атома або негативного іона і видаляються з даного об'єму. Електрони, переміщуючись від катода до анода, залишають позаду позитивний об'ємний заряд. Виникають механічні напруги. Порушення взаємодії між частинками після іонізації та виходу електронів послаблює діелектрик. Відповідно до критерію Хіппеля фізик Каллен вважає, що напруженість поля, що відповідає максимуму втрат енергії, дорівнює електричній міцності, тобто

$$E_{\text{пр}} = \frac{ch\upsilon_{\text{ост}}}{e\lambda}.$$

Константа c залежить від співвідношення мас електрона та іона, від постійних величин кристалічних ґрат a_0. Тоді із зростанням температури збільшуються і втрати, але при цьому зростає й $E_{\text{пр}}$. Суперечливість експериментальних даних не дає можливості правильно оцінити теорію Каллена. Необхідно враховувати такі фактори, як взаємодія з короткохвильовими акустичними коливаннями, різниця частот поздовжніх і поперечних коливань, різниця ефективного і дійсного заряду іона, а також порушення структури ґрат.

За Фреліхом порушення електричної міцності ТД настає тоді, коли енергія електрона є близькою до енергії іонізації, тобто розглядається спадна гілка залежності $B = f(W_e)$, або швидкі електрони, у яких енергія більша, ніж $4h\upsilon$. У цьому випадку для B можна прийняти такий вираз:

$$B = C_1 W_e^{-0,5}, \qquad (1.125)$$

де C_1 — коефіцієнт пропорційності. Оскільки швидкі електрони рухаються в діелектрику з меншим числом зіткнень, то для них справедливим є співвідношення:

$$A = C_2 E^2 W_e^{1,5}, \qquad (1.126)$$

де W_e — кінетична енергія електрона. З умови рівноваги

$$E_{\text{кр}} = C_3 / W_{e\,\text{кр}}. \qquad (1.127)$$

Залежності для A і B для швидких електронів можуть бути Такими (рис. 1.37). Зі збільшенням напруженості поля зменшується енергія електрона $W_{e\,\text{кр}}$, за якою виконується умова рівноваги: $W_{e2} < W_{e1}$. При цьому мають прискорюватися електрони з енергією $W_{e\,\text{кр}} < W_e < W_{\text{іон}}$, що викликають ударну іонізацію додатково до тієї, яка створювалася швидкими електронами, що утворилися в результаті теплових коливань і що наявні в діелектрику за відсутності поля. Це приводить до зростання кількості електронів у зоні провідності і збільшення числа іонізацій за одиницю часу. Такий стан буде закінчуватися пробоєм, коли

$$W_{e\,\text{кр}} = W_{\text{іон}}. \qquad (1.128)$$

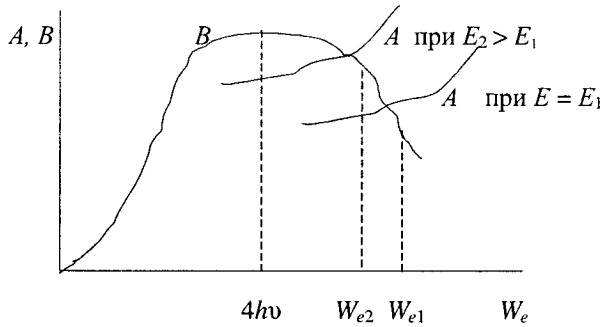


Рис. 1.37. Залежність втрат енергії від енергії електрона (за Фреліхом).

У табл. 1.6 наведені експериментальні значення електричної міцності для лужно-галоїдних кристалів і теоретичні значення $E_{пр}$, обчислені згідно з теоріями Хіппеля і Фреліха. Значення електричної міцності, знайдені за теорією Хіппеля, вище значень $E_{пр}$, обчислених за теорією Фреліха.

Таблиця 1.6

Значення $E_{пр}$ за Хіппелем, Фреліхом і дослідні дані

Кристал	Експериментальні значення при товщині 0,1 мм, МВ/см	Теоретичні дані, МВ/см	
		за Фреліхом	за Хіппелем
NaF	2,4		3,57
NaCl	1,5	1,07	1,57
NaBr	0,8	1,06	0,98
KCl	1,0	0,66	1,2
KBr	0,7	0,56	0,85
KJ	0.6	0,51	0,57

Це випливає з характеристики критеріїв пробою за обома теоріями. Відношення значень $E_{пр}$, обчислене за обома теоріями, становить 1,9. На думку В. А. Чуєнкова, це співвідношення має дорівнювати 10 [5].

Крім того, варто зробити такі зауваження:

1) теорії не розглядають залежності $E_{пр}$ від товщини діелектрика;

2) у них не враховується емісія електронів з катода, що не дозволяє визначити вплив матеріалу катода на пробій;

3) у цих теоріях розглядається ідеальний кристал, що не містить дефектів. У реальних же кристалах можуть бути дефекти (дислокації, вакансії), які будуть впливати на прискорення електронів у кристалі.

Теорії Фреліха і Хіппеля стосуються іонних кристалів, рух електронів у валентних кристалах відрізняється від руху в іонних.

Теорія на основі енергетичного аналізу електричної міцності. Однією з останніх теорій електричного пробою ТД є теорія на основі енергетичного аналізу електричної міцності, розроблена Ю. М. Вершиніним [7]. У результаті обробки великої кількості експериментальних даних з електричного пробою ТД автор ввів енергетичну характеристику каналоутворення A_c, яка складається з енергій каналоутворення та сил відштовхування і враховує особливості хімічної структури діелектрика.

Електронні процеси в ТД на стадії формування розряду характеризуються складним поєднанням механізмів електростатичної та ударної іонізації, співвідношення між якими визначається багатьма факторами: геометрією поля в розрядному проміжку і його напруженістю, розмірами розрядного проміжку, природою діелектрика, матеріалом електрода та ін.

В електронних процесах беруть участь обидва носії заряду — електрони і дірки. Розглянемо фізичні процеси від моменту прикладання напруги до завершення першої стадії в умовах безперервного зростання напруги.

Для однорідного поля напруженість у всьому об'ємі розрядного проміжку до появи вільних зарядів залишається постійною. Це означає, що імовірність появи первинних носіїв заряду визначатиметься не різницею напруженості поля біля електродів, а індивідуальними особливостями носіїв заряду, а саме їхніми ефективними масами.

Імовірність появи вільних електронів чи дірок визначається із залежності Хаустона:

$$P = \exp\left(-\frac{4\sqrt{2m}(\Delta W_c)^{1,5}}{3eEh}\right), \qquad (1.129)$$

де ΔW_c — енергія активації електронного переходу, що дорівнює різниці робіт виходу електрона з металу та діелектрика; h — стала Планка.

У діелектриках електрони легше дірок, тобто $m_n < m_p$, і для однорідного поля справедливо вважати, що імовірність появи електронів електродного походження буде вищою, ніж дірок при тунельному просочуванні.

Крім того, рухливість електронів вища, ніж рухливість дірок. Тому навіть при рівності носіїв зарядів (електронів і дірок) внесок у електропровідність електронів буде більшою, ніж дірок. Таким чином, у випадку однорідного поля віддається перевага електронам.

Із зростанням напруги на зразку при досягненні критичного значення E з катода в розрядний проміжок почнуть надходити електрони провідності і під дією поля почнуть дрейфувати до анода. Це означає, що первинні електрони з'являються не одночасно по всій довжині проміжку, як випливає з теорій «безелектродного походження», а лише на ділянці, розташованій поблизу катода. Зростання концентрації електронів провідності приводить до можливого перерозподілу поля в розрядному проміжку і створення в ТД ділянок з підвищеною напруженістю поля на початковому етапі формування розряду. Експериментально це одержало підтвердження в дослідах Беєра, що використовував електрооптичний ефект Керра для вимірювання напруженості поля в монокристалах. Отримані якісні картини розподілу поля в розрядному проміжку дозволили припустити, що місце локалізації сильного поля залежить від потенціалу катода і напруженості автоелектронної емісії і не залежить від поля внутрішньої автоелектронної емісії. Це дозволяє поширити розглянуту фізичну картину на різні діелектрики, що відрізняються один від одного насамперед концентрацією домішок і дефектів.

При зростанні напруги на електродах і напруженості на ділянці X_0 — анод, де X_0 — положення локальної ділянки з підвищеною напруженістю поля E_0, приводить до збільшення електронного струму в проміжку. Електрони провідності набувають великої кінетичної енергії, і стає можливою внутрішня електростатична іонізація. Коли густина іонізації біля анода досягне критичного значення, у цьому місці виникне ділянка діелектрика зі зруйнованою структурою. Це означає початок проростання каналу провідності в напрямку до катода.

Поява каналу неповного пробою є еквівалентною появі поблизу електрода вістря, що підсилює неоднорідність. З цього моменту процес розвитку розряду стає якісно аналогічним етапу розвитку електричного пробою в різко неоднорідному полі.

Розглянемо формування розряду в різко неоднорідному полі в системі стрижень-площина. Критична напруженість поля E буде біля стрижневого електрода за значеннями різниці потенціалів меншими, ніж при однорідному полі. Емісійний струм при цьому зростає, росте і концентрація носіїв заряду біля стрижневого електрода.

Перша особливість у різко неоднорідному полі полягає в тому, що з'являється локальне поле біля стрижня.

Друга особливість — у різко неоднорідному полі первинними носіями заряду можуть бути як електрони, так і дірки, і вони є рів-

неправними. У різко неоднорідному полі імовірність появи носіїв заряду залежить не стільки від ефективних мас, скільки від полярності стрижневого електрода. Потенціальний бар'єр, який треба подолати носіям зі стрижневого електрода, значно вужчий, ніж з плоского. Тому при негативному стрижні відбуватиметься тунельний перехід електронів з катода в зону провідності, а при позитивному стрижні — тунельний перехід дірок у валентну зону (див. рис. 1.17).

Роль струму як електронного, так і діркового на даному етапі зводиться до вирівнювання потенціалу і створення умов для виникнення локального поля з підвищеною провідністю.

При ***позитивній*** полярності стрижня із зростанням напруги росте густина емісійного діркового струму, потенціал поблизу електрода-вістря падає, ділянка з підвищеною напруженістю поля зміщується в напрямку плоского електрода, що приводить до більшого викривлення енергетичних зон і зростання E_0 — поля внутрішньої автоелектронної емісії в місці локалізації сильного поля. Це відбувається доти, доки викривлення енергетичних зон в ділянці X_0 не досягне такого значення, при якому різко збільшується імовірність тунельного переходу електронів з валентної зони в зону провідності. У процесі дрейфу до позитивного стрижня ці електрони набувають від поля кінетичної енергії, викликаючи посилення ударної іонізації, що приводить до різко зростаючої електростатичної іонізації, й у відповідних місцях діелектрика відбувається дисоціація структури, тобто руйнування діелектрика й утворення початкової ділянки каналу неповного пробою в безпосередній близькості від стрижневого електрода, що рівноцінно зменшенню проміжку на довжину Δd. З цього моменту роль стрижневого електрода виконує початкова ділянка каналу неповного пробою. Момент зіткнення первинного каналу пробою з плоским електродом означає закінчення стадії формування розряду.

При ***негативній*** полярності стрижня буде трохи інший електронний механізм. Емісія носіїв зарядів, тепер електронів, призведе до викривлення енергетичних зон, появи ділянки з більшою напруженістю і виникнення тунельного переходу дірок у валентну зону із зони провідності.

Убік негативного стрижня дрейфуватимуть дірки, а не електрони, і вони несуть відповідальність за іонізацію, руйнування структури діелектрика та його пробій.

Таким чином, на стадії формування розряду можна виділити такі етапи: 1) емісія електронів; 2) поява ділянки з підвищеною напруже-

ністю поля; 3) зростання електронного струму на ділянці X_0 — стрижень за рахунок тунельних переходів; 4) термічне руйнування діелектрика на цій ділянці; 5) утворення каналу неповного пробою, ніби проростання стрижня.

При сильних електричних полях на діелектрик діють сильні пондемоторні сили, що приводять до появи дислокацій.

Проростання первинного каналу відбувається уздовж осі, перпендикулярної до площини електрода. Якщо розряд розвивається з анода, то його головна ділянка буде відігравати роль позитивного вістря, що постачає у проміжок неосновні носії зарядів — дірки — і сприймає електрони, які дрейфують з ділянки локального поля. Механізм проростання каналу неповного пробою зводиться до процесу перетворення речовини діелектрика, що міститься в цьому об'ємі, на речовину, з якої складається канал неповного пробою. Таке послідовне перетворення речовини діелектрика з одного стану в інший здійснюється завдяки роботі, виконуваній в даному об'ємі основними носіями заряду: значення роботи залежить від енергії цих носіїв.

Внутрішня частина потоку носіїв заряду розглядається як така, що міститься ніби всередині зовнішньої оболонки, такою, яка виконує роль адіабатичної «сорочки», що перешкоджає обміну енергіями між внутрішньою ділянкою потоку носіїв заряду і речовиною ТД. Це справді можливо, оскільки процес електричного пробою на стадії порушення електричної міцності протікає з часом (10^{-7}—10^{-8}) с. Така адіабатична модель дозволяє вважати, що кінетична енергія носіїв заряду витрачається тільки на зміну внутрішньої енергії діелектрика в цій ділянці, тобто робота A_c дорівнюватиме різниці внутрішніх енергій кристалічного стану і плазмового. При цьому для кожного діелектрика існує таке мінімальне значення необхідної зміни внутрішньої енергії одиниці об'єму діелектрика, при якому виникає ділянка неповного пробою:

$$A_c = \xi_1 - \xi_2 = \xi^0. \qquad (1.130)$$

Електричний пробій можливий, якщо внутрішня енергія носіїв заряду ξ^0 повністю витрачається на виконання роботи з перетворення твердої речовини на плазмову, і критерій пробою має вигляд:

$$A_c = \xi^0.$$

Якщо A_c визначається в ккал/м^3, а ξ^0 — у Дж/м^3, то

$$\xi^0 = 4{,}19A_c. \qquad (1.131)$$

Цей критерій передбачає руйнування діелектрика і перетворення його у плазмовий стан та характеризує не початкову стадію

процесу формування розряду, а завершальну, ознакою якої є утворення первинного каналу.

Характеристика A_c є індивідуальною ознакою ТД, її значення розраховується з урахуванням фізичних властивостей та особливостей молекулярної будови діелектрика. Обчислення роботи каналоутворення A_c необхідно починати зі складання схеми дисоціації та іонізації структури діелектрика, враховуючи особливості будови речовини. Це можна робити на підставі такої фізичної картини. Припустимо, що через елементарний об'єм V_0 рухаються носії заряду, які прискорюються полем і мають енергію W_e. У якийсь момент часу ця енергія буде достатньою, щоб порушити слабкі зв'язки. Із зростанням напруженості поля енергія носіїв заряду збільшується, і вони здатні викликати дисоціацію дещо міцніших зв'язків. Речовина діелектрика переходить у стан густого нейтрального газу, однак енергія носіїв заряду є недостатньою для іонізації дисоційованих атомів. Підвищення напруженості поля збільшує імовірність іонізації. У першу чергу будуть іонізуватися ті атоми, які характеризуються найменшим значенням енергії іонізації. Якщо мала місце іонізація хоча б частини дисоційованих атомів, то можна вважати перехід речовини діелектрика у провідний стан завершеним. Сума енергетичних витрат характеризуватиме значення енергії каналоутворення W_c.

Наведену послідовність операцій при обчисленні W_c слід розглядати як методичний прийом. Насправді, оскільки розподіл носіїв заряду в сильному полі підпорядковується статистиці Больцмана, то в діелектрику одночасно існують носії з різними значеннями W_e, що приводить до значно складнішого поєднання елементарних актів дисоціації та іонізації, які протікають одночасно.

Робота каналоутворення складається з енергії каналоутворення W_c і потенціальної енергії сил відштовхування B_c:

$$A_c = (W_c + B_c)\gamma/M,$$

де γ — густина діелектрика, г/см^3; M — молекулярна вага; $B_c / W_c = 0{,}08$, тоді

$$A_c = 1{,}08 W_c \gamma/M. \qquad (1.132)$$

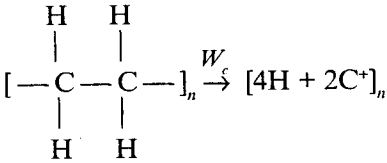
Енергія каналоутворення W_c органічних сполук визначається із залежності:

$$W_c = \mathrm{S} n_i D_i + mI, \qquad (1.133)$$

де D_i — енергія дисоціації зв'язків, ккал/моль; n_i — число зв'язків; I — енергія іонізації дисоційованих атомів, ккал/моль; m — число атомів у мономерній ланці, які мають дану енергію іонізації (міні-

мальне значення). Дисоціація зв'язків враховується, починаючи з найменших значень D_i, і доти, доки виконується умова $D_i < I_{min}$.

Як приклад розглянемо поліетилен, що має таку хімічну формулу:



Врахуємо енергію дисоціації зв'язків D_i у поліетилені (табл. 1.7).

Таблиця 1.7

Значення енергій, ккал/моль

Вид зв'язку	Енергія дисоціації	Число зв'язків
C—C	80,5	2
CH — H	128	2
C — H	81	2

У газовій плазмі будуть іонізувати атоми вуглецю, що мають порівняно з атомами водню меншу енергію іонізації. На дисоціацію одномірної ланки потрібно

$$\Sigma n_i D_i = 579 \text{ ккал/моль}.$$

Сумарні енергії іонізації атомів вуглецю становитимуть $m = 2 \cdot 260 = 520$ ккал/моль, тоді енергія каналоутворення $W_c = 1099$ ккал/моль, $\gamma = 0{,}95$ г/см^3, $M = 28$ і тоді $A_c = 40{,}5$ ккал/моль.

На підставі узагальнення великої кількості експериментальних даних для імпульсного $U_{пр}$ отримана така залежність:

$$U_{пр} = K_i K_п B(d, t) A_c^{1,1}, \qquad (1.134)$$

де K_i — коефіцієнт імовірності; $K_п$ — коефіцієнт полярності: при позитивній голці дорівнює 1, при негативній голці — 1,51, для однорідного поля дорівнює 1,82 $B(d, t) = 3{,}55 A_c\, d^{0{,}365}\, t^{-0{,}11}$.

Розрахункова формула для визначення пробивних напруг при імпульсному пробої на фронті косокутної хвилі, що включає енергетичну характеристику A_c, має вигляд:

$$U_{пр} = k A_c d^{1/3} (d/dt)^{0{,}1}, \qquad (1.135)$$

де k — коефіцієнт для позитивної голки становить 3,15; для негативної голки — 4,66. Формула (1.135) дозволяє розрахувати з достатньою точністю $U_{пр}$ в інтервалі товщин $d = 0{,}01...4{,}0$ мм при швидкості підняття напруги $dU/dt = 1...10^4$ кВ/мкс за час впливу напруги в діапазоні від 0,03 до 300 мкс.

Недоліком розглянутої теорії є те, що для ТД з діелектричною проникністю $\varepsilon \geqslant 10$ значення пробивної напруги будуть завищеними.

Проведені дослідження з вимірювань швидкості розряду методом електронно-оптичної хромографії дозволили встановити ряд нових закономірностей, раніше невідомих. Було встановлено, що швидкість звуку в ТД є межею між швидкостями розряду з катода й анода. Швидкість розвитку розряду з катода завжди менше швидкості звуку c_0, а швидкість розряду з анода більше швидкості звуку [7].

Розповсюдження розряду в ТД є поширенням у товщі діелектрика фронту фазового переходу першого роду; залежно від того, з якого електрода розвивається розряд — з катода чи анода, рух цього фронту має підпорядковуватись законам дозвукового або надзвукового процесу. Така точка зору на динаміку розряду дозволяє поширити на цей процес уявлення і методи механіки суцільних середовищ і фізики високих густин енергії. Загальна система рівнянь, що описують динаміку розряду в конденсованих середовищах, повинна включати рівняння:

1) на основі закону збереження на фронті фазового переходу потоків маси, імпульсу й енергії, узагальнені на наявність електромагнітних полів;

2) електродинамічні рівняння Максвелла;

3) кінетичні співвідношення нерівноважних процесів;

4) термодинамічні рівняння стану середовища.

Така система рівнянь відображає електродинамічну модель розряду в конденсованих середовищах. Після ряду спрощень рівняння енергії може бути подане у вигляді

$$0{,}02\frac{U_0^2}{r_x^2}+\left(\frac{r_x}{r_0}\right)^2\frac{U_0}{5V_p r_x}\frac{dU}{dt}=\frac{\gamma_g \Delta h}{\varepsilon_0\varepsilon_r}, \qquad (1.136)$$

де — U_0 напруга виникнення розряду, В; r_0 — радіус головної частини каналу, м; r_x — зовнішній радіус об'ємного заряду, інжектованого в ТД, м; v_p — швидкість розряду, м/с; γ_g — густина ТД, кг/м^3; ε_r — відносна діелектрична проникність; Δh — зміна ентальпії при фазовому переході, Дж/кг; $\varepsilon_0 = 8{,}85\cdot10^{-12}$, Ф/м.

Якщо розряд розвивається на прямокутних імпульсах, то $U_0 = U_{пр}$:

$$U_{пр}=50r_x^2\left(\frac{\gamma_g\Delta h}{\varepsilon_0\varepsilon_r}\right), \qquad (1.137)$$

де $\gamma_g\Delta h = \Delta h_V$ — зміна ентальпії одиниці об'єму діелектрика, тобто за розмірністю вона є аналогом енергетичної характеристики, а характеристика $(\Delta h_V/\varepsilon\varepsilon_r)$ є більш універсальною, ніж A_c, оскільки враховує діелектричну проникність. Визначення Δh_V залежно від P та T не становить труднощів.

Таким чином, фізична картина виникнення і поширення розряду, що випливає з уявлень про перегрівну нестійкість та електродинамічну модель розряду, може бути подана так:

1) процес формування розряду починається з того моменту, коли напруженість поля біля якого-небудь електрода досягне значення напруженості емісії: у випадку негативного стрижня — емісія електронів з катода в зону провідності, у випадку позитивного стрижня — дірок з анода у валентну зону, поверхня, що інжектується, має мікронні розміри; формування гомозаряду приводить до зниження напруженості поля біля поверхні електрода і викривлення енергетичних зон;

2) збільшення прикладеної напруги веде до зростання об'ємного заряду та появи перегрівної нестійкості. У діелектрику виникає первинний канал за час запізнювання з моменту $E = E_{\text{емісії}}$,

$$\Delta U \cdot J \cdot t_{san} = \frac{T_{\Phi}}{2}(\pi c_{\text{т}} \chi_e), \qquad (1.138)$$

де ΔU — спадання напруги в ділянці гомозаряда; J — густина емісійного струму; T_{Φ} — температура фазового переходу; $c_{\text{т}}$ — теплоємність; c_e — коефіцієнт електронної теплопровідності;

3) після виникнення первинного каналу розряду його головна частина виконує роль емітера. При дозвукових швидкостях поширення катодного розряду можливий послідовний перехід твердої речовини спочатку в рідкий стан, а потім в іонізований газ.

Особливістю розвитку розряду з анода є те, що за формування каналу розряду несуть відповідальність власні валентні електрони. Надзвуковий характер поширення каналу анодного розряду допускає існування додаткового фактора, що сприяє процесу електростатичної іонізації валентних електронів. Таким фактором може бути ударна хвиля, яка є невід'ємним наслідком надзвукових рухів і огинає фронт фазового переходу — головну частину каналу розряду.

Відомо, що тиск, який розвивається в ударній хвилі, поширюваній у ТД, приводить до зменшення забороненої зони. В інтенсивній ударній хвилі можливий перехід діелектрика у стан електронної провідності, тобто $\Delta W_s = 0$. Таким чином, можна припустити, що надзвукова природа анодного розряду пов'язана з необхідністю формування ударної хвилі, яка є джерелом електронів.

У формулі (1.137) для пробивної напруги $U_{\text{пр}}$ радіус r_x при розряді з катода — це ефективний радіус об'ємного заряду, а при розряді з анода — ефективний радіус ударної хвилі, що огинає головну частину каналу розряду.

Стадії пробою ТД. Процес розвитку електричного пробою можна поділити на три стадії: 1) формування розряду, 2) завершення розряду, 3) післяпробійна стадія.

Кожна з них характеризується своїми електричними, оптичними, тепловими і механічними процесами.

На *стадії формування розряду* має місце поява вільних електронів унаслідок холодної емісії, просування світних каналів з одного електрода до іншого й у випадку обох голок з обох електродів.

Після перемикання каналом проміжку через 5 нс відбувається спадання напруги. У місці зустрічі двох каналів спостерігається невелике руйнування.

Стадія формування розряду — це стадія втрати діелектриком електричної міцності.

Процеси на *стадії завершення розряду* залежать від енергії, яка виділилася в каналі розряду і визначається пробивною напругою, потужністю джерела напруги і значенням опору, включеного послідовно з досліджуваним зразком. Зовнішній прояв цієї стадії — руйнування зразка. Залежно від енергії, що виділилася у каналі розряду, може спостерігатися утворення наскрізного отвору вздовж каналу, поява тріщин, розламування на шматки, розлітання шматків на деяку відстань. З осцилограм струму і напруги видно, що спадання напруги відповідає зростанню пробивного струму. На зростаючій частині осцилограми струму спостерігається сплеск струму, аналогічний струму головної стадії довгої іскри в повітрі. Очевидно, цей сплеск пов'язаний зі струмом носіїв заряду, які викликають рекомбінацію надлишкового заряду, що існує в каналі і навколо нього. Подальше зростання струму стає можливим через розширення каналу розряду та перегріву розплавленого каналу. Якщо опір, включений послідовно із зразком, становить кілька кілоом, то великих тріщин не спостерігається. При малих значеннях опору можливе сильне руйнування.

У *післяпробійній стадії* через канал розряду протікає струм від джерела напруги. При малих опорах важко розрізнити стадії завершення розряду і післяпробійну.

Існуючі емпіричні та напівемпіричні формули, що описують електричну міцність ТД, можна об'єднати у дві групи.

До *першої* групи належать ті, котрі як змінну мають час дії напруги і матеріал діелектрика. Коефіцієнти, що входять в аналітичні залежності, визначаються дослідним шляхом для кожного діелектрика окремо, наприклад, формула Астафурова:

$$U_{\text{пр}} = Ak\sqrt[4]{V_{0,5U} \cdot d^n},$$

де A — коефіцієнт, що залежить для даного матеріалу від імовірності пробою, за якою ведеться розрахунок; k — коефіцієнт, що

враховує конфігурацію поля і полярність імпульсу; $V_{0,5U}$ — швидкість підйому напруги в точці $0,5U$; n — постійний коефіцієнт.

Формули *другого* типу дозволяють визначити електричну міцність залежно від структурних, енергетичних характеристик, наприклад, формула Франца $E_{пр} = 2,8a_0^{-3}$ (МВ/м), де a_0 — міжіонна відстань; формула Воробйова і Завадської: $E_{пр} = 0,028U - 3,9$, (МВ/м), де U — енергія ґрат.

Ці формули цікаві в практичному аспекті, але мають ряд недоліків: 1) необхідно проводити експериментальні дослідження, щоб обчислити коефіцієнти; формули поширюються на один гомологічний ряд і не можуть бути використані для визначення $E_{пр}$ діелектриків, що відрізняються структурою і молекулярною вагою.

1.4.4. Електрохімічний пробій

Цей вид пробою ТД обумовлений хімічними змінами, що проходять у діелектрику в результаті тривалого впливу напруги. Іноді це явище називають «старінням діелектрика», і триває воно від декількох хвилин до десятків років. Електрохімічний пробій закінчується тепловою формою пробою. Термін «старіння» використовується для позначення цілого ряду повільних процесів, що виникають в ізоляції у процесі її експлуатації. До цих процесів належать: а) зміна структури ізоляції під дією високих температур і високих напруженостей поля; б) розвиток місцевих дефектів внаслідок іонізаційних процесів, поверхневих розрядів, теплових явищ; в) зниження електричної і механічної міцності через розтріскування, зволоження, забруднення.

Зниження електричної міцності в результаті природного старіння відбувається роками. Відбити це зниження у вигляді вольтамперної характеристики важко, тому на практиці ізоляційні конструкції (звичайно моделі) випробовуються на прискорене старіння шляхом дії більш високих температур і напруженостей поля.

При постійній високій напрузі спостерігається хімічне старіння в діелектрику внаслідок дії електролітичних явищ, що призводять до хімічного переродження речовини діелектрика, зростання струму провідності і потім до пробою.

Старіння залежить від якості ізоляційного матеріалу.

Характер старіння органічної та неорганічної ізоляції різний. Для органічної ізоляції експериментами встановлено, що основною причиною старіння є часткові розряди (ЧР), що відбуваються в газових порожнинах, які існують в ізоляції.

Доказом цьому може бути:

1) при вміщенні діелектрика у вакуум, де виникнення ЧР утруднене, час життя ізоляції збільшується;

2) при напрузі, меншій, ніж напруга появи ЧР, час життя ізоляції зростає;

3) зі збільшенням частоти діючої напруги підвищується частота виникнення ЧР, а час життя ізоляції зменшується.

При впливі ЧР в ізоляції відбуваються зміни, що обумовлюють її старіння. До цих змін відносять утворення газу, появу нерозчинних опадів, зменшення товщини і ваги. Усе це знижує пробивну напругу.

Після дослідження електричного старіння в неоднорідних полях було з'ясовано, що в устаткуванні з монолітною пластмасовою (поліетиленовою) ізоляцією (електричні кабелі) при тривалому прикладенні напруги за певних умов пробою передує розвиток гіллястих каналів неповного пробою, так званих дендритів. Дендрити зароджуються в місцях з підвищеною неоднорідністю електричного поля на поверхні жили або у товщі ізоляції, і далі вони проростають від загострених місць під дією часткових розрядів, що розвиваються між електродом і зразком, або у внутрішніх порах у полімері.

На перших стадіях розвитку утворюється канал завдовжки 50—100 мкм, причому зародження дендрита відбувається через процеси безпосередньо в полімері. Дендрити в полімерах являють собою порожні трубочки діаметром до 1 мкм і звужені на кінці. У процесі утворення дендритів виділяються газоподібні продукти розкладу.

Подальший розвиток і проростання дендрита пов'язані з ЧР у каналі дендрита і руйнуванням полімера цими ЧР: розігрівом речовини, ерозією, хімічною деструкцією через зміну молекулярної структури і хімічних реакцій з активними елементами, що виникають внаслідок ЧР (оксиди азоту, озон, хлористі та фтористі сполуки в речовинах, що містять хлор і фтор, та ін.). При досягненні дендритами протилежного електрода відбувається пробій ізоляції виробу.

У ряді випадків причинами зародження дендритів є ЧР, що розвиваються в газових включеннях або мікротріщинах. В інших випадках причинами є сторонні включення, за структурою подібні з полімером.

Загальний час до пробою визначається сумою двох часів: зародження дендрита і його розвитку. Час зародження дендрита визначається максимальною напруженістю електричного поля в місці виникнення неоднорідності, а час розвитку дендрита від моменту зародження до повного пробою визначається середньою напруженістю. У полімерній ізоляції, що працює в середовищі з високою вологістю або в агресивному середовищі, можуть розвиватися во-

дяні чи електрохімічні дендрити. У цьому випадку канали дендрита заповнені водою або електролітом, і ЧР виникають тільки на кінчику каналу дендрита.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. У чому різниця у структурі діелектричних середовищ?
2. Які типи поляризації характерні для діелектриків?
3. Які передрозрядні явища відбуваються у діелектричних середовищах?
4. Як пояснити криву Пашена для газового розряду?
5. У чому суть ефекту полярності у діелектричних середовищах?
6. Як напруженість електричного поля впливає на щільність струму у діелектричних середовищах?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Сканави Г. И.* Физика диэлектриков (область сильных полей). — М.: Госиздат физ.-мат. лит., 1958. — 908 с.
2. *Ушаков В. Я.* Импульсный электрический пробой жидкости. — Томск, 1975. — 258 с.
3. *Балыгин И. Е.* Электрическая прочность жидких диэлектриков. — М.-Л., 1964. — 223 с.
4. *Кучинский Г. С.* ТВН. Пробой жидких и твердых диэлектриков. — Л., 1976.
5. *Воробьев Г. А.* Физика диэлектриков. Область сильных полей. — Томск, 1977. — 254 с.
6. *Техника высоких напряжений*: Учеб. пособие для вузов /Под ред. Г. С. Кучинского. — СПб.: Изд. ПЭИПК, 1998. — 700 с.
7. *Электрофизические основы техники высоких напряжений*: Учеб. для вузов /И. М. Бортник, И. П. Верещагин, Ю. Н. Вершинин и др.; Под ред. И. П. Верещагина, В. П. Ларионова. — М.: Энергоатомиздат, 1993. — 543 с.: ил.
8. *Исакова А. В.* Поведение твердого диэлектрика в электри-ческом поле: Текст лекций по курсу «Техника и электрофизика высоких напряжений». — Харьков: НТУ «ХПИ», 2000. — 120 с.
9. *Исакова А. В.* Пробой жидких диэлектриков: Текст лекций по курсу «Техника и электрофизика высоких напряжений». — Харьков: ХГПУ, 2000. — 84 с.
10. *Исакова А. В.* Пробой в вакууме: Текст лекций по курсу «Техника и электрофизика высоких напряжений». — Харьков: ХГПУ, 1999. — 72 с.

Глава 2
ЕЛЕКТРОФІЗИЧНІ ЯВИЩА В ТВЕРДІЙ ІЗОЛЯЦІЇ ПРИ ТРИВАЛІЙ ДІЇ СИЛЬНИХ ЕЛЕКТРИЧНИХ ПОЛІВ

(Б. Г. Набока)

Сильне електричне поле позначає деяку критичну, або порогову напруженість $E_{кр}$, починаючи з якої в діелектрику відбуваються нові фізичні явища, не властиві йому до цього. Це — часткові розряди (ЧР), накопичення об'ємного заряду (ОЗ), електролюмінесценція (ЕЛ).

Часткові розряди — це пробої дефектів ізоляції, тобто повітряних вкраплин, прошарків масла, електрична міцність яких нижче твердої фази. ЧР — пробій тільки ослабленої частки, а не всього ізоляційного проміжку. Він виникає при напруженостях електричного поля (так званих напруженостях початку ЧР — E_{ipd}), які значно менші пробивної напруженості всього проміжку. Поодинокі ЧР практично не шкідливі для ізоляції, вони виникають при постійній напрузі. Але при змінній напрузі, наприклад частоті 50 Гц, навіть один ЧР за півперіод — це вже 100 розрядів за секунду. Тривала дія таких ЧР може спричинити незворотні пошкодження ізоляції. Діелектрики неорганічного походження (на основі слюди, кераміки) більш стійкі до ЧР. Органічні діелектрики (поліетилен, поліпропілен, поліетилентерефталат, фторопласт, полімідні матеріали тощо) швидко старіють під дією ЧР. Тому останні вважаються основною причиною старіння ізоляції під дією високої напруги.

Частковий розряд — типове порогове явище. Напруга початку ЧР визначає ту межу, вище якої йде інтенсивне електричне старіння діелектрика, тому робочі напруженості електричного поля (E_p) вибирають нижче напруженості початку ЧР:

$$E_p < E_{ipd}.$$

Виняток становить ізоляція імпульсних установок, де з метою зменшення її об'єму і вартості вимушені відмовлятися від цього обмеження ціною відповідного зменшення ресурсу. Зауважимо, що об'єм ізоляції конденсаторів обернено пропорційний квадрату робочої напруженості, адже при заданій ємності збільшення товщини ізоляції має компенсуватися також відповідним збільшенням площі обкладинок. Зате ресурс ізоляції є обернено пропорційним робочій напруженості в степені 5·12. При збільшенні E_p всього на 10%, тобто в 1,1 раза, ресурс зменшиться в $1{,}1^{5\cdot12} = 1{,}6\cdot3{,}1$ раза (!).

Зменшення об'єму ізоляції досягається ціною суттєвого ослаблення її ресурсних можливостей.

Тривалий час ЧР були основним об'єктом уваги дослідників, доки процеси старіння ізоляції не були помічені і в умовах повної відсутності ЧР. Виявилося, що причиною цього є утворення об'ємного заряду (ОЗ), який призводить до збільшення локальної напруженості електричного поля в 5—8 разів (!), внаслідок чого в суцільному твердому діелектрику з'являються мікродефекти. Характерна їх довжина вздовж силових ліній електричного поля менша за 0,1 мкм, і ЧР в них не виникають. Але поступове накопичення мікродефектів призводить до виникнення макродефектів, довжина яких перевищує 1 мкм. У макродефектах вже спалахують ЧР, після чого процес старіння протікає значно інтенсивніше.

Утворення об'ємного заряду — теж порогове явище. В поліетиленовій ізоляції кабелів воно починається при напруженостях поля вищих за 14 МВ/м. При робочих напруженостях $E_р$ = 8—10 МВ/м, типових для високовольтних силових кабелів, утворення об'ємного заряду в них можливе тільки поблизу мікроскопічних дефектів поверхні жили та оболонки — завусениць, подряпин, де локальна напруженість поля перевищує зазначену межу. Останнім часом явище ОЗ вивчається дуже інтенсивно, що відтіснило проблеми ЧР на другий план, особливо після 1985 року, коли Такада (Takada T., Японія) і Кук (Cooke C. M., США) висунули ефективний метод вимірювання ОЗ, так званий метод акустичної емісії, стимульованої електричним полем (Pulse Electro-Acoustic Method — PEAM).

Третє порогове явище — електролюмінесценції (ЕЛ) — починається при напруженостях від 2 до 20 МВ/м (залежно від типу діелектрика). Воно полягає у виникненні спалахів світла під час інжекції заряду в діелектрик з поверхні електрода. На відміну від ЧР спалахи світла ЕЛ мають надзвичайно низьку інтенсивність. До того ж енергія квантів світла ЕЛ дуже мала і відповідає інфрачервоному діапазону спектра. Інтенсивність спалахів ЕЛ зростає зі збільшенням напруженості поля. Сподіваються, що вона також має залежати від ступеня зістарілості діелектрика. Якщо це підтвердиться, то явище ЕЛ стане новим ефективним індикатором якості діелектриків.

2.1. Утворення об'ємного заряду та електролюмінесценція

2.1.1. Порогова напруженість поля та інжекція заряду в діелектрик

При створенні біля поверхні металу сильного електричного поля можна спостерігати явище автоелектронної емісії, тобто виривання електронів з поверхні металу. З точки зору квантової механіки це явище пояснюється за допомогою діаграми енергетичних рівнів (рис. 2.1,*а*). Сильне електричне поле зменшує ширину енергетичного бар'єру, що заважає виходу електронів з металу. Тоді електрони з енергією, меншою за висоту бар'єру, можуть проникати через нього, начебто по тунелю (тунельний ефект). Явище автоелектронної (або холодної) емісії спостерігається біля поверхні металу у вакуумі при високих напруженостях поля — близько 100 МВ/м.

Вихід електронів з металу полегшується при його нагріванні (термоелектронна емісія) або освітленні ультрафіолетовими променями (фотоелектронна емісія). Останнє явище також має пороговий характер: згадаймо червону межу фотоефекту — максимальну довжину хвилі світла, вище якої енергія квантів вже недостатня для виконання роботи виходу електронів з металу.

Вихід електронів з металу полегшується також у разі його контакту з діелектриком. Приповерхневий шар діелектрика містить ряд дефектів (пасток), на яких можуть затримуватись електрони. Пастками зарядів є межі аморфної і кристалічної фаз (у полікристалічних діелектриках, подібних поліетилену), межі зерен наповнювача, антиоксиданти і домішки, продукти хімічної зшивки полімерів, полярні групи, що утворилися внаслідок окислення полімеру. Вони є по всій товщині діелектрика, але в поверхневому шарі їх найбільше. На діаграмі рис. 2.1,*б* показані відповідні додаткові енергетичні рівні пасток у забороненій зоні — проміжку між лініями валентної зони та зони електропровідності (пунктиром показано енергетичний рівень Фермі). При напруженостях поля близько 10 МВ/м (точніше при 2—20 МВ/м залежно від діелектрика) електрони переходять з металу в приповерхневий шар діелектрика і затримуються там на пастках, утворюючи об'ємний заряд. Коли напруженість поля починає зменшуватись (після переходу через максимум), відбувається інжекція дірок у приповерхневий шар. Цьому сприяє вже власне поле об'ємного заряду. Рекомбінація електронів і дірок спостерігається по квантах світла електролюмінесценції (див. детальніше в розділі 2.1.4).

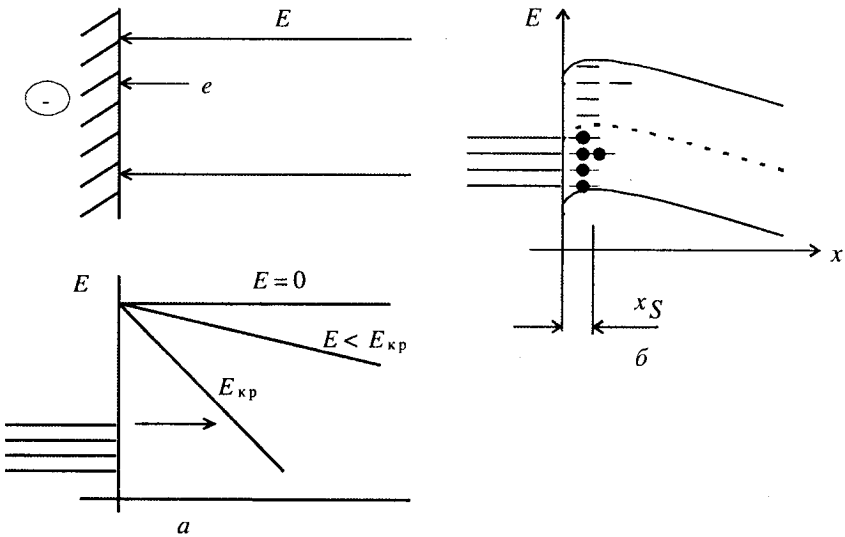


Рис. 2.1. Автоелектронна емісія:
а — схема явища автоелектронної емісії та діаграма енергетичних рівнів для електронів поблизу поверхні металу при наявності електричного поля; *б* — діаграма енергетичних рівнів для електронів поблизу поверхні розподілу середовищ метал-діелектрик при наявності електричного поля; приповерхнева зона завтовшки x_S має ряд додаткових рівнів енергії, обумовлених наявністю в ній дефектів структури діелектрика.

Подальше переміщення заряду в глибину діелектрика відбувається при значно вищих напруженостях поля, адже концентрація поверхневих дефектів зменшується з глибиною.

Об'ємний заряд у глибині діелектрика може бути як одного знаку, так званий гомозаряд (рис. 2.2,*а*), так і обох знаків — так званий гетерозаряд (рис. 2.2,*б*). Його поява сильно спотворює внутрішнє поле в діелектрику, внаслідок чого напруженість може зростати в 5—8 разів. Починають проявлятися нелінійні явища електропровідності, електролюмінесценції, залежності ємності від напруги.

Зеллер (Zeller H. R.) показав, що інжекція зарядів у діелектрик відбувається, коли напруженість поля перевищує деяке критичне значення: $E > E_{кр}$. Так, для поліетилену $E_{кр}$ = 10·20 МВ/м, що досить близько до типових робочих напруженостей поля $E_р$ і є величиною одного порядку з випробувальними напруженостями. Отже, утворення об'ємного заряду відбувається як при перенапругах на ізоляції, так і при звичайних її випробуваннях випрямленою напру-

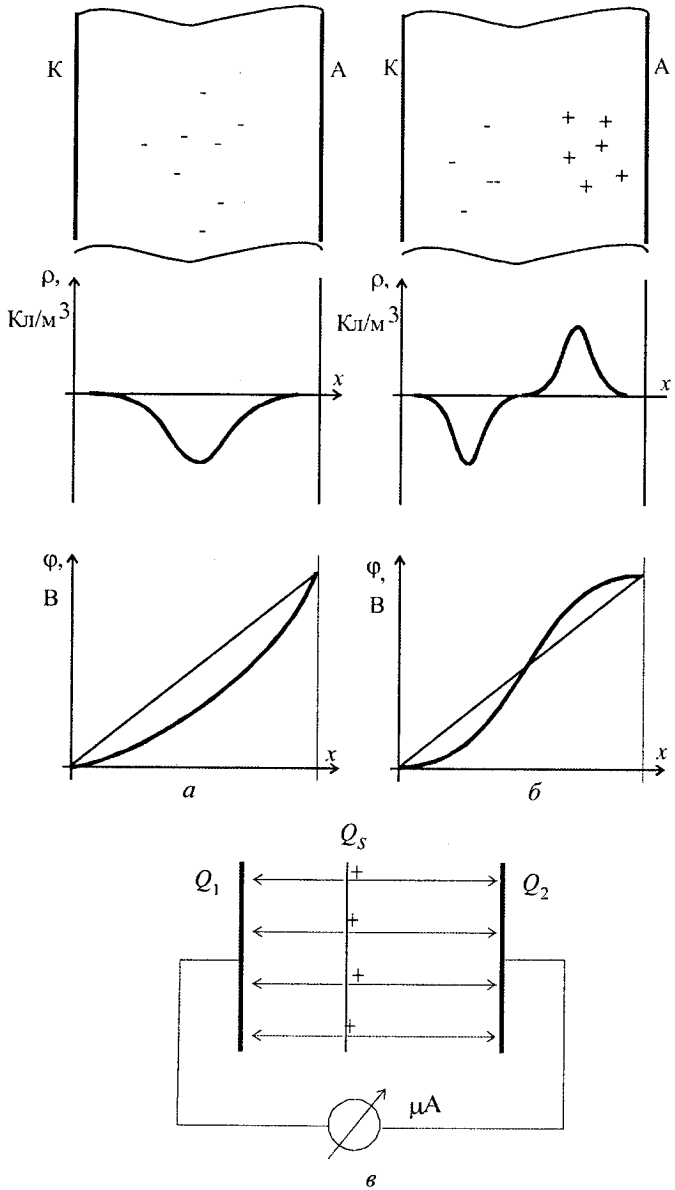


Рис. 2.2. Схематичне зображення гомозаряду (*а*), гетерозаряду (*б*) в товщині діелектрика та модель для розрахунку зарядів, наведених на електродах від об'ємного заряду (*в*).

гою. Об'ємний заряд зберігається в діелектрику тривалий час (кілька місяців) і впливає на процеси зародження і росту дендритів — древовидних каналів неповного пробою.

2.1.2. Вимірювання об'ємного заряду в діелектриках. Метод акустичної емісії, стимульованої електричним полем

На сьогодні існує понад десяток різних методів визначення розподілу об'ємного заряду в діелектрику. Всі вони пов'язані з реєстрацією певних сигналів (наведених електричних або прямих акустичних), які виникають, коли через діелектрик проходить акустична хвиля. Вона дещо зміщує об'ємні заряди, а оскільки це відбувається послідовно зі швидкістю звука в діелектрику, то, розшифровуючи відповідні сигнали, можна знайти функцію розподілу густини зарядів за товщиною діелектрика $\rho(x)$, Кл/м^3.

Знайдемо основні співвідношення для струму, що виникає в колі при зміщенні об'ємного заряду Q_S. Нехай він знаходиться в деякій площині S ізоляційного проміжку, паралельній електродам (рис. 1.4). Електроди замкнені на мікроамперметр, напруга між ними — нульова.

Заряд Q_S індукціює на сусідніх електродах заряди Q_1, Q_2 протилежного знаку, причому для модулів цих зарядів справедливою є така рівність:

$$Q_S = Q_1 + Q_2. \qquad (2.1)$$

Напруги U_1, U_2 на частинах ізоляційного проміжку однакові за величиною і протилежні за знаком (адже сумарна напруга — нульова):

$$U_1 = \frac{Q_1}{C_1} = Q_1 \frac{x}{\varepsilon_0 S}; \; U_2 = \frac{Q_2}{C_2} = Q_2 \frac{h-x}{\varepsilon_0 S}.$$

Отже, $Q_1 \dfrac{x}{\varepsilon_0 S} = Q_2 \dfrac{h-x}{\varepsilon_0 S}$, і наведені заряди відносяться як

$$Q_2 / Q_1 = \frac{x}{h-x}. \qquad (2.2)$$

Об'єднуючи (2.1) і (2.2), знайдемо модулі наведених зарядів:

$$Q_1 = Q_s \frac{h-x}{h}; \; Q_2 = Q_s \frac{x}{h}. \qquad (2.3)$$

При $x \to 0$ заряд індукціюється, в основному, на лівому електроді, а при $x \to h$ — навпаки, на правому. В обох випадках більший заряд наводиться на ближчому електроді.

Нехай за час Δt поверхня S зміщується вправо на відстань Δx. Тоді заряд правого електрода збільшиться і стане:

$$Q'_2 = Q_S \frac{x+\Delta x}{h}.$$

Через мікроамперметр потече струм:

$$i = \frac{Q'_2 - Q_2}{\Delta t} = Q_S \frac{\Delta x}{h \cdot \Delta t}. \qquad (2.4)$$

Наведений струм пропорційний заряду Q_S та швидкості його зсуву $\Delta x / \Delta t$.

Якщо заряд Q_S не локалізований на поверхні S, а *розпорошений* по товщині твердого діелектрика з густиною $\rho(x)$, Кл/м^3 та до того ж його окремі шари рухаються з різними швидкостями, пропорційними локальному тиску $p(x, t)$ акустичної хвилі, то для наведеного струму $i(t)$ справедливе рівняння:

$$i(t) = XC_0G(\varepsilon)\int_0^{x_f} E(x)\cdot\frac{\partial p(x,t)}{\partial t}dx, \qquad (2.5)$$

де X — так звана *деформованість* діелектрика, що характеризує його здатність деформуватися під дією тиску акустичної хвилі; C_0 — ємність зразка з діелектриком; $G(\varepsilon)$ — функція діелектричної проникності, яка відображає її залежність від тиску; $E(x)$ — напруженість електричного поля в місці розташування електричного заряду; x_f — довжина хвилі згущення в діелектрику.

В (2.5) невідома величина $E(x)$ знаходиться під знаком інтеграла, тому воно називається інтегральним рівнянням. За знайденою напруженістю поля в зразку $E(x)$ знаходять густину заряду $\rho(x)$:

$$\rho(x) = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0}\cdot\frac{dE(x)}{dx}. \qquad (2.6)$$

Розв'язання інтегрального рівняння (2.5) відносно функції $E(x)$ називається *деконволюцією*. Складність цієї процедури пов'язана з поганою обумовленістю інтегральних рівнянь: невеликі похибки визначення експериментальної функції $i(t)$ призводять до значних похибок визначення $E(x)$.

Процедури деконволюції вдається уникнути, якщо застосувати дуже короткі імпульси збудження. Тоді множник $\frac{\partial p(x,t)}{\partial t}$ під знаком інтеграла в (2.5) стає подібний до δ-функції Дірака, і інтеграл вдається звести до підінтегральної функції. Наведений струм стає прямо пропорційним напруженості $E(x)$.

Короткі імпульси збудження акустичної хвилі отримують за допомогою лазера — у так званому LIPP-методі (Laser Induced Pressure Pulse Method) — методі імпульсного тиску, визваному лазером. Схема його реалізації показана на рис. 2.3. У цьому разі вимірюється не струм, а е.р.с. (електрорушійна сила), наведена у розімкнутому колі (вимірювальний електрод відділений від зразка газовим прошарком).

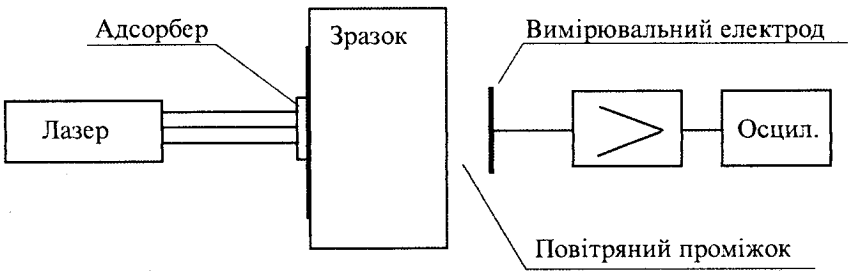
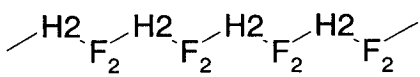


Рис. 2.3. Схема визначення об'ємного заряду методом лазерного збудження акустичної хвилі (LIPP-метод).

Процедури деконволюції вдалося також уникнути у PEA-методі (Pulse Electro-Acoustic Method) — методі акустичної емісії, стимульованої електричним полем (рис. 2.4). Зсув об'ємного заряду тут досягається коротким імпульсом електричного поля, а замість сигналу, наведеного на електродах, реєструється прямий акустичний сигнал, що генерується рухомим об'ємним зарядом. Виявляється, цей сигнал точно відтворює характер розміщення об'ємного заряду у просторі, включаючи інформацію про його знак.

Для вимірювання сигналів акустичної емісії, генерованих об'ємним зарядом, використовують датчики на основі плівки *полівініліденфториду* (PVDF):



Цей полярний полімер легко поляризується при 120 °С в електричному полі напруженістю 60—120 МВ/м, а при охолодженні тривалий час зберігає стан поляризації, тобто стає електретом. На плівку шляхом вакуумного випарювання металу наносять електроди. При деформації плівки акустичною хвилею на електродах наводиться е.р.с. Електростатичні мікрофони на базі плівок полівініліденфториду широко застосовуються навіть у побутових магнітофонах. Проте їхні можливості значно перевищують потреби

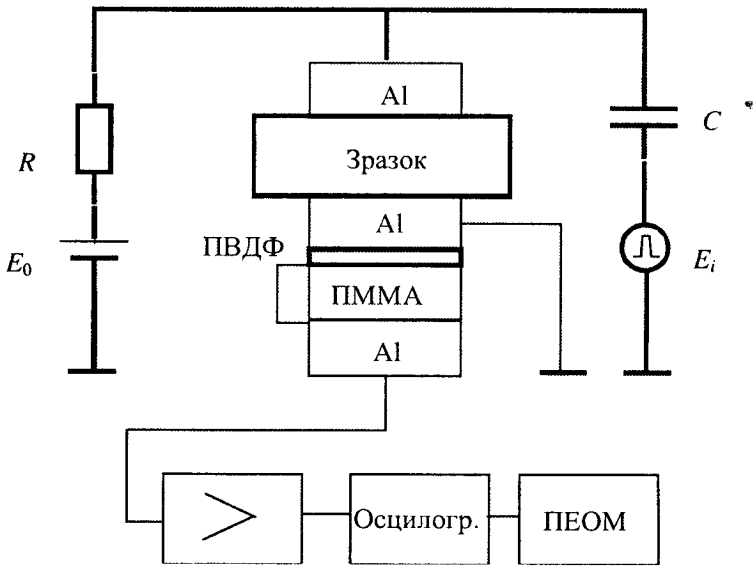


Рис. 2.4. Схема визначення об'ємного заряду методом електричного збудження акустичної хвилі (PEM-метод): E_0 — джерело поляризуючої напруги; E_i — джерело імпульсу збудження; ПВДФ — полівініліденфторидна плівка, поляризована при підвищеній температурі (електретний датчик акустичних хвиль); Al — алюмінієві електроди; ПММА — поліметилметакрилатна пластина для поглинання акустичних хвиль.

побутової техніки, де верхня робоча частота 20 кГц, адже плівкові датчики здатні сприймати імпульсні сигнали навіть наносекундного діапазону тривалості (з еквівалентною частотою 10^9 Гц!).

Розрізнювальна здатність PEA-методу спершу була на рівні 100 мкм. У подальшому її вдалося підняти до 2—3 мкм. Це досить висока точність визначення положення зони об'ємного заряду не тільки для кабельної, але й конденсаторної ізоляції.

2.1.3. Приклади спостережень об'ємного заряду

Накопичення об'ємного заряду при напруженості $E = 8{,}9$ МВ/м спостерігалось на зразках кабельної ізоляції зі зшитого поліетилену (XLPE — Cross Linked Polyethylene), вилучених з високовольтного кабеля. Трубчатий зразок (рис. 2.5) являв собою відрізок ізоляції жили. Випрямлена напруга від'ємної полярності прикладалася до внутрішнього електрода. Акустична хвиля зміщення об'ємного заряду формувалася шляхом освітлення зразка імпульсним проме-

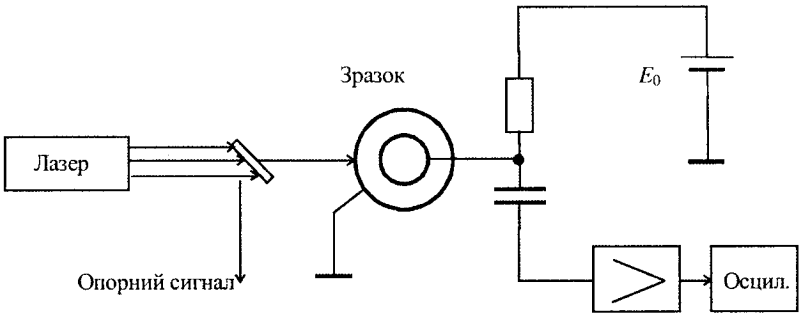


Рис. 2.5. Схема визначення об'ємного заряду в зразках кабельної ізоляції.

нем лазера. На типовій осцилограмі наведеного струму (рис. 2.6) перший імпульс (*A*) обумовлений зсувом заряду зовнішнього електрода. Оскільки величина цього заряду відома (за відомою напругою на зразку та його ємності), то цей імпульс застосовується для калібровки установки. Невеликий імпульс *r* , що запізнився на 1000 нс, очевидно, пов'язаний з повторним відбиттям акустичного сигналу в зовнішньому електроді. Справді, він був виконаний з м'якого матеріалу (сажонаповненого напівпровідникового поліетилену) і мав товщину 1 мм. При швидкості звуку в ньому 2000 м/с час подвійного пробігу звукової хвилі в електроді становить якраз $2\times1\times10^{-3}/2000 = 1\times10^{-6}$ с = 1000 нс. Амплітуда відбитого імпульсу *r* значно менша за вихідний імпульс *I*. Це свідчить про сильне згасання сигналу в сажонаповненому матеріалі.

Наступний імпульс (*p*) обумовлений об'ємним зарядом додатньої полярності, який виник поблизу внутрішнього електрода. Він

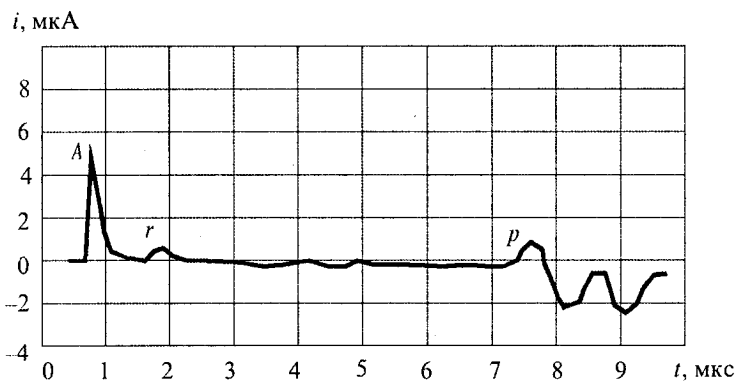


Рис. 2.6. Осцилограма струму, наведеного в електричному колі зі зразком кабельної ізоляції при збудженні об'ємного заряду імпульсом лазера.

призводить до сильних змін напруженості електричного поля в проміжку. Відповідні розрахунки за (2.5) наведені на рис. 2.7. При номінальній напруженості поля 11,5 МВ/м на внутрішньому та 7,0 МВ/м — на зовнішньому електродах фактична напруженість становила, відповідно, 94 і 27 МВ/м. Як видно з рис. 2.7, три чверті об'єму ізоляції фактично знаходиться при напруженостях поля, що в 4×8 раз перевищує номінальну.

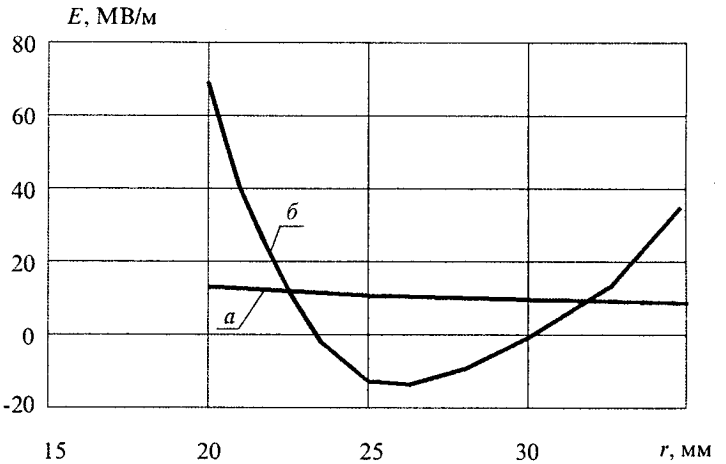


Рис. 2.7. Внутрішнє поле в зразку кабельної ізоляції за відсутності (*а*) та за наявності (*б*) об'ємного заряду.

На рис. 2.8 показана кінетика накопичення об'ємного заряду протягом кількох сотень годин. Вже через 1 хвилину з моменту подачі напруги рівень внутрішнього поля вдвічі перевищив номінальний. Наприкінці інтервалу спостережень маємо 4×8-разове зростання напруженості.

Якщо зовнішню напругу зняти, то об'ємний заряд залишається в діелектрику, причому протягом дуже тривалого часу. При кімнатній температурі він зберігається тижнями.

Приклад застосування РЕА-методу наведений на рис. 2.9. У цьому разі зразок ізоляції був двошаровий — поліетилен (PE) і сополімер етилена з вінілацетатом (Etylene Vinilacetate Copolymer — EVA). Електропровідність EVA значно вища за PE. Тому при додатній полярності зовнішнього поля на EVA заряд відповідного знаку виникає саме на поверхні PE. Додатній сигнал від нього спостерігаємо саме в центральній частині осцилограми. Зі збільшенням напруги заряд на межі діелектриків зростає (див. на рис. 2.9 криві для

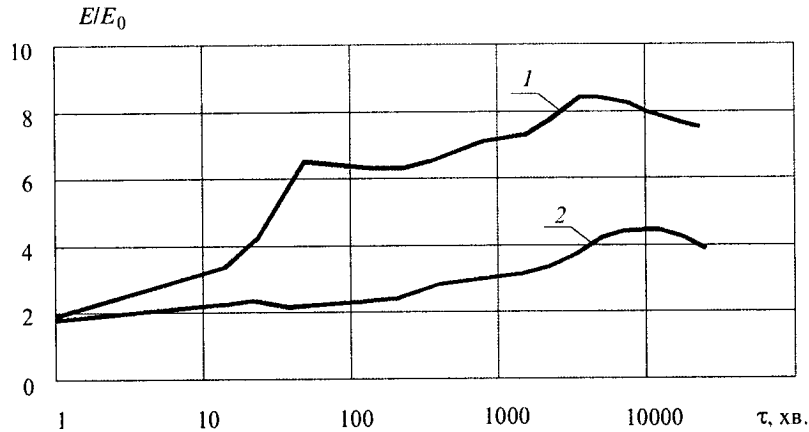


Рис. 2.8. Кінетика зростання електричного поля внаслідок накопичення об'ємного заряду в зразку кабельної ізоляції: *1* — біля внутрішнього електрода (жили, потенціал якої негативний, — катод); *2* — біля зовнішнього електрода (екрана, потенціал якого позитивний, — анод).
E_0 — номінальна напруженість поля (за відсутності об'ємного заряду), E — фактична напруженість поля (за наявності об'ємного заряду), E/E_0 — кратність перенапруження внаслідок накопичення об'ємного заряду.

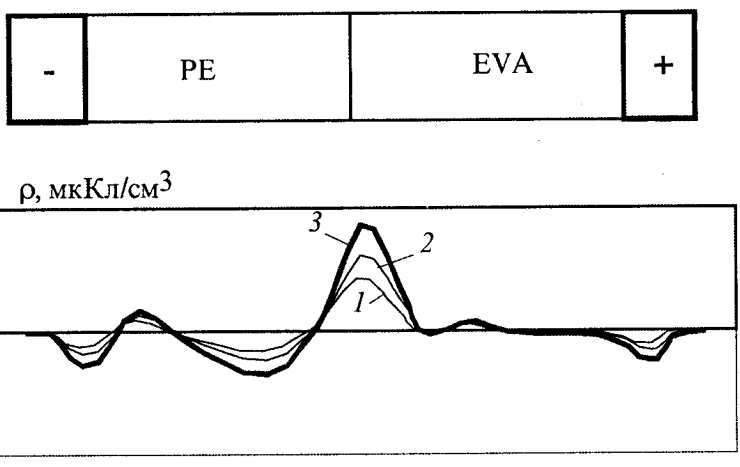


Рис. 2.9. Сигнал акустичної емісії від об'ємного заряду в глибині двохшарового ізоляційного проміжку, утвореного полімерами поліетиленом (PE) і сополімером етилена і вінілацетата (EVA): *1* — при 10 кВ; *2* — при 25 кВ; *3* — при 40 кВ. Товщина прошарків кожного полімера по 0,5 мм.

напруг 10, 25 і 40 кВ). Разом з тим в поліетилені формується і негативний заряд — поблизу електрода і поверхні контакту з EVA. Він не зникає при знятті напруги. У поліетилені виникає гетерозаряд: позитивний заряд — біля катода, негативний — біля анода. Він пов'язаний із забрудненнями (домішками) або низькомолекулярними фракціями. Якщо плівку РЕ витримати при підвищеній температурі в розчиннику (ксилолі), то частина цих домішок вимивається з неї, і густина накопичуваного заряду тоді зменшується.

Об'ємний заряд виникає і при змінній напрузі. Це вдалося помітити, узгоджуючи момент подачі збуджуючого імпульсу з відповідною фазою змінної напруги. ОЗ зростає відповідно до зростання напруги, досягає максимуму, а далі зменшується. При зміні полярності напруги змінюється і полярність ОЗ. Зразки ізоляції були штучно зістарені до утворення водних дендритів. Найбільший об'ємний заряд формувався саме на вершині дендрита. З проростанням дендритів у ході штучного старіння ізоляції збільшувалась і глибина залягання об'ємного заряду (рис. 2.10). Таким чином, за глибиною залягання об'ємного заряду можна оцінювати ступінь проростання дендритів.

2.1.4. Явище електролюмінесценції

Люмінесценція — явище світіння речовин під дією зовнішнього збудження. Після закінчення дії збудника воно може швидко згасати — так звана флюоресценція (час згасання якої 10^{-8}—10^{-9} с), або тривати досить довго — так звана фосфоресценція (час згасання якої 10^{3}—10^{5} с).

Збудником люмінесценції звичайно є ультрафіолетове світло (фотолюмінесценція), але може бути й електричне поле (електролюмінесценція) або температура (термолюмінесценція).

Явище електролюмінесценції (ЕЛ) останнім часом досліджується дуже інтенсивно. Інтерес до нього обумовлений можливим зв'язком його з процесами зародження дендритів, хоча деякі дослідники не поділяють цього припущення. У всякому разі більшість сподівається, що воно, принаймні, може бути високочутливим індикатором процесів старіння діелектрика.

Явище електролюмінесценції прийнято спостерігати на зразках діелектрика з різко неоднорідним або однорідним полем. Воно полягає в тому, що при певних напруженостях поля $E_{iЕЛ}$ — напруженостях початку електролюмінесценції — в суцільному діелектрику (без вкраплень) з'являються короткі світлові імпульси. Внаслі-

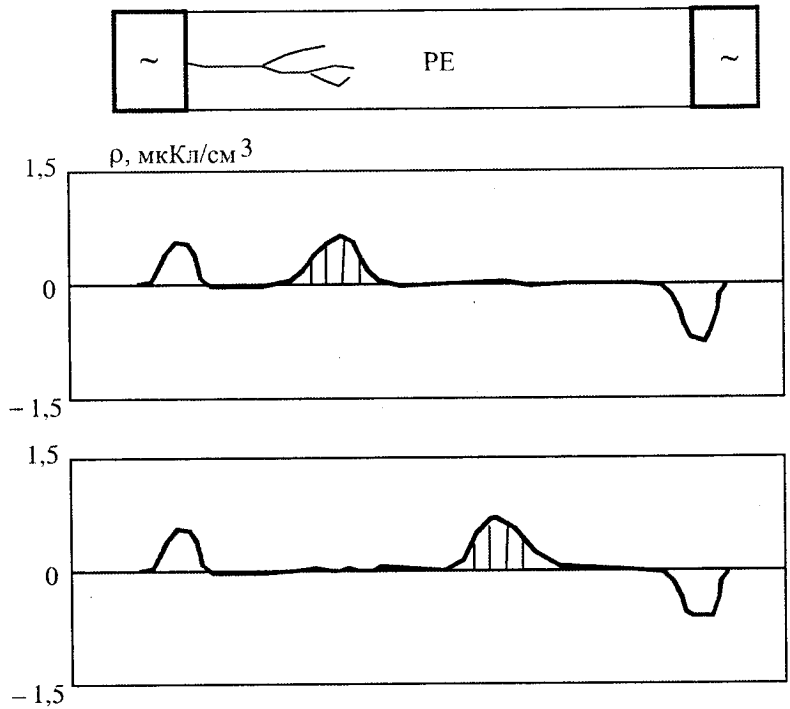


Рис. 2.10. Збільшення глибини залягання об'ємного заряду в ході старіння ізоляції.

док надзвичайно малої амплітуди імпульсів ЕЛ їх дуже важко спостерігати.

По-перше, треба запобігти виникненню часткових розрядів (ЧР) у вкрапленнях або по поверхні діелектрика, з якими також пов'язані світлові імпульси, щоправда, іншої природи.

По-друге, треба зважити на малу енергію квантів ЕЛ, спектр яких лежить у червоній ділянці оптичного діапазону. (До речі, спектр випромінювання ЧР лежить у значно коротшому діапазоні довжин хвиль, частково навіть в УФ-діапазоні.) Через те детекторами ЕЛ можуть бути фотокатоди, чутливі саме до довгохвильових квантів світла.

По-третє, імпульси ЕЛ мають стохастичний характер. При малих напругах вони виникають не кожного півперіоду. Тому вимушені застосовувати накопичення даних, щоб дістати надійні статистичні результати.

Нарешті, є ряд проблем і з підготовкою зразків як з неоднорідним (голка-площина), так і з однорідним (площина-площина) полем. У першому випадку важко забезпечити повну тотожність зразків, а значить, і відтворюваність результатів. При ін'єкції голки в зразку виникають механічні напруження і навіть вкраплення. Треба ретельно підбирати умови ін'єкції і режим теплової релаксації механічних напружень для кожного матеріалу окремо. Активна зона в таких зразках досить мала — десь 10^{-10}—10^{-11} см^3. Тому світловий потік досить слабкий. Нарешті, ін'єкцію голки неможливо зробити у крихкі або дуже тверді матеріали.

У разі використання плоских зразків названі проблеми знімаються. Проте технологія виготовлення таких зразків значно складніша, хоча б через необхідність виготовлення напівпрозорих електродів (а для цього застосовують вакуумне нанесення парів золота).

Імпульси ЕЛ зникають у момент максимуму напруги (рис. 2.11). Це наводить на думку, що вони пов'язані з якимось інерційним процесом у діелектрику. Очевидно, таким процесом є накопичення заряду.

Механізм ЕЛ пояснюється за допомогою діаграми (рис. 2.11). Припускається, що в районі переходу метал-діелектрик енергетичні рівні розміщені симетрично рівню Фермі у металі. Незайняті рівні нижче рівня Фермі відповідають діркам (світлі кружки), а вище рівня Фермі — електронам (темні кружки).

Інжекція електронів у діелектрик починається, як тільки напруженість зовнішнього поля перевищить певний пороговий рівень $E > E_{кр}$. Електрони рухаються доти, поки напруга зростає (фаза А, рис. 2.11). При цьому виникає власне поле інжектованих зарядів, спрямоване назустріч зовнішньому полю.

Коли напруга досягає максимуму і починає падати (фаза В, рис. 2.11), власне поле інжектованих зарядів починає переважати зовнішнє і напрямок локального поля у приповерхневій зоні змінюється на протилежний. Інжекція електронів припиняється, зате починається інжекція дірок. Деякі з них рекомбінують з інжектованими раніше електронами, що й викликає появу саме з цього моменту імпульсів ЕЛ.

Внаслідок невеликої глибини проникнення інжектованих електронів більшість з них повертається у метал у період реверсивного поля (звісно, крім тих, які потрапили в довготривалі пастки або рекомбінували із зустрічним потоком дірок).

Якщо прикладену напругу підвищити, то збільшиться і глибина інжекції електронів. Більша частина їх стає довготривалим за-

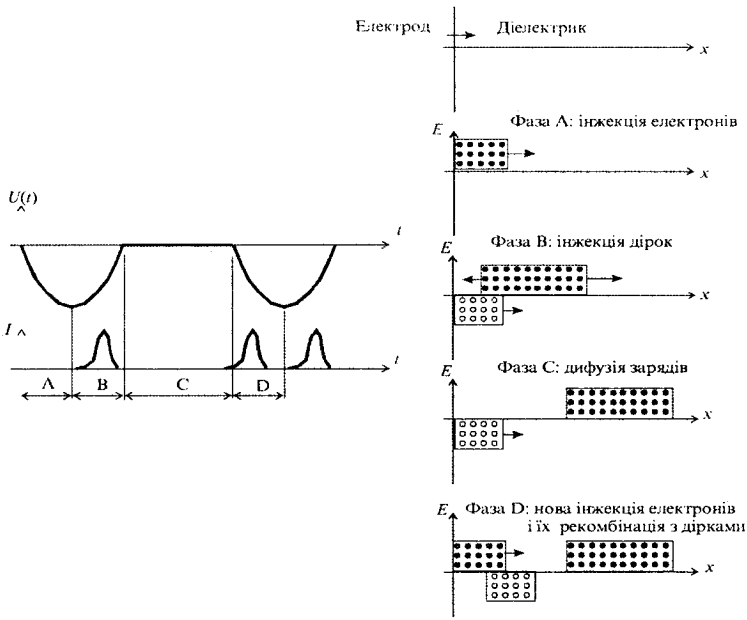


Рис. 2.11. Часова діаграма явища електролюмінесценції та його характерні фази (зліва); просторова діаграма явища (справа).

рядом, який і створює протидіюче поле. Величина його зростає від піку до піку, тому при змінній напрузі воно буде вдвічі більшим за напіввипрямлену. Частина дірок, які не рекомбінували, залишається у приграничній зоні, утворюючи дірковий об'ємний заряд.

Протягом нульової фази напруги (фаза C, рис. 2.11) електрони та дірки співіснують. Повільно йде їх дифузія, внаслідок чого слабке випромінювання ЕЛ має місце і тут.

Коли напруга починає знову зростати (фаза D, рис. 2.11), виникає нова хвиля інжекції електронів. Більша частина раніше інжектованих дірок рекомбінує з новим потоком електронів. Це приводить до чергового спалаху ЕЛ. У момент нового максимуму прикладеної напруги картина просторового заряду така ж сама, як і на фазі A: інтенсивність ЕЛ стає мінімальною.

Як для позитивної, так і для негативної напіввипрямленої напруги інтенсивність ЕЛ є однаковою. Отже, ефективність інжекції електронів і дірок у примежовій зоні також є однаковою.

В описаній моделі глибина інжекції зарядів обмежена приповерхневою (примежовою) зоною. Вона простягається вглиб діелектри-

ка від 100 атомних шарів до 2 мкм. При сильніших полях (можливо, вище 100 МВ/м) інжектовані заряди проникають глибоко в масив діелектрика. Тоді явище ЕЛ починається і тут. Воно дає значно сильніші кванти світла, які відповідають короткохвильовій частині оптичного спектра.

На рис. 2.12 показані залежності інтенсивності ЕЛ від напруженості поля для полівінілхлориду (PVC), політетрафторетилену (PTFE), поліетилену низької густини (LDPE — Low Dencity Polyethylene) та поліпропілену (PP). Як бачимо, і напруженість початку ЕЛ, і її інтенсивність залежать від матеріалу діелектрика. Це означає, що густина приповерхневих енергетичних зон у них різна. Атоми галогенів у PVC і PTFE генерують високу густину приповерхневих енергетичних зон. Це полегшує інжекцію заряду і формування довготривалого об'ємного заряду.

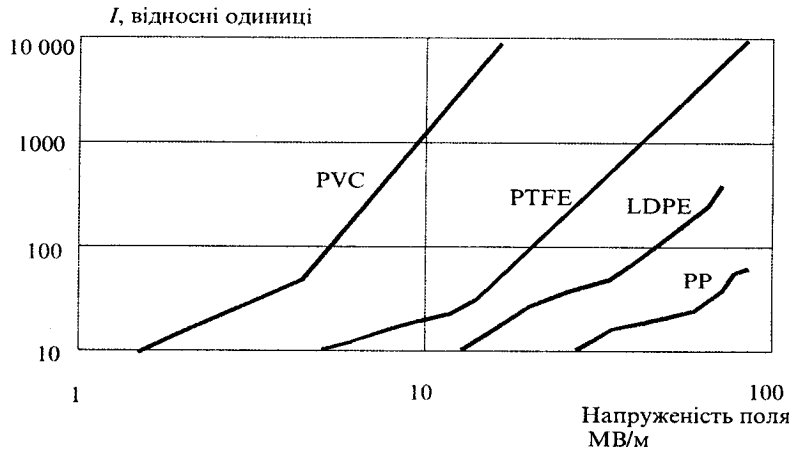


Рис. 2.12. Порівняльна характеристика інтенсивності електролюмінесценції для деяких діелектриків.

Можна сподіватися, що в подальшому буде підтверджена висока чутливість явища ЕЛ не тільки до типу діелектрика, але й до його стану, тобто до ступеня зістареності. Тоді це явище стане важливим індикатором якості діелектрика.

Отже, з усього сказаного можна зробити такі висновки:

1) Інжекція заряду в діелектрик починається при досить низьких напруженостях поля — від 2 до 20 МВ/м (залежно від типу діелектрика). Вона супроводжується явищем електролюмінесценції у приповерхневих шарах діелектрика.

2) Електролюмінесценція у приповерхневих шарах діелектрика пов'язана з дуже низькою енергією фотонного випромінювання (1,6—1,8 еВ), що відповідає червоному діапазону довжин хвиль — близько 700—800 нм. На відміну від цього ЕЛ глибинних шарів діелектрика генерує фотони значно вищої енергії, що відповідає видимому і навіть УФ-діапазону оптичного випромінювання.

3) Довготривалий об'ємний заряд дуже спотворює внутрішнє поле в діелектрику, внаслідок чого фактична локальна напруженість може зростати у 5—8 разів. Тому він стає причиною зародження дендритів, з появою яких інтенсивність старіння зростає багаторазово.

4) Об'ємний заряд утримується на пастках, що являють собою дефекти мікроструктури діелектриків та їх домішки. Вимивання домішок з полімера розчинниками призводить до зменшення об'ємного заряду.

5) Зменшення накопичення об'ємного заряду досягається шляхом видалення низькомолекулярних фракцій (наприклад, вакуумною відгонкою продуктів зшивки в поліетилені), а також низкою технологічних засобів із забезпечення однорідності діелектриків та їх чистоти.

2.2. Виникнення часткових розрядів

Частковий розряд — це пробій слабкого місця в ізоляції — повітряного вкраплення або прошарку масла (рис. 2.13,*а*). Товщина його, як правило, значно менша від товщини ізоляції. Тому при ЧР напруга на ізоляції падає всього на ΔU = 1—100 мкВ (залежно від ємності об'єкта). Нехай C_x — ємність повітряного вкраплення, $C_{h\text{-}x}$ — ємність тієї частини ізоляції, що знаходиться навпроти вкраплення, C_0 — ємність решти ізоляції (рис. 2.13б). Площа S_x вкраплення значно менша від площі електрода, тому $C_{h\text{-}x} << C_0$.

Коли у вкрапленні виникає ЧР, то через канал розряду (P — на ємнісній заступній схемі, рис. 2.13,*б*) протікає дві складові струму. Перша — обумовлена розрядом власної ємності вкраплення C_x, друга — підзарядом ємності $C_{h\text{-}x}$ від C_0. Заряд q, який переноситься при цьому через вкраплення і обумовлює процеси електричного старіння ізоляції, називається *істинним*. Безпосередньо його виміряти неможливо. Зате доступний для контролю заряд $q_{pd} = \Delta U \cdot C_0$, який переходить з C_0 на підзарядку $C_{h\text{-}x}$, адже напругу на ємності C_0 можна вимірювати безпосередньо. Саме цей заряд, який можна виміряти, називається *уявним* зарядом ЧР. Для нього встановлені допустимі величини. Так, для кабелів з поліетиленовою ізоляцією XLPE уявний заряд ЧР має бути менше 2 пКл ($2 \cdot 10^{-12}$ Кл) при ви-

пробувальній напрузі $U = 2U_0$, де U_0 — номінальна напруга лінії. Для трансформаторних вводів типовий рівень уявного заряду ЧР значно вищий — близько 10—100 пКл.

Під дією ЧР відбуваються необоротні процеси електричного старіння діелектрика, які завершуються пробоєм усієї ізоляції.

Найважливіші характеристики ЧР — напруга початку ЧР U_{ipd}, частота імпульсів ЧР n_{pd}, уявна амплітуда q_{pd}. Вони тісно пов'язані з параметрами вкраплень — товщиною x, площею S_x — та їх кількістю N_x. За характеристиками ЧР можна визначити параметри вкраплень. Це полегшує розуміння їх природи і сприяє обґрунтуванню способів запобігання їх утворенню.

2.2.1. Основні співвідношення для часткових розрядів у самотньому вкрапленні

1) *Напруга початку ЧР — U_{ipd}.*

Нехай у прошарку твердої ізоляції завтовшки h міститься повітряне вкраплення завтовшки x (рис. 2.13). Для якісної ізоляції звичайно $x << h$. Знайдемо, яка частина U_x зовнішньої напруги U припадає на вкраплення. Ємність вкраплення

$$C_x = \varepsilon_0 S_x / x, \tag{2.7}$$

ємність суцільного шару діелектрика, розташованого навпроти вкраплення,

$$C_{h-x} = \varepsilon\varepsilon_0 S_x / (h - x), \tag{2.8}$$

де ε — відносна діелектрична проникність діелектрика; ε_0 — електрична стала, Ф/м; S_x — площа вкраплення, м^2. Тоді з ємнісної заступної схеми ділянки з вкрапленням знаходимо U_x:

$$U_x = U \frac{1/(\omega C_x)}{1/(\omega C_x) + 1/(\omega C_{h-x})} = U \frac{\varepsilon x}{h + (\varepsilon - 1)x}. \tag{2.9}$$

При $x \to 0$ напруга на вкрапленні наближається до нуля $U_x \to 0$ (бо її власна ємність необмежено зростає), при $x \to h$ вся зовнішня напруга припадає на вкраплення $U_x \to U$ (бо останнє займає весь ізоляційний проміжок).

Якщо напруга на вкрапленні досягне рівня пробивної напруги

$$U_x \geqslant U_{xbr}, \tag{2.10}$$

вкраплення проб'ється. Відповідна напруга на електродах, коли починає виконуватись умова (2.10), і є так званою напругою початку ЧР — U_{ipd}.

Пробивна напруга U_{xbr} вкраплення залежить від його товщини. Ця експериментальна залежність показана на рис. 2.14 кривою *1*

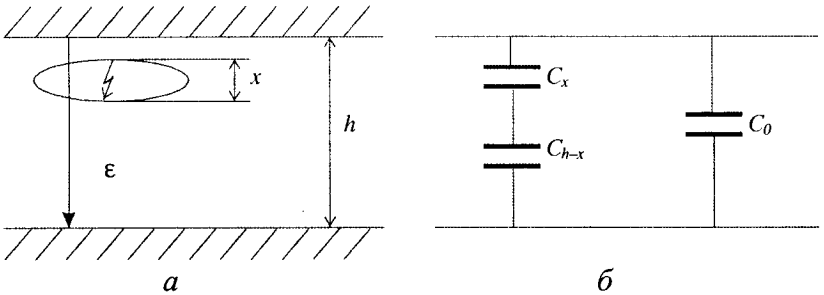


Рис. 2.13. Фрагмент ізоляційного проміжку завтовшки h з повітряним вкрапленням завтовшки x (*а*) та його ємнісна заступна схема (*б*).

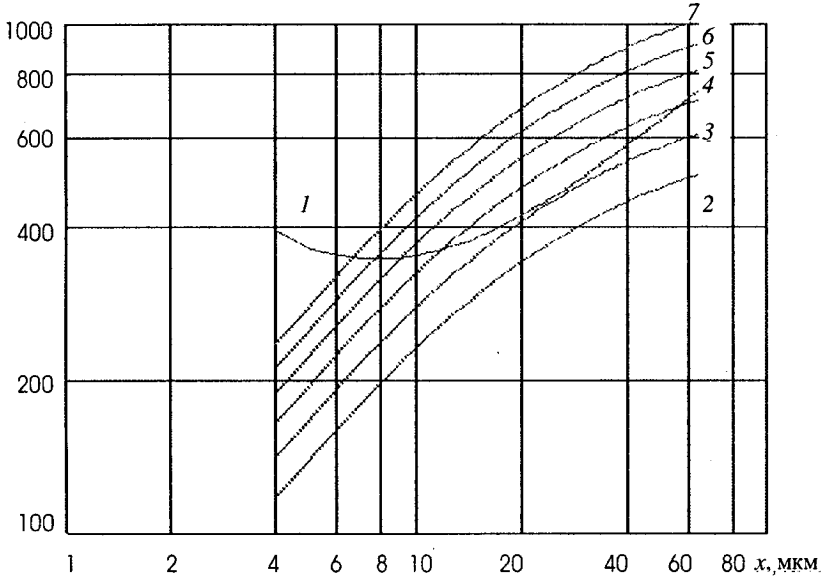


Рис. 2.14. Крива Пашена (*1*) та ряд залежностей $U_x(x)$ при напрузі на проміжку 500 (*2*), 600 (*3*), 700 (*4*), 800 (*5*), 900 (*6*) і 1000 В (*7*);параметри ізоляційного проміжку: товщина h = 60 мкм, відносна діелектрична проникність ε = 4,5.

і називається кривою Пашена. При зменшенні товщини x пробивна напруга вкраплення падає, при x = 7 мкм досягає мінімуму U_{xbr} = 320 В ампл., а далі навіть дещо зростає. Останнє зумовлене зміною механізму формування пробою в малих проміжках: тут однієї лавини електронів вже недостатньо для формування пробою, треба багато лавин. Пробій вкраплень при $x < 7$ мкм носить багатолавинний характер.

Пашен показав, що пробивна напруга газового проміжку є функцією добутку тиску p на товщину x: $U_{xbr} = U_{xbr}(px)$. Іншими словами, величина $U_{xbr} = \text{const}$ при $px = \text{const}$. Це дає можливість розширити межі застосування експериментальної залежності рис. 2.14, отриманої за нормальних умов (тиск 1 атм = 10^5 Па, температура 20 °С), також у випадку розрідженого або стиснутого газу. Залежність $U_{xbr}(x)$ при зменшенні тиску зміщується вправо, а при збільшенні — вліво. Тепер зрозуміло, чому напруга початку ЧР зменшується з висотою. Для високовольтного обладнання літака, що летить на висоті 5000 м, вона буде майже вдвічі меншою, адже тиск на такій висоті становить близько половини його значення на рівні моря. Навпаки, для обладнання, що працює при підвищеному тиску (газонаповнене обладнання, кабелі МВДТ — маслонаповнені під тиском у трубах, обладнання глибоких свердловин), матимемо зростання U_{ipd}, відповідно збільшенню тиску.

Розглянемо для прикладу умови виникнення ЧР у прошарку твердої ізоляції завтовшки 0,06 мм (60 мкм). Такі тонкі шари ізоляції характерні для конденсаторів. Припустимо також, що $\varepsilon = 4{,}5$ (це відповідає полярному діелектрику, наприклад слюдопаперу, просякнутому епоксидним компаундом). Визначимо, при якій напрузі в такій ізоляції можуть початися ЧР, тобто чому дорівнює $U_{pd\min}$.

За (2.9) обчислимо залежність $U_x(x)$ для довільної наперед визначеної напруги, наприклад $U = 500$ В ампл, і побудуємо її на тому ж графіку, що й крива Пашена (рис. 2.14). Зауважимо, що криві рис. 2.14 побудовано в подвійному логарифмічному масштабі. Тому при збільшенні напруги U крива $U_x(x)$ переміщується паралельно сама собі. Отже, достатньо побудувати її один раз на прозорому папері, а далі, переміщуючи по вертикалі, спостерігати її рівень при будь-яких напругах. (Рівень прикладеної напруги U видно на кривій $U_x(x)$ на вертикалі $x = h$.) За взаємним розташуванням кривих $U_x(x)$ та $U_{xbr}(x)$ видно, для яких вкраплень і при яких напругах U умова (2.10) починає виконуватися. Так, при напрузі $U = 500$ В ампл. умова (2.10) не виконується для будь-якого вкраплиння: вся крива $U_x(x)$ лежить нижче кривої $U_{xbr}(x)$. При $U = 640$ В ампл. умова (2.10) починає виконуватися для вкраплень завтовшки близько 30 мкм: крива $U_x(x)$ стає дотичною до $U_{xbr}(x)$ саме при $x = 30$ мкм. Отже, якщо в ізоляції є такі вкраплення, вони почнуть пробиватися.

Таким чином, мінімальна напруга початку ЧР для зазначеної ізоляції $U_{pd\min}$ = 640 В ампл. (450 В еф.).

При більших напругах умова (2.10) виконується вже для ряду вкраплень завтовшки від x_1 до x_2. Так, при U = 660 В ампл. частковими розрядами можуть бути охоплені вкраплення завтовшки від 18 до 50 мкм (звичайно, якщо такі великі вкраплення є в ізоляції).

Наведений приклад взято з практики вимірювань ЧР у намотаних плоскопресованих секціях конденсаторів, просякнутих епоксидним компаундом. Вкраплення завтовшки до 30 мкм були справді знайдені у закруглених частинах секцій (рис. 2.15). Вони утворюються під час підпресовки секцій після просякнення, коли щільність центральної плоскої частини зростає, а закруглених, навпаки, зменшується. У цьому незвичному явищі можна переконатися

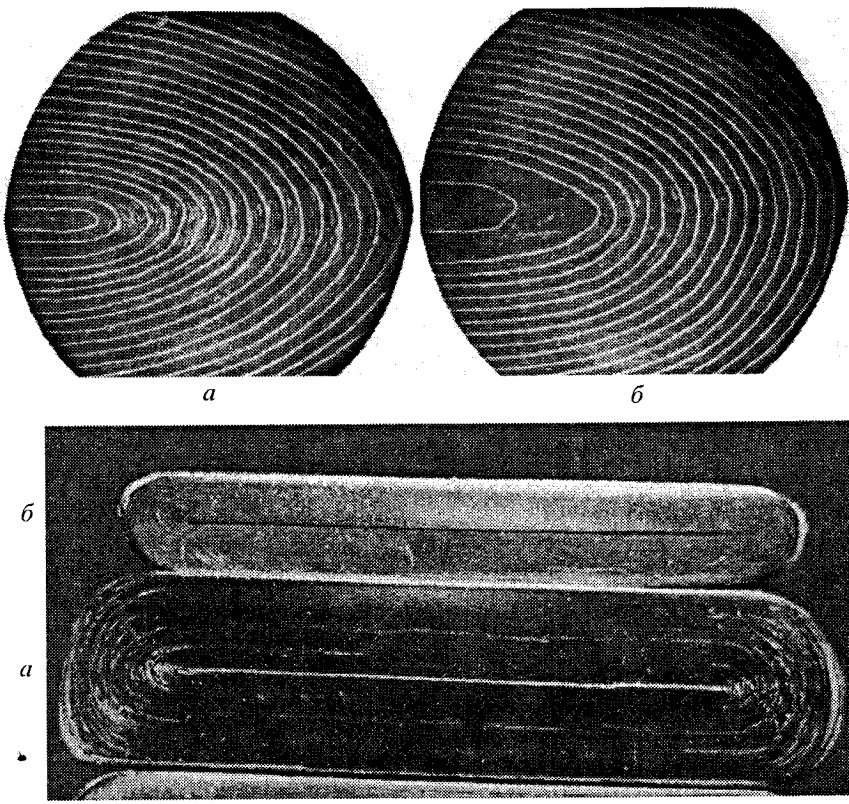


Рис. 2.15. Мікрофотографії закруглених ділянок секцій звичайної (*а*) половинної (*б*) товщини .

і самому, якщо спостерігати за місцем згину книги. Досить притиснути її посередині, щоб помітити, як при цьому зростає розмір повітряних прошарків у місці згину — у закругленій частині. Простий спосіб зменшення розмірів вкраплень — це зменшення товщини секцій (порівняйте рис. 2.15,*а* та рис. 2.15,*б*).

Описаний спосіб визначення напруги початку ЧР, який полягає у порівнянні взаємного розташування двох кривих — кривої Пашена $U_{xbr}(x)$ і напруги на вкрапленні $U_x(x)$, — можна назвати графоаналітичним. Значення напруги U, за якої названі криві торкаються одна одної, і буде мінімальним значенням U_{ipd}.

Зворотна задача полягає в тому, щоб за відомим значенням U_{ipd} (яке знаходиться експериментально) оцінити товщину x повітряних вкраплень у твердій ізоляції. Вона також наочно розв'язується зазначеним методом.

Досліди свідчать, що умова (2.10) не є необхідною для виникнення ЧР. Навіть коли напруга на вкрапленні менше пробивної, розряди також можуть виникати. Але вони будуть поодинокими, викликані випадковими причинами, наприклад іонізацією повітря у вкрапленні космічними променями. Такі ЧР не роблять суттєвого внеску в процеси старіння високовольтної ізоляції.

2) *Частота імпульсів ЧР* — n_{pd} .

Під час пробою вкраплення на його поверхні осідають заряди. Власне поле цих поверхневих зарядів спрямоване назустріч зовнішньому полю, внаслідок чого результуюче поле, а значить і напруга на вкрапленні, падають майже до нуля. У подальшому відбувається розтікання поверхневих зарядів, і їх власне поле, що протидіє зовнішньому, зменшується. Тоді знову можуть виникнути умови для спалаху нового ЧР, особливо коли зовнішнє поле продовжує зростати. Частота імпульсів ЧР n_{pd}, $1/c$, залежить і від швидкості зростання зовнішньої напруги, і від швидкості розтікання поверхневих зарядів. Остання зумовлена поверхневим електричним опором діелектрика.

Припустимо, що після чергового розряду (i-го) напруга на вкрапленні впала на ΔU_i. Розтікання поверхневих зарядів відбувається подібно саморозряду конденсатора, тоді ΔU_i буде з часом зменшуватися за експоненціальним законом:

$$\Delta U_i = \left(U_{xbr} - U_{xf}\right) \cdot e^{-\frac{t-t_i}{\tau}}, \qquad (2.11)$$

де ΔU_i — зміна напруги на вкрапленні після i-го ЧР; U_{fx} — напруга погасання ЧР (найчастіше $U_{xf} \approx 0$); t — поточний момент часу; t_i — момент спалаху i-го ЧР; τ — стала часу розтікання поверхневих зарядів.

З урахуванням поля поверхневих зарядів для поточного значення напруги на вкрапленні u_x можемо записати:

$$u_x(t) = U_{mx}\sin(\omega t) - \sum_i \left(U^i_{xbr} - U^i_{xf}\right)\cdot e^{-\frac{t-t_i}{\tau}}, \qquad (2.12)$$

де U_{mx} — амплітуда напруги на вкрапленні; ω — кутова частота зовнішнього поля; U^i_{xbr}, U^i_{xf} — відповідно напруга спалаху і напруга погасання i-го розряду.

Виконаємо за (2.12) розрахунки поточного значення напруги на вкрапленні, коли напруга на ізоляції близька до напруги початку ЧР: $Et = U / U_{ipd} = 1{,}01$ (рис. 2.16,*а*,*б*,*в*) і вдвічі вища за неї: $Et = U / U_{ipd} = 2$ (рис. 2.16,*г*,*д*,*е*). В обох випадках розглянуто по три характерні швидкості розтікання поверхневих зарядів, коли стала розтікання τ порівняно з періодом T_0 випробувальної напруги: а) значно менша: $\tau = 0{,}1 \cdot T_0$; б) близька до нього: $\tau = T_0$; в) значно вища за нього: $\tau = 10 \cdot T_0$.

Якщо поверхневі розряди швидко розтікаються, то протидіюче поле швидко зменшується й умови виникнення ЧР відтворюються майже одні й ті ж самі кожного періоду: фаза ЧР наближається до моменту максимуму напруги (рис. 2.16,*а*).

Якщо поверхневий заряд, що виник після першого ж ЧР, частково зберігається до наступного півперіоду, то його власне поле спочатку протидіє зовнішньому, а далі, коли останнє змінює знак на протилежний, починає збігатися з ним. Тоді другий ЧР виникає раніше, коли зовнішнє поле і поле поверхневих зарядів у сумі досягнуть пробивного рівня. Фаза ЧР при цьому зміщується в напрямі до моменту переходу напруги через нуль (рис. 2.16,*б*).

Якщо поверхневий заряд повністю зберігається протягом півперіоду, то фаза першого з чергової серії ЧР ще ближче наближається до нуля, виникають умови для спалаху нового розряду протягом того ж півперіоду. Частота імпульсів ЧР зростає вдвічі (рис. 2.16,*в*).

Інший характер фазового портрета ЧР спостерігається, коли напруга U значно перевищує напругу початку ЧР (рис. 2.16,*г*,*д*,*е*). У цьому випадку імпульсів ЧР значно більше тоді, коли поверхневі заряди швидко розтікаються (порівняйте рис. 2.16,*а* і 2.16,*г*).

Щодо впливу напруги на частоту імпульсів ЧР, то, як видно з рис. 2.16,*а*,*б*,*в* та 2.16,*г*,*д*,*е*, із зростанням напруги вдвічі (від

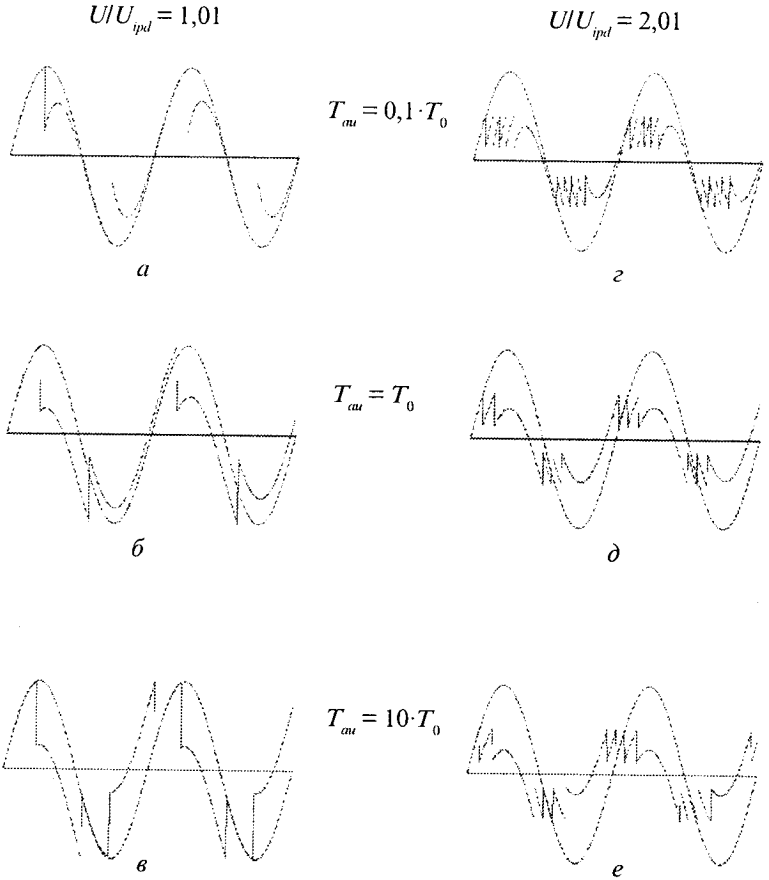


Рис. 2.16. Вплив швидкості розтікання поверхневих зарядів на моменти пробоїв вкраплення: зліва — при напрузі, що ледве перевищує напругу початку ЧР; справа — при двічі більшій напрузі.

$U = U_{ipd}$ до $U = 2U_{ipd}$) число ЧР за півперіод $n_{T/2}$ також зростає вдвічі: від 2 до 4. Це відповідає формулі

$$n_{T/2} = 2\frac{U}{U_{ipd}} - 1. \qquad (2.13)$$

Тоді для частоти n_{pd} імпульсів ЧР (числа імпульсів ЧР за одиницю часу) можна записати:

$$n_{pd} = 2f\left(2\frac{U}{U_{ipd}} - 1\right), \qquad (2.14)$$

де f — частота випробувальної напруги U.

Досвід показує, що формула (2.14) дійсно відповідає типовим умовам випробувань традиційних діелектриків, коли поверхневі розряди не встигають істотно релаксувати протягом півперіоду випробувальної напруги.

3) *Уявна амплітуда імпульсів ЧР* — q_{pd}.

Зі схеми заміщення рис. 2.13,*б* випливає формула для оцінки q_{pd}:

$$q_{pd} = U_{xbr} \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S_x}{h - x}. \qquad (2.15)$$

Уявний заряд ЧР пропорційний площі вкраплення S_x. Знаючи значення q_{pd}, можна за (2.15) знайти площу вкраплення. Дві величини — товщина x і площа S_x — дають вичерпну характеристику вкраплення.

2.2.2. Діелектрик з багатьма вкрапленнями. Оцінка середнього розміру $\bar{x}$ і загального числа вкраплень N_0 за залежністю $n(U)$ частоти ЧР від напруги

Частота імпульсів ЧР зі збільшенням напруги в реальному діелектрику зростає значно швидше, ніж випливає з формули (2.14) для *поодинокого* вкраплення. Це свідчить про те, що насправді є *багато* вкраплень, а не одне. Із зростанням напруги ЧР охоплюють все нові вкраплення (див. рис. 2.14), які до цього були не активними. У кожному з них частота ЧР підвищується пропорційно напрузі, а сумарна частота ЧР зростає за залежністю, аналогічною експоненціальній.

Залежність $n(U)$ можна використати для знаходження середньої товщини $\bar{x}$ і загального числа вкраплень N_0. Для цього треба зробити деякі припущення щодо можливого виду *функції розподілу* вкраплень за товщиною $\varphi(x)$.

Функція розподілу $\varphi(x)$ визначає частинку вкраплень, товщина яких потрапляє в інтервал від x до $x + dx$:

$$dN = N_0 \varphi(x) \cdot dx, \qquad (2.16)$$

де N_0 — загальне число вкраплень в ізоляції; dN — число вкраплень, товщина x яких потрапляє у зазначений вище інтервал.

На перший погляд функція розподілу може бути близькою до *нормального закону*. Це означає, що є найбільш імовірна товщина вкраплень x, а менші за неї і більші зустрічаються рідше.

При більш детальному погляді слід зазначити, що при випробуваннях активізується тільки *мала частина* всіх вкраплень, які є

в ізоляції, а саме найбільші за розміром. Ці вкраплення являють собою грубі дефекти ізоляції, які і виявляються шляхом вимірювань ЧР. Такі дефекти — рідкісне, екстремальне явище. Функція розподілу екстремальних вкраплень (у всякому разі тих, що активізуються при випробуваннях) задовільно описується простою експонентою:

$$\varphi(x) = \lambda e^{-\lambda x}, \qquad (2.17)$$

де λ — параметр, пов'язаний із середнім розміром $\bar{x}$ вкраплень,

$$\lambda = 1/\bar{x}.$$

Це зрозуміло, якщо врахувати, що їх відносно небагато, причому серед них цілком природно більше тих, розмір яких менший. Звичайно, параметр $\bar{x}$ характеризує деякий усереднений розмір тільки *активних* вкраплень, які охоплюються при випробуваннях частковими розрядами. Але саме ці вкраплення нас цікавлять у першу чергу, коли йдеться про оцінку здатності ізоляції тривало працювати в умовах дії сильних електричних полів.

Якби функція розподілу вкраплень $\varphi(x)$ була відома, то можна було б знайти частоту ЧР при заданій напрузі U. Справді, нехай для вкраплення завтовшки x_i напруга початку ЧР (напруга на електродах, коли в таких вкрапленнях спалахують ЧР) становить U_{ipd}. Тоді в одному такому вкрапленні частота ЧР знайдеться за (2.14), кількість вкраплень — за (2.16), а частота ЧР у них

$$dn(U) = 2f\left(2\frac{U}{U_{ipd}} - 1\right)N_0\lambda e^{-\lambda x}dx, \qquad (2.18)$$

де величина dx пов'язана з приростом розмірів активних вкраплень при зростанні напруги на dU.

Загальну частоту ЧР у всьому об'єкті обчислюють шляхом інтегрування (2.18):

$$n(U) = 2fN_0\lambda\int_{x_{min}}^{x_{max}}\left(2\frac{U}{U_{ipd}} - 1\right)\cdot e^{-\lambda x}dx, \qquad (2.19)$$

де x_{min}, x_{max} — означають діапазон розмірів вкраплень, охоплених розрядами при заданій напрузі U. Цей діапазон визначається за рис. 2.14.

За (2.19) можна знайти *розрахункові* залежності $n(U)$ для фіксованого значення N_0 і ряду значень параметра λ (або середнього розміру $\bar{x}$). Вони показані на рис. 2.17 для $N_0 = 10^6$ і параметра λ від 0,2 до 1,6 1/мкм (середній розмір вкраплень від 5 до 0,625 мкм).

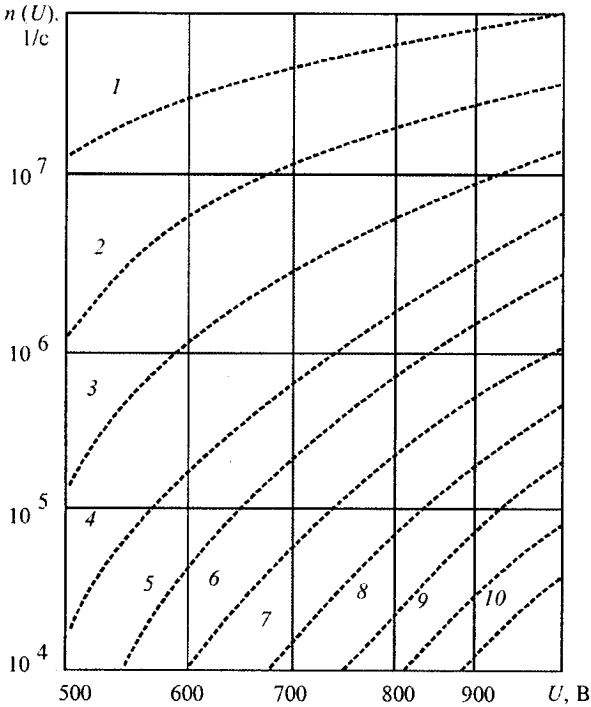


Рис. 2.17. Розрахункові залежності частоти ЧР від напруги при різних значеннях параметра експоненціального закону розподілу розмірів вкраплень λ, 1/мкм: *1* — 0,2; *2* — 0,4; *3* — 0,6; *4* — 0,8; *5* — 1,0; *6* — 1,2; *7* — 1,4; *8* — 1,6; *9* — 1,8; *10* — 2,0; ізоляційний проміжок завтовшки h = 60 мкм; відносна діелектрична проникність ε = 4,5.

Порівнюючи *експериментальні* залежності $n(U)$ з розрахунковими, можна знайти узагальнені характеристики вкраплень $\bar{x}$ та N_0.

На рис. 2.18 показані експериментальні залежності $n(U)$ для конденсаторних секцій різної конструкції: намотаної плоскопресованої (*1*) і плоскошихтованої (*2*). Виконавши рис. 2.18 на прозорому папері в тому ж самому масштабі, що і рис. 2.17, та наклавши рисунки один на інший, зможемо шляхом порівняння знайти відповідні криві. Якщо при цьому рисунки довелося зміщувати по вертикалі, то довжина зсуву дасть можливість внести відповідні корективи до оцінки параметра N_0.

У намотаній секції виявляються, таким чином, *два види* вкраплень: з $\lambda_1 = 0{,}4$ ($\bar{x} = 2{,}5$ мкм) та $N_{01} = 450$, а також $\lambda_2 = 1{,}2 \cdot (\bar{x} = 0{,}8$ мкм)

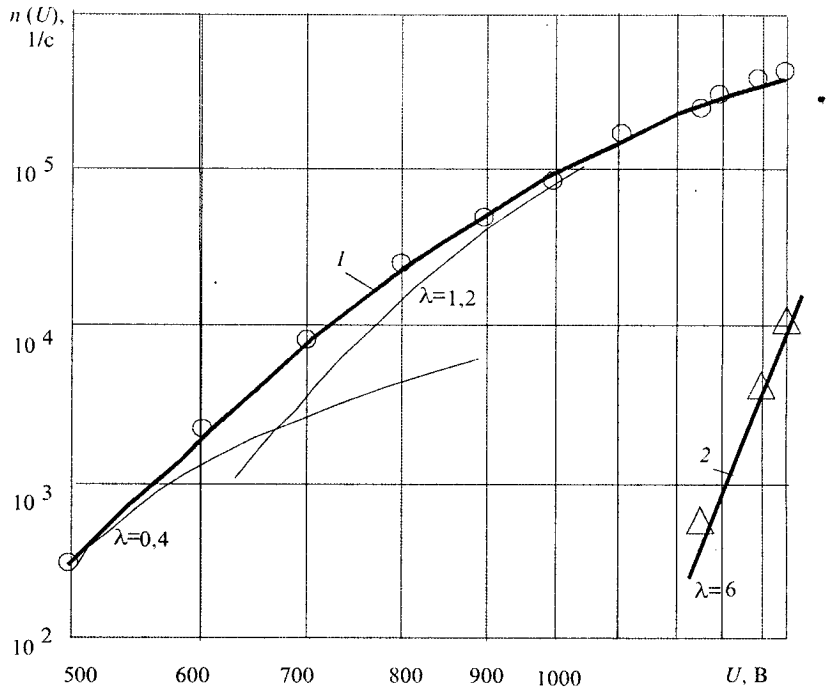


Рис. 2.18. Експериментальні залежності частоти ЧР від напруги для намотаної (*1*) і плоскошихтованої (*2*) конденсаторних секцій.

і $N_{02} = 10^5$. Очевидно, перші вкраплення характерні для закруглених ділянок секцій, а другі — для плоских.

Для плоскошихтованої секції виявлено *один вид* вкраплень з параметрами: $\lambda_1 = 6$ ($\bar{x} = 0{,}17$ мкм) та $N_{01}=10^{9.8}$. У цьому разі якість діелектрика значно вища: середній розмір вкраплень майже у 15 разів менший.

Розміри вкраплень, оцінені за залежностями $n(U)$, по порядку величини близькі до фактичних, які спостерігаються на мікрофотографіях (див. рис. 2.15).

2.2.3. Інтегральне рівняння Вольтера для функції розподілу напруг початку ЧР $\psi(U_{ipd})$. Визначення розмірів вкраплень за Хірабаяші

Знайдемо функцію розподілу вкраплень $\varphi(x)$, не накладаючи на неї апріорних обмежень. Для зручності інтегрування рівняння

(2.19) введемо замість $\varphi(x)$ функцію розподілу вкраплень за значенням напруги початку ЧР $\psi(U_{ipd})$. Між названими функціями існує очевидний зв'язок:

$$\varphi(x)\cdot dx = \psi(U)\cdot dU\,, \qquad (2.20)$$

де, як вже зазначалось вище, dx — приріст розмірів активних вкраплень при зростанні напруги на dU (див. рис. 2.14).

Тоді (2.19) можна записати у такому вигляді:

$$n(U) = 2fN_0 \int_{U_{\min}}^{U} \left(2\frac{U}{U_i} - 1\right)\cdot\psi(U_i)\cdot dU_i\,, \qquad (2.21)$$

де U_i — поточна напруга початку ЧР; $U_{\min}$ — мінімальна напруга початку ЧР, яку визначають умови дотику кривих рис. 2.14.

Функцію, що стоїть у лівій частині (2.21), знаходять експериментально. Функція $\psi(U_i)$, що стоїть під знаком інтеграла, невідома. Тому рівняння (2.21) є *інтегральним*. Верхня межа інтегрування у (2.21) не є константа, а є одночасно параметром підінтегрального виразу. Тому (2.21) — це так зване *інтегральне рівняння Вольтера* (на відміну від інтегральних рівнянь Фредгольма, в яких межі інтегрування є сталими).

Отже, задача пошуку параметрів повітряних вкраплень за залежностями $n(U)$ формально зводиться до розв'язання інтегрального рівняння Вольтера (2.21). Це так звана *обернена* задача (під *прямою* задачею розуміють пошук залежності $n(U)$ за *відомою* функцією $\psi(U_i)$).

Як і всяка обернена задача, пов'язана з розв'язанням інтегрального рівняння *першого* роду (коли невідома знаходиться тільки під знаком інтеграла і ніде більше), дана задача *погано обумовлена*. Це означає, що невеликі похибки визначення функції $n(U)$ можуть призводити до катастрофічних похибок визначення функції $\psi(U_i)$. Справді, інтеграл має властивості «приховувати» можливі флуктуації підінтегральної функції. Якщо замість істинної функції $\psi(U_i)$ під знак інтеграла в (2.21) підставити сильно осцилюючу (навколо $\psi(U_i)$) функцію $\tilde{\psi}(U_i)$, то значення інтеграла може майже не змінитися. Числовий алгоритм розв'язання (2.21) «не відчуває», коли замість істинної функції $\psi(U_i)$ він починає знаходити хибну. Тому тут особливо бажане *аналітичне розв'язання* (2.21) відносно $\psi(U_i)$.

Зведемо (2.21) до диференціального рівняння. Для цього візьмемо похідну від обох частин (2.21):

$$\frac{dn(U)}{dU} = 2fN_0\cdot\left(\psi(U) + \int_{U_{\min}}^{U}\left(\frac{2}{U_i}\right)\cdot\psi(U_i)\cdot dU_i\right). \qquad (2.22)$$

Далі візьмемо ще одну похідну від лівої і правої частин (2.22):

$$\frac{d^2n(U)}{dU^2} = 2fN_0 \cdot \left(\frac{d\psi(U)}{dU} + \left(\frac{2}{U} \right) \cdot \psi(U) \right). \qquad (2.23)$$

Таким чином, інтегральне рівняння (2.21) звелось до диференціального (2.23). Запишемо його у звичному вигляді:

$$\frac{d\psi(U)}{dU} + \frac{2}{U}\psi(U) = \frac{1}{2fN_0} \cdot \frac{d^2n(U)}{dU^2}. \qquad (2.24)$$

Розв'яжемо (2.24) відносно невідомої функції $\psi(U)$ методом варіації сталої. Для цього спочатку знайдемо загальне розв'язання *однорідного* диференціального рівняння:

$$\frac{d\psi(U)}{dU} + \frac{2}{U}\psi(U) = 0. \qquad (2.25)$$

Розділивши змінні, маємо:

$$\frac{d\psi(U)}{\psi(U)} = -\frac{2}{U}dU,$$

звідки

$$\psi(U) = \frac{C}{\cdot U^2}.$$

Далі шукаємо розв'язання неоднорідного рівняння (2.24) у вигляді (метод варіації сталої):

$$\psi(U) = \frac{C(U)}{U^2}. \qquad (2.26)$$

Після підстановки (2.26) у (2.24) здобудемо диференціальне рівняння відносно функції $C(U)$:

$$\frac{1}{U^2}\frac{dC(U)}{dU} = \frac{1}{2fN_0} \cdot \frac{d^2n(U)}{dU^2}. \qquad (2.27)$$

Звідси для $C(U)$ дістанемо:

$$C(U) = \frac{1}{2fN_0} \cdot \int U^2 \frac{d^2n(U)}{dU^2}dU =$$

$$\frac{1}{2fN_0}\left(U^2 \frac{dn(U)}{dU} - \int 2U \frac{dn(U)}{dU}dU \right) =$$

$$= \frac{1}{2fN_0}\left(U^2 \frac{dn(U)}{dU} - 2\left(U \cdot n(U) - \int n(U)dU\right) \right). \qquad (2.28)$$

Підставляючи (2.28) у (2.26), маємо вираз для функції $\psi(U)$:

$$N_0\psi(U) = \frac{1}{2f}\left(\frac{dn(U)}{dU} - \frac{2}{U}n(U) + \frac{2}{U^2}\int n(U)dU\right). \qquad (2.29)$$

Фізичний зміст (2.29) полягає у такому. Перша складова в дужках (2.29) визначає загальний приріст частоти ЧР при зростанні напруги на 1 В, зумовлений як «старими» вкрапленнями, охопленими розрядами раніше, так і «новими» вкрапленнями, які активізувалися на цьому етапі. Дві інші складові визначають внесок у значення $n(U)$ тільки «старих» вкраплень. Тому різниця між першою і двома останніми складовими (2.29) дає внесок тільки «нових» вкраплень, число яких саме і визначається лівою частиною (2.29). Ці вкраплення активізувалися останніми, напруга на них близька до напруги початку ЧР, і частота ЧР у них дорівнює $2f$ (див. знаменник (2.29)). Функція (2.29) визначає, по суті, гістограму розподілу активних вкраплень за напругами початку ЧР.

Рівняння (2.29) вперше було здобуте Хірабаяші [Shoi Hirabayashi, 1974 р.]. При застосуванні його на практиці слід дотримуватися певних пересторог, адже у правій частині (2.29) є похідна від функції $n(U)$, що визначається експериментально. Крім того, можливі й інші джерела похибок, пов'язані з різницею наближених чисел у (2.29) [11].

Для прикладу застосування співвідношення Хірабаяші використаємо експериментальні дані табл. 2.1.

Таблиця 2.1

Амплітудні спектри імпульсів ЧР $\Delta n(U, q)$ у конденсаторній секції (ширина амплітудного каналу Δq = 25 пКл, час накопичення даних 12,8 с, ємність секції 0,5 мкФ, товщина діелектрика 60 мкм).

Номер ампл. каналу	Випробувальна напруга U, В						
	550	600	650	700	750	800	850
1	137	258	698	1307	2016	3058	3611
2	135	347	661	1265	1905	2746	3309
3	97	298	599	1049	1707	2299	2847
4	88	273	524	946	1458	2094	2456
5	80	272	489	876	1269	1799	2134
6	102	238	468	786	1106	1596	1894
7	92	201	436	725	1035	1385	1648
8	72	179	348	627	898	1230	1473
9	64	156	343	543	805	1172	1347
10	61	144	301	483	811	1054	1223

Закінчення табл. 2.1

Номер ампл. каналу	Випробувальна напруга U, В						
	550	600	650	700	750	800	850
11	65	112	291	450	748	902	1121
12	54	114	260	399	642	879	1085
13	41	112	277	313	611	744	925
14	47	86	220	312	561	746	889
15	36	78	209	307	473	638	849
16	27	95	176	287	439	555	759

Амплітудні спектри ЧР табл. 2.1 подані також у графічному вигляді на рис. 2.19. По горизонталі — випробувальна напруга (номер по порядку), по вертикалі — амплітуда ЧР (номер амплітудного каналу). Лінії рівня, проведені у логарифмічно рівномірному масштабі (100, 200, 400, 800, 1600 і 3200 імпульсів), дають загальне уявлення про характер поверхні двовимірної функції відгуку $\Delta n(U, q)$: висота її зростає у правому нижньому кутку, крутизна залежності $\Delta n(U)$ більша для імпульсів малої амплітуди (перші канали аналізатора). Характер ліній рівня функції $\Delta n(U, q)$ нагадує зображення гори на топографічній карті, точніше її північно-західного схилу. Можливо, що вершина «гори», яка відповідає найчисленнішим вкрапленням певної площі, не виявилася внаслідок обмеженої чутливості (вимірювалися лише імпульси з амплітудою $d_{pd} > 500$ пКл) та випробувальної напруги ($U < 850$ В). Вона має лежати десь нижче і правіше від тих меж, які визначені на рис. 2.19.

Припущення про існування описаної вище групи найактивніших вкраплень підтверджується після відновлення за експериментальними даними $\Delta n(U, q)$ функцій розподілу вкраплень за напругою виникнення ЧР та уявним зарядом $\psi(U, q)$ (рис. 2.20,*а*), а також за товщиною і розрядною площею $\varphi(x, S_x)$ (рис. 2.20,*б*). Для цієї групи напруга початку ЧР становить близько 750 В, а уявна амплітуда менша від 500 пКл. Середня товщина вкраплень приблизно 5,7 мкм, а розрядна площа менша від 2 мм^2. Зі сказаного виходить, що в даному випадку спостерігались вкраплення саме на закругленій частині конденсаторної секції, адже в плоскій, де номінальна товщина діелектрика становить 60 мкм, просто немає місця для утворення таких великих вкраплень. Як уже було визначено раніше, у плоскій частині секцій характерний розмір вкраплень — близько 1 мкм. Прикладеної напруги було недостатньо для активізації таких вкраплень. Тому ми спостерігаємо лише одномодальні хоча і несиметричні лінії рівня функцій $\psi(U, q)$ і $\varphi(x, S_x)$, що відповідають вкрапленням, в основному, однієї природи утворення — підпресовочним,

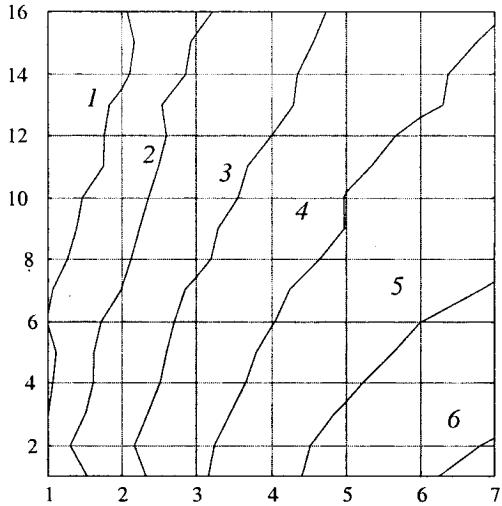


Рис. 2.19. Вольт-амплітудні характеристики табл. 2.1 подані у вигляді ліній рівня частоти ЧР: *1* — 100, *2* — 200, *3* — 400, *4* — 800, *5* — 1600 і *6* — 3200 імпульсів за $\tau_{накоп}$ = 12,8 с; по горизонталі — рівні випробувальної напруги (від 550 до 850 В); по вертикалі — номери каналів амплітудного аналізу при ширині кожного 25 пКл.

які утворюються внаслідок підпресовки просякнутих намотаних секцій. Їх кількість вдається суттєво знизити завдяки зменшенню товщини намотаних секцій. Правий схил функції $\varphi(x, S_x)$ більше пологий, ніж лівий. Це свідчить про можливість приховування в ньому вкраплень великих розмірів, які є найнебезпечнішими для ізоляції.

Аналізуючи (2.20), можна виявити небезпечні нечисленні *великі* вкраплення на тлі сигналів від більш численних, хоча і менш небезпечних *малих* вкраплень. Саме з метою виявлення таких ситуацій і слід виконувати зазначену обробку даних.

Функція розподілу розмірів вкраплень, подібна зображеній на рис. 2.20,*б*, має більший фізичний сенс, ніж початкові дані рис. 2.19, на основі яких вона одержана. Особливо це помітно, коли за допомогою вимірювань ЧР вести, скажімо, спостереження за процесами росту вкраплень під дією зовнішніх факторів або порівнювати різні технології виготовлення ізоляції.

Функції розподілу вкраплень за електричними параметрами (напругою виникнення ЧР та уявним зарядом $\psi(U, q)$), а також за

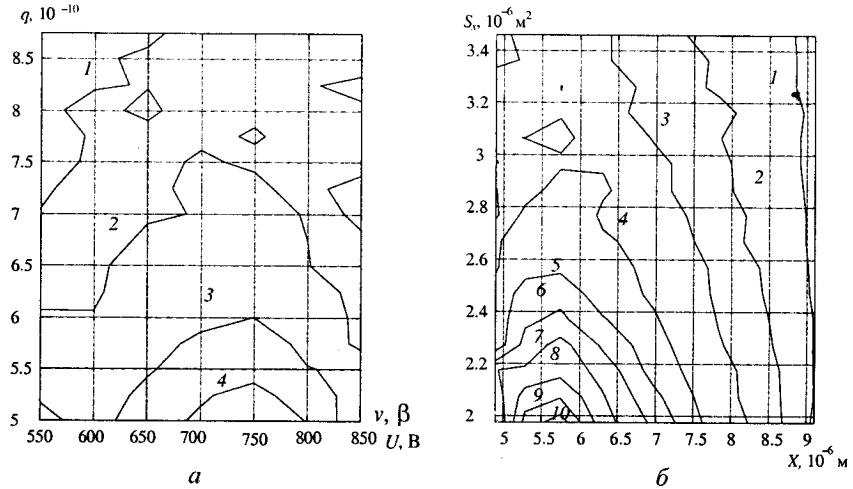


Рис. 2.20. Лінії рівнів функцій густини розподілу вкраплень: *а* — за електричними характеристикам $\psi(U, q)$; наведені рівні *1* — $0{,}5 \cdot 10^8$; *2* — $1 \cdot 10^8$; *3* — $2 \cdot 10^8$; *4* — $3 \cdot 10^8$ (рівень $\psi = 1 \cdot 10^8$ 1/(В·Кл) означає, що в ділянку шириною $\Delta U = 100$ В і висотою $\Delta q = 100$ пКл $= 100 \cdot 10^{-12}$ Кл попадає 1 вкраплення: $1 \cdot 10^8 \cdot 100 \cdot 100 \cdot 10^{-12} = 1$); *б* — за геометричними характеристиками $\varphi(x, S_x)$; наведені рівні *1* — $0{,}1 \cdot 10^{12}$; *2* — $0{,}5 \cdot 10^{12}$; *3* — $1 \cdot 10^{12}$; *4* — $2 \cdot 10^{12}$; *5* — $3 \cdot 10^{12}$; *6* — $4 \cdot 10^{12}$; *7* — $5 \cdot 10^{12}$; *8* — $6 \cdot 10^{12}$; *9* — $7 \cdot 10^{12}$; *10* — $8 \cdot 10^{12}$ (рівень $\varphi = 1 \cdot 10^{12}$ 1/(м·м^2) означає, що в ділянку шириною $\Delta x = 1$ мкм $= 10^{-6}$ м і висотою $\Delta S_x = 1$ мм^2 $= 10^{-6}$ м^2 попадає 1 вкраплення: $1 \cdot 10^{12} \cdot 10^{-6} \cdot 1 \cdot 10^{-6} = 1$).

геометричними параметрами (товщиною та розрядною площею $\varphi(x, S_x)$) дають повне уявлення про дефекти ізоляції як з точки зору їх поведінки при випробувальних напругах, так і з точки зору геометричних характеристик. Але для їх одержання необхідні складні прилади — аналізатори амплітуд, досить складні процедури обробки даних за (2.29), (2.20). Тому на практиці часто обмежуються лише графічним зображенням початкових даних, додаючи ще один з параметрів ЧР — момент виникнення (фазу) кожного ЧР. Маючи зображення амплітудно-фазових «портретів» ЧР для якісної ізоляції, а також для характерних дефектів, можна розпізнати деякі конкретні ситуації. Сучасні установки для вимірювання характеристик ЧР мають програмне забезпечення, яке дозволяє розпізнати близько 15 різних випадків при випробуваннях бухт кабелів: корону на ближній або дальній кінцевій муфті, корону високовольтного обладнання, дефекти поблизу жили або екрана кабеля, неякісний контакт тощо.

2.3. Закономірності старіння діелектрика

Основні види старіння діелектриків — електричне, теплове, механічне, радіаційне.

Електричне старіння йде головним чином під дією ЧР. В суцільному твердому діелектрику (поліетилені) внаслідок інжекції об'ємного заряду і зростання локального поля спочатку утворюються мікродефекти, далі — макродефекти-дендрити. Часткові розряди в останніх різко прискорюють процес їх проростання. Це закінчується пробоєм діелектрика. Закономірності електричного старіння діелектриків часто відповідають степеневій функції:

$$\tau = A \cdot E^{-m}, \qquad (2.30)$$

де τ — ресурс діелектрика; E — напруженість електричного поля; A, m — емпіричні коефіцієнти.

Теплове старіння зумовлене процесами окислення і деструкції діелектриків. Воно описується відомим співвідношенням Арреніуса:

$$\tau = A \cdot e^{\frac{W}{kT}}, \qquad (2.31)$$

де A — емпіричний коефіцієнт; W — енергія активації процесу термоокисного старіння; k — стала Больцмана; T — абсолютна температура. У невеликих межах зміни температури справедливе так зване правило Монтзінгера: при збільшенні температури на 8—10 °С ресурс ізоляції зменшується у 2 рази.

Механічне старіння характерне для твердої ізоляції. У ній виникають термомеханічні напруження внаслідок неоднакових температурних коефіцієнтів лінійного теплового розширення (ТКЛТР) її окремих компонентів, наприклад компаунда і слюди, діелектрика і металевих електродів. Їх тривала дія, особливо в умовах одночасного впливу сильних електричних полів, також приведе до виникнення мікродефектів. Подальша еволюція останніх часто є причиною пробою ізоляції. Деструкція ізоляції під впливом внутрішніх термомеханічних напружень або зовнішніх навантажень — *механічне* старіння — описується формулою Журкова:

$$\tau = A \cdot e^{\frac{W-\gamma\sigma}{kT}}, \qquad (2.32)$$

де σ — механічна напруга в діелектрику, Н/м² = Па; γ — так званий структурно-чутливий коефіцієнт; W — енергія активації процесу механічної деструкції; A — емпіричний коефіцієнт.

Процеси старіння ізоляції прискорюються також внаслідок її *гігроскопічного зволоження*. Це характерне для всіх видів негер-

метизованої твердої ізоляції, яка містить мікрокапіляри — пори завтовшки менше 0,1 мкм.

Електротехнічне обладнання в умовах опромінення γ-променями, нейтронами експлуатується на атомних електростанціях (АЕС). Під впливом іонізуючого опромінення в діелектрику відбувається утворення хімічно активних радикалів. Радіаційна зшивка полімерів корисна тільки до певної межі, після чого їх механічні характеристики починають погіршуватися: зменшуються розривна напруга σ_p, відносне видовження при розриві $\Delta l/l$. Зазначені процеси проходять при активній дії кисню, тому й називаються *радіаційно-окисною* деструкцією діелектриків.

Проблемами старіння діелектриків зараз займаються дуже інтенсивно. Це пов'язано з рядом причин. З одного боку, системи ізоляції, які були здані в експлуатацію 15—25 років тому, вже майже вичерпали свій ресурс. Їх своєчасна заміна — складне техніко-економічне завдання, що має спиратися на об'єктивний аналіз стану ізоляції та обґрунтування необхідності її заміни. З іншого боку, останнім часом освоєні нові методи аналізу діелектриків, так звані апаратурні методи, пов'язані із застосуванням складних технічних приладів та установок: хроматографічний аналіз, термогравіметрія, диференціальна скануюча калориметрія, масспектроскопія, спектроскопія електронного парамагнітного та ядерного магнітного резонансу. Їх застосування в галузі діелектриків привело до революційних змін у стилі розв'язання названої вище глобальної проблеми. Вони відбиті навіть у нових стандартах (публікація МЕК 1026 [4]). Порівняно з класичними методами ресурсних випробувань (публікація МЕК 216 [5], у якій для прогнозу ресурсу на 20 000 год рекомендується вибирати таку максимальну температуру прискорених випробувань, щоб вони тривали не менше 100 год, а мінімальну температуру — не менше 5000 год), нові апаратурні методи дають можливість визначити ресурс діелектрика майже в шість разів швидше [9].

Унаслідок різноманітності та взаємного впливу різних механізмів старіння діелектрика визначення робочих напруженостей електричного поля E_p, при яких забезпечується необхідний ресурс, являє собою надзвичайно складну проблему. Вона значно ускладнюється ще й тим, що ресурс τ — статистична характеристика, якій властивий дуже великий розкид, часто за межами одного порядку.

2.3.1. Статистичні закономірності ресурсних випробувань твердої ізоляції

Якщо добірку зразків ізоляції, виготовлених з однакових матеріалів і в ідентичних умовах, поставити на ресурсні випробування, то результати їх можуть різнитися більше, ніж на порядок. Інакше кажучи, перший пробій може статися, наприклад, через 100 год прискорених випробувань, а останній з цієї ж партії — через 2000 год. Така ситуація є цілком нормальною і свідчить лише про великий розкид, властивий випадковій величині τ.

Методологія аналізу результатів ресурсних випробувань запропонована в класичних працях Г. С. Кучинського [7]. Сьогодні її можна краще і глибше опанувати, використовуючи моделювання на ПЕОМ. Скористаймося експериментально встановленими фактами, що розкид ресурсу ізоляції найчастіше описується двома законами — інтегральними функціями розподілу (ІФР):

а) логарифмічно-нормальною — коли *логарифм* ресурсу $x = \ln(\tau)$ описується нормальним законом:

$$F(x) = \frac{1}{2\pi\sigma}\int_0^x e^{-\frac{(x-x_0)^2}{2\sigma^2}}\,dx, \qquad (2.33)$$

де σ — дисперсія логарифма ресурсу; x_0 — найбільш ймовірне значення логарифма ресурсу;

б) законом Вейбула:

$$F(\tau) = 1 - e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{\beta}}, \qquad (2.34)$$

де τ_0 — параметр *масштабу* розкиду випадкової величини τ; β — параметр *форми* розкиду.

Інтегральна функція розподілу $F(\tau)$ визначає імовірність P того, що ресурс i-го зразка τ_i не перевищить задану межу τ:

$$F(\tau) = P(\tau_i \leqslant \tau). \qquad (2.35)$$

Скористаємось *модельними* даними, здобутими за допомогою генераторів випадкових чисел пакету MATLAB:

а) normrnd(MU,SIGMA,N,M) — нормально розподілені випадкові числа з середнім MU і дисперсією SIGMA (таблиця N рядків, M стовпчиків);

б) lognrnd(MU,SIGMA,N,M) — логарифмічно-нормально розподілені числа з відповідними характеристиками середнього і дисперсії;

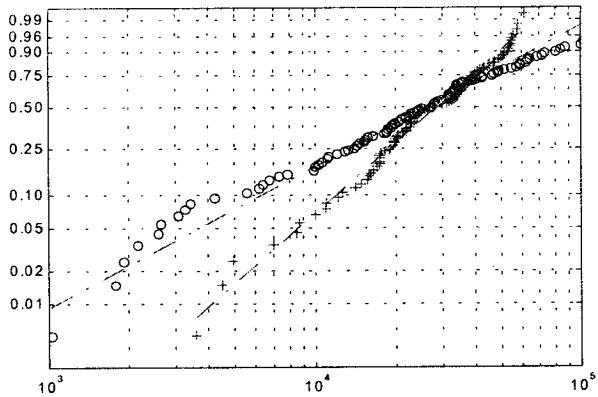
в) weibrnd(A,B,N,M) — випадкові числа, розподілені за законом Вейбула.

Модельні дані легко відтворити на ПЕОМ і впевнитися в їхніх статистичних властивостях. За допомогою генератора weibrnd здобудемо дві модельні вибірки `VB1m` і `VB2m` об'ємом по `n = 100`, з середнім `x0 = 35 000` і параметрами форми `bet1 = 2,5` та `bet2 = 1,0`. Далі розглянемо їх ІФР у масштабах закону Вейбула, нормального, логарифмічно-нормального (рис. 2.21). Як і очікувалось, дані задовільно лягають на прямі лінії у масштабі закону Вейбула (рис. 2.21,*а*). У той же час менше розкидані дані непогано спрямляються й у функціональному масштабі нормального закону (рис. 2.21,*б*, крива *2*), а більше розкидані — у масштабі логарифмічно-нормального закону (рис. 2.21,*в*, крива *1*). Отже, графічне розпізнавання типу ІФР тільки за їх графіками у функціональних масштабах може бути неоднозначним навіть для досить солідних вибірок, об'ємом близько сотні даних! Що вже тоді казати про типовіші для практики випадки значно скромніших вибірок.

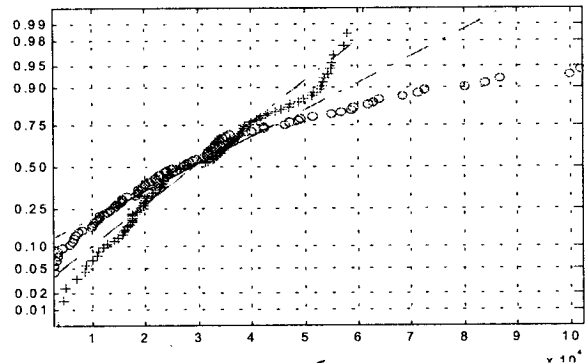
Вихід з цієї складної ситуації дає фізично обґрунтований, а не формальний підхід до вибору ІФР. Саме такий підхід був застосований Г. С. Кучинським для аналізу результатів ресурсних випробувань паперово-масляної ізоляції конденсаторів та твердої ізоляції кабелів [7]. Виконавши дослідження ресурсу імпульсних конденсаторних секцій у широкому діапазоні напруженостей поля (від 160 до 80 МВ/м — див. рис. 2.22), йому вдалося висунути фізичну модель цього процесу. Звернімо увагу, що на верхній межі діапазону випробувальних напруг (при $E = 160$ МВ/м) ІФР ресурсу секцій спрямляється у функціональному масштабі закону Вейбула з параметром форми $\beta \approx 1$. Це означає, що інтенсивність пробоїв не залежить від тривалості випробувань (функція Вейбула вироджується в експоненціальну функцію). Отже, пробої паперово-масляної ізоляції за таких умов відбуваються не внаслідок старіння, а, головним чином, через випадковий збіг обставин, наприклад, якщо часткові розряди в масляних прошарках між паперовими смугами виникнуть в одному і тому ж місці.

На нижній межі діапазону випробувальних напруг (при $E =$ 80 МВ/м) ІФР ресурсу секцій також відповідають закону Вейбула, але з параметром форми $\beta > 1$. Це означає, що інтенсивність пробоїв наростає з часом випробувань, тобто вони є наслідком старіння ізоляції.

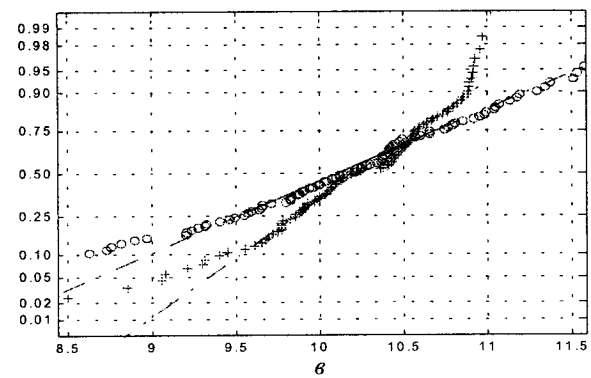
ІФР, отримані при напруженостях у середині зазначеного інтервалу, не лягають на одну пряму, але в них чітко виділяються дві ділянки з кутовим коефіцієнтом нахилу $\beta = 1$ і $\beta > 1$. Таким чином,



а



б



в

Рис. 2.21. Модельні дані генератора weibrnd [при $\beta = 1$ (1) і $\beta = 2.5$ (2)] подані у функціональному масштабі закону Вейбула (*а*), нормального закону (*б*) і логарифмічно-нормального закону (*в*).

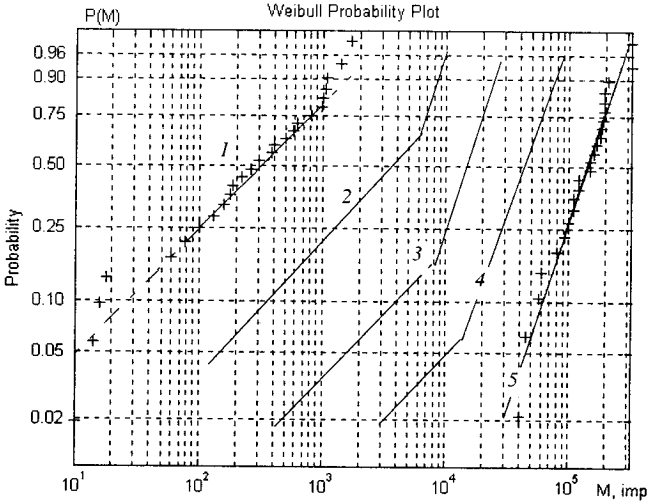


Рис. 2.22 Інтегральні функції розподілу ресурсу конденсаторних секцій з паперово-касторовим діелектриком при напруженостях, МВ/м: 1 — 160; 2 — 140; 3 — 125; 4 — 10; 5 — 80.

для частини зразків визначальним механізмом пробоїв виявився перший, а для решти — другий.

Значна кількість експериментальних даних, отриманих у широкому діапазоні напруженості поля, дозволила висунути гіпотезу про два механізми старіння. *Ранні* пробої, які визначають надійність конструкції у цілому, обумовлені *випадковими причинами:* збігом ЧР у масляних проміжках деякої ділянки ізоляції або збігом ЧР і вкраплення з ослабленою електричною міцністю. Щоб підвищити ресурс ізоляції через уникнення ранніх пробоїв, треба мати папір з мінімальною густиною шкідливих вкраплень. Проблема старіння діелектрика у цьому випадку — другорядна. Застосовуючи плівкову ізоляцію, однорідність якої значно вища за паперову, досягають суттєвого підвищення надійності конденсаторів саме при сильних полях.

Навпаки, для збільшення ресурсу в ділянці менших напруженостей поля на перший план висуваються проблеми старіння діелектрика. В цьому випадку миттєва електрична міцність — другорядна характеристика діелектрика. Чисто плівкова ізоляція може поступатися паперово-плівковій внаслідок меншої стійкості органічних плівок до тривалої дії ЧР.

В описаній моделі відображено два *паралельні* процеси, незалежні один від одного:

1) випадковий пробій, не пов'язаний зі старінням діелектрика, а зумовлений лише несприятливим збігом ЧР у різних масляних прошарках і вкраплень у паперових смугах (із зростанням напруги інтенсивність ЧР підвищується, що приводить до зменшення ресурсу через збільшення імовірності такого несприятливого збігу, а не через старіння);

2) пробій внаслідок старіння діелектрика.

Нехай перший механізм пробоїв привів до результатів, відображених у масиві `VB1m`, а другий — у масиві `VB2m`. Тоді, об'єднавши ці масиви, маємо модель ситуації, коли два процеси діють паралельно. Відповідна ІФР показана на рис. 2.23. Вона має характерний «хвіст» в ділянці малих імовірностей, відхилений вгору, що є аналогічним ІФР на рис. 2.22.

Можлива також ситуація, коли два механізми пробоїв діють *послідовно*. Модель такої ситуації одержимо *додаванням* відповідних елементів масивів `VB1` і `VB2`, розміщених, до речі, випадково, без певного порядку. Результати наведені на рис. 2.24. У цьому разі «хвіст» ІФР відхилений вниз. Такі ІФР справді спостерігаються в разі ресурсних випробувань твердої ізоляції (рис. 2.25). Значить, можна вважати, що вони зумовлені якимись різними *послідовними* процесами, наприклад зародженням і ростом дендритів. Звісно, сама по собі наявність «хвостів», подібних рис. 2.24, ще не може служити доказом дії послідовних процесів старіння. Для впевнено-

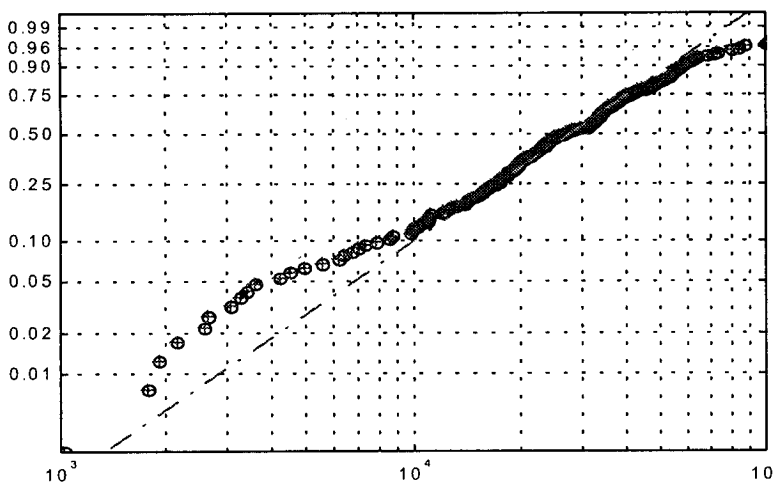


Рис. 2.23. Інтегральна функція розподілу ресурсу об'єднаної вибірки — моделі двох паралельних процесів старіння діелектрика.

сті у цьому потрібні додаткові дослідження. Але вона є характерною ознакою і виявляється саме при аналізі ІФР.

В [7] зазначено, що час *зародження* дендритів в ізоляції поліетиленових високовольтних кабелів відповідає закону Вейбула, а час їх *росту* — логарифмічно-нормальному закону. Як видно з результатів моделювання рис. 2.21,*в*, останнє твердження може бути цілком хибним: дані, що насправді відповідають закону Вейбула, можуть бути помилково визначені як такі, що описуються логарифмічно-нормальним законом. На нашу думку, і час зародження, і час росту дендритів скоріше відповідає *одному й тому ж закону* Вейбула, тільки з відповідними параметрами масштабу і форми. Як бачимо з результатів моделювання рис. 2.24, для того щоб пояснити форму ІФР рис. 2.25, насправді немає ніякої необхідності вводити два різні закони розкиду для часу зародження і часу зростання дендритів. Цілком достатньо й одного.

Отже, результати ресурсних випробувань рекомендується аналізувати у масштабі закону Вейбула. При цьому відхилення даних від прямої лінії, аналогічні наведеним на рис. 2.23 або рис. 2.24, можуть бути ознаками наявності двох різних механізмів пробоїв, що діють паралельно (рис. 2.23) або послідовно (рис. 2.24). Проводячи ресурсні випробування у більш широкому діапазоні напруженостей поля, можна спостерігати домінуючий вплив кожного з механізмів окремо (як на рис. 2.22 або на рис. 2.25).

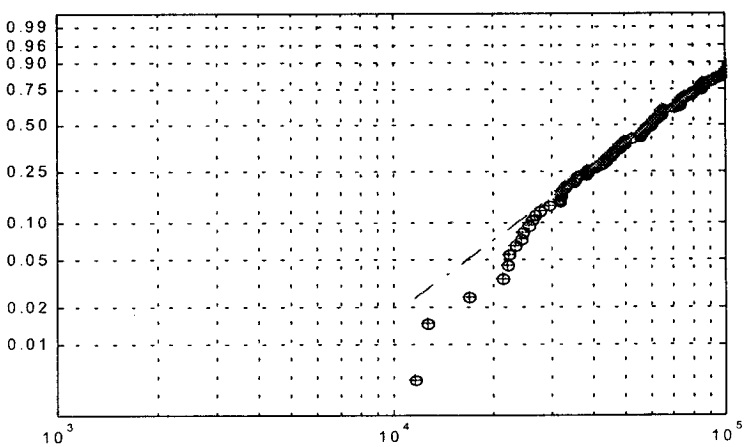


Рис. 2.24. Інтегральна функція розподілу ресурсу об'єднаної вибірки — моделі двох послідовних процесів старіння діелектрика.

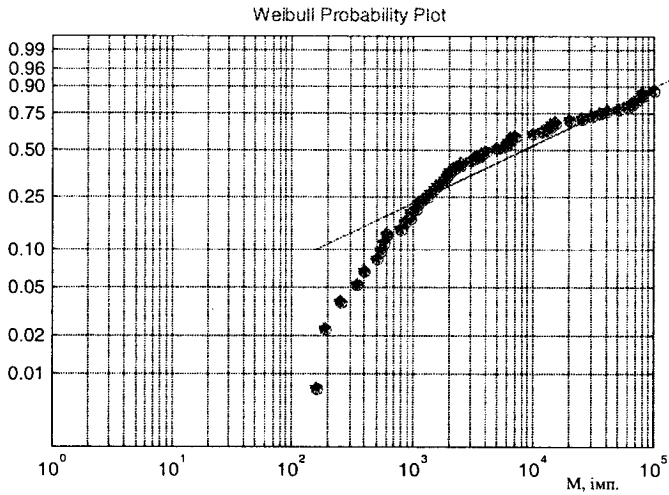


Рис. 2.25. Інтегральні функції розподілу ресурсу імпульсних кабелів з поліетиленовим діелектриком.

2.3.2. Закономірності електричного старіння діелектриків

Найповніше уявлення про них дають ІФР ресурсу, отримані за різних напруженостей поля (аналогічно рис. 2.22 або рис. 2.25). Але що можна сказати за ними щодо залежності ресурсу від напруженості $\tau(E)$? Чи відповідає вона степеневій функції (2.31), а якщо так, то яким буде параметр m цієї залежності? Відповіді на ці питання важливі для *прогнозу* ресурсу діелектрика (а в ідеалі — інтегральної функції розподілу ресурсу $F(\tau)$) при робочих напруженостях E_p, які, звичайно, нижче випробувальних.

За кривими ІФР ресурсу, отриманими за різних напруженостей поля, можна побудувати *ряд* залежностей $\tau(E)$. Перша, скажімо, відповідає *найбільш імовірним* (модальним) значенням ресурсу τ_0, які знаходяться на рівні $F(\tau=\tau_0)=1-e^{-\left(\frac{\tau}{\tau_0}\right)^{\beta}}=1-e^{-1}=0{,}632$. При цьому ми помічаємо, що три точки (при напруженостях 80, 100 і 125 МВ/м) потрапляють на ділянки ІФР, зумовлені другим механізмом пробоїв (власне старінням діелектрика), а дві точки (при напруженостях 140 і 160 МВ/м) потрапляють на ділянки першого механізму — статистичного очікування несприятливої ситуації (спалаху ЧР якраз напроти ослабленого місця в діелектрику). Тому не дивно, що, відкладаючи зазначені точки в подвійному логарифмічному масштабі (в якому степенева залежність (2.31) повинна

спрямлятися), ми помічаємо *дві різні ділянки* залежності $\tau(E)$ (рис. 2.26, крива *1*) з різними кутовими коефіцієнтами m.

Якщо ж обрати рівень інтегральної імовірності $F(\tau) = 0{,}05 = 5\%$, то тільки одна точка (для $E = 80$ МВ/м) потрапляє в ділянку другого механізму пробоїв, решта ж — в ділянку першого механізму.

Отже, характер залежності $\tau(E)$ визначається поміж іншим і вибраним рівнем ризику.

Між параметром форми ІФР Вейбула і показником m степеневої залежності (2.31) існує зв'язок: чим більші варіації ресурсу при зміні напруженості (тобто чим *більший показник* m), тим сильніший розкид даних ресурсних випробувань, якому відповідає *менше значення параметра форми* β.

Взаємозалежність параметрів β та m визначена експериментально і відповідає рівнянню

$$\beta \cdot m \approx \text{const}. \qquad (2.36)$$

Фізичний зміст його стає прозорим, якщо припустити, що розкиду ресурсу τ, який характеризується параметром форми β, обумовлений розсіянням *внутрішнього поля* E_i в діелектрику.

Внутрішнє поле E_i — істинне, справжнє поле — відрізняється від номінальної напруженості $E = U/h$ (тут U — напруга на діелектрику, h — його номінальна товщина). Це пов'язано як з варіаціями справжньої товщини діелектрика, так і з наявністю в ньому

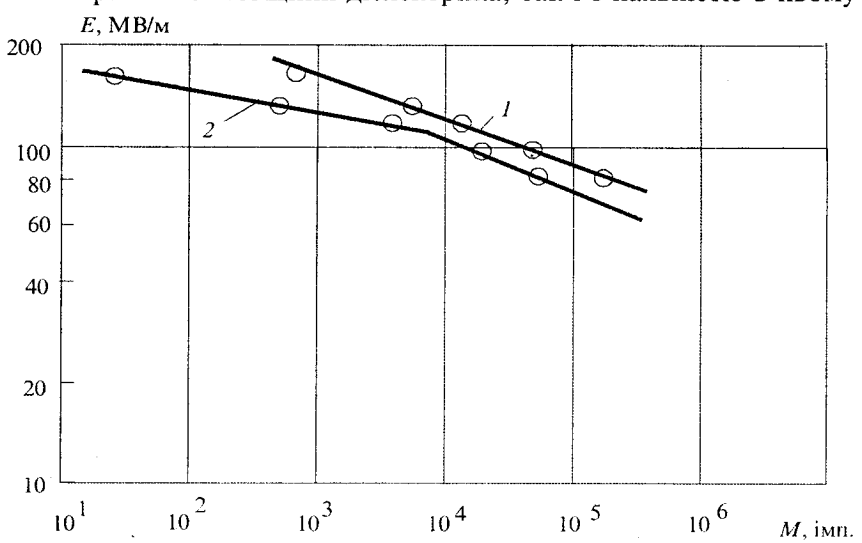


Рис. 2.26. Залежності ресурсу від напруженості поля за даними рис. 2.22: *1* — на рівні імовірності $F(\tau) = 0{,}63$; *2* — на рівні імовірності $F(\tau) = 0{,}1$.

вкраплень з меншою електричною міцністю. Логічно припустити, що електричне старіння діелектрика відбувається інтенсивніше там, де внутрішнє поле E_i є сильнішим. Звідси і випливає можливість існування співвідношення (2.36). Воно полегшує прогноз подальшого ходу кривої ресурсних випробувань $\tau(E)$, адже ознаки цього містяться в ІФР: якщо у функції розподілу ресурсів при черговій напруженості поля з'явиться злам, слід чекати відповідного зламу і подальшої залежності $\tau(E)$.

Кутовий коефіцієнт m залежності (2.31) визначають на основі ресурсних випробувань при *двох* рівнях напруженості E_1 та E_2. З (2.31) можна записати:

$$\tau_1 \cdot (E_1)^m = \tau_2 \cdot (E_2)^m,$$

звідки

$$m = \frac{Ln\tau_2 - Ln\tau_1}{LnE_1 - LnE_2}. \qquad (2.37)$$

Уявлення про розсіяння внутрішнього поля в діелектрику можна одержати не тільки на основі *тривалих* ресурсних випробувань, але й через *короткочасне* визначення його електричної міцності $E_{пр}$. Тоді для наближеної оцінки коефіцієнта m вистачить ресурсних випробувань тільки при *одному* рівні напруженості поля, наприклад E_2. Під E_1 у (2.37) розуміють пробивну напруженість $E_1 = E_{пр}$, а під τ_1 — тривалість піднімання напруги до пробивної.

Основна причина електричного старіння твердих діелектриків пов'язується з дією ЧР [С. М. Койков, А. М. Цикін]. На це вказує ряд фактів.

По-перше, асимптотичний характер експериментальних залежностей $\tau(E)$ при наближенні робочих напруженостей поля до напруженості початку ЧР: $E \to E_{ipd}$. По-друге, зменшення ресурсу τ при збільшенні частоти f, так що:

$$\tau \cdot f = \text{const}. \qquad (2.38)$$

Це також вказує на визначальну роль ЧР, адже вони повторюються кожного півперіоду. Тільки при дуже високих напруженостях поля закономірність (2.38) не виконується: дається взнаки підігрів діелектрика самими частковими розрядами, внаслідок чого ресурс падає значно скоріше за зростання частоти f.

По-третє, зменшення ресурсу при збільшенні *периметра* L (а не площі S) електродів. Нехай $F(\tau)$ — імовірність безвідмовної роботи зразка ізоляції протягом часу τ. Тоді для зразка, периметр якого в k разів більший, відповідна імовірність $F_k(\tau)$ буде меншою, отже:

$$F_k(\tau) = F(\tau) \cdot F(\tau)\sigma ... \delta F(\tau) = F(\tau)^k . \qquad (2.39)$$

Співвідношення (2.39) підтверджується експериментально, що вказує на роль ЧР саме з *країв* електродів, де через концентрацію напруженості поля інтенсивність ЧР є найвищою.

Характерною ознакою чисто електричного старіння діелектриків є також те, що на нього мало впливає температура. У всякому разі ресурс падав не більше, ніж в 1,5 раза при зростанні температури від кімнатної до 100—120 °С для плівок полістиролу, поліетилентерефталату, фторопласту.

Зазначені закономірності стосуються змінної напруги. Дія *постійної напруги* має певні особливості. Тут основний механізм старіння твердих діелектриків (електрокераміки) — *електролітичний,* тобто переміщення іонів з утворенням прошарків з підвищеною електропровідністю. Інтенсивність цих процесів різко зростає з підвищенням температури.

Друга причина старіння твердих діелектриків пов'язується зі зростанням локального поля внаслідок утворення об'ємного заряду [8, 12]. Інжекція електронів у діелектрик відбувається протягом півперіоду, коли електрод має негативний потенціал. Далі, коли полярність електродів змінюється на протилежну, частина електронів повертається назад, а інша закріплюється на глибинних пастках, утворюючи об'ємний заряд. Негативний заряд біля електрода з позитивним потенціалом (біля анода) призводить до зростання локального поля.

На рис. 2.27 показана модель для розрахунку впливу об'ємного заряду на поле в ізоляційному проміжку завтовшки h. Нехай заряд *рівномірно* розподілений у приелектродній зоні (прошарку) з товщиною x та густиною ρ, Кл/м^2. Охопимо прошарок замкненою поверхнею і, застосовуючи теорему Гауса—Остроградського, знайдемо власне поле об'ємного заряду:

$$\Delta E = \frac{\rho x}{2\varepsilon\varepsilon_0} . \qquad (2.40)$$

Напруженість біля анода E_+ зростає :

$$E_+ = E_0 + \Delta E ,$$

а біля катода E_- падає:

$$E_- = E_0 - \Delta E .$$

Власне поле об'ємного заряду тим більше, чим вище його густина ρ і товщина x прошарку, який він займає. При зростанні товщини h ізоляційного проміжку і відповідному зростанні напруги (так,

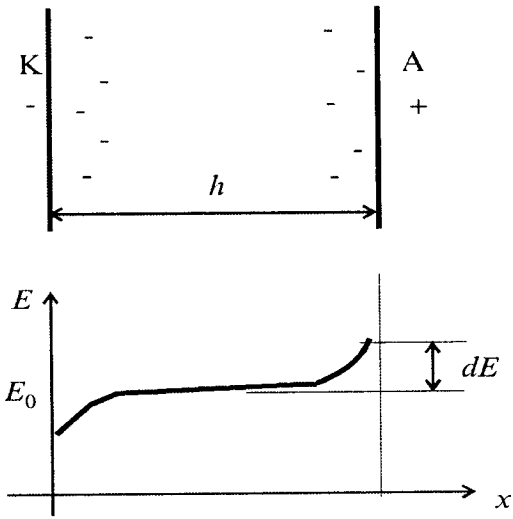


Рис. 2.27. Модель для розрахунку впливу об'ємного заряду на поле в ізоляційному проміжку.

щоб напруженість поля лишалась постійною) умови для утворення об'ємного заряду полегшуються. Про це свідчить так званий «ефект товщини» (або «фізичний ефект»), тобто зменшення ресурсу при збільшенні товщини за умови постійної напруженості поля (рис. 2.28). На відміну від «статистичного» ефекту, мірою якого є (2.39) і який виявляється у плоскопаралельному зсуві кривих ресурсу, поданих у подвійному логарифмічному масштабі, ефект товщи-

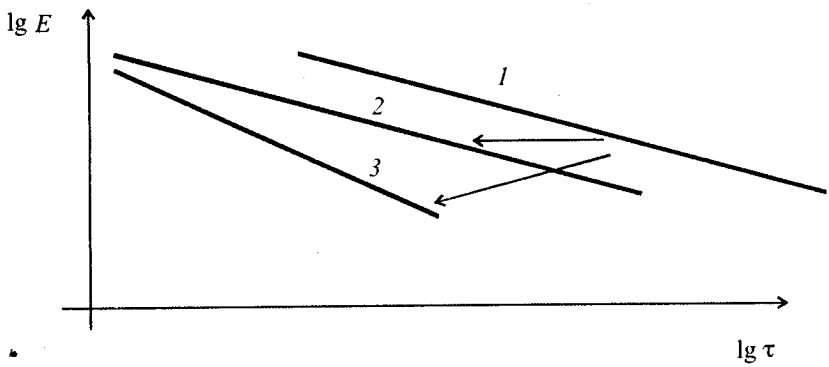


Рис. 2.28. Вплив геометричних розмірів на ресурсну криву: *1* — початкова залежність; *2* — крива для об'єкта більшої площі («статистичний» ефект); *3* — крива для об'єкта з більшою товщиною діелектрика («фізичний» ефект).

ни призводить до зміни також показника m у залежності (2.31). Оскільки це важко передбачити, то ресурсні випробування слід вести при *номінальних* товщинах зразків ізоляції (а не при менших товщинах, хоча це технічно легше, бо призводить до зменшення випробувальної напруги).

Зазначимо, що ефект товщини пов'язаний не тільки з легшими умовами формування об'ємного заряду у товстіших зразках ізоляції. Якщо пробої зразків відбуваються переважно *на краях* електродів, то це може бути пов'язане також з *крайовим ефектом* — явищем зростання концентрації поля на краях електродів при збільшенні товщини ізоляції.

Третім фактором, що впливає на ресурс твердої ізоляції, є внутрішні термомеханічні напруження (ВТМН). Вони виникають внаслідок різних коефіцієнтів лінійних теплових розширень (КЛТР) фольги, слюди, компаунду. Полімеризація компаунду проводиться при підвищених температурах: до 150 °С — для епоксидних і до 200 °С для кремнійорганічних, полісульфонових, епоксиціанових компаундів. У ході полімеризації компаунд переходить з рідкого стану в твердий. При подальшому охолодженні в діелектрику виникають термомеханічні напруження. Вони можуть бути настільки великими, що призводять до появи в діелектрику навіть тріщин. На рис. 2.29 показані ІФР ресурсів дво- і триобкладинкових зразків

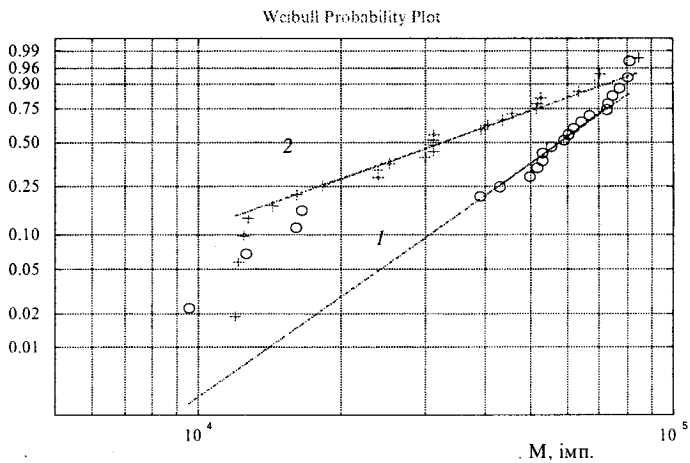


Рис. 2.29. ІФР ресурсів зразків твердої ізоляції 2 (*1* — о) і 3 (2 — +) обкладинкових; (заряд-розрядні цикли при напрузі U=3,2 кВ, напруженість E = 80 МВ/м, розряд з частотою 100 кГц, декремент затухання коливань Δ = 1,7; діелектрик КОН2-10х4, просякнутий компаундом ЕД-20+іМТГФА).

твердої ізоляції. Більший вміст фольги у триобкладинкових зразках привів до збільшення ВТМН і, як наслідок, до зменшення ресурсу.

ВТМН виявилися також за гігроскопічним зволоженням зразків твердої ізоляції, за сильною кореляційною залежністю між частотою механічних коливань твердої діелектричної пластини та коефіцієнтом затухання власних коливань [11].

У високовольтних кабелях з полімерною ізоляцією термомеханічні напруження, які виникають між жилою і діелектриком, вдалося значно зменшити завдяки прошарку токопровідного діелектрика, нанесеного на жилу. Раніше цей прошарок виготовляли з сажонаповненого полівінілхлориду, термомеханічні властивості якого дещо відмінні від поліетилену. Зараз його виготовляють з сажонаповненого поліетилену. Тоді між цим прошарком і діелектриком (поліетиленом) не виникають термомеханічні напруження.

2.3.3. Сучасні моделі електричного і теплового старіння полімерних діелектриків

Найпростіші моделі старіння діелектриків (2.30), (2.31) містять параметри (A, m), фізичний зміст яких лишається невідомим. Єдиним засобом їх визначення є ресурсні випробування.

У роботах Крайна (J.-P. Crine), Монтанарі (G. C. Montanari), Діссадо (L. A. Dissado) та ряду інших дослідників (T. W. Dakin, J.-L. Parpal, Chinh Dang, L. Simoni, G. Mazzanti) висунуті нові моделі старіння діелектриків [12]. Вони спираються на класичні роботи в цьому напрямі, що пов'язуються з іменем Ейрінга (H. Eyring).

Ще Дакін припустив [3], що електричне старіння діелектриків має бути подібним тепловому, а отже, описуватись *експоненціальною* функцією

$$\tau = A \cdot e^{\frac{W - bE}{kT}}, \qquad (2.41)$$

де W — енергія активації процесу старіння; b — кутовий коефіцієнт нахилу лінії в залежності $\ln(\tau)$ від E. Роль електричного поля тут зводиться до зменшення висоти потенціального бар'єру, що заважає процесам деструкції полімерів. Останні мають термоактиваційний характер, тобто прискорюються зі зростанням температури.

Проте скоро з'ясувалося, що модель (2.41) непридатна для випадків дуже тривалих ресурсних випробувань, тобто не описує «хвости» залежностей $\ln(\tau)$ від E. Тоді Дакін запропонував модифіковану експоненціальну функцію

$$\tau = A \cdot \frac{1}{(E - E_0) f} e^{\frac{W - b(E - E_0)}{kT}}, \qquad (2.42)$$

де E_0 — напруженість початку ЧР; f — частота випробувальної напруги.

Модель (2.42) відображає пороговий характер електричного старіння діелектриків під дією ЧР, яке відбувається при напруженостях $E > E_0$.

Якщо експериментальні дані ресурсних випробувань краще спрямляються у подвійному логарифмічному масштабі ln(τ), ln(E), то їм відповідає степенева функція (2.30), якщо ж у напівлогарифмічному масштабі ln(τ), E, то експоненціальні функції (2.41) або (2.42). На рис. 2.30,*а*,*б* наведені дані ресурсних випробувань мініа-

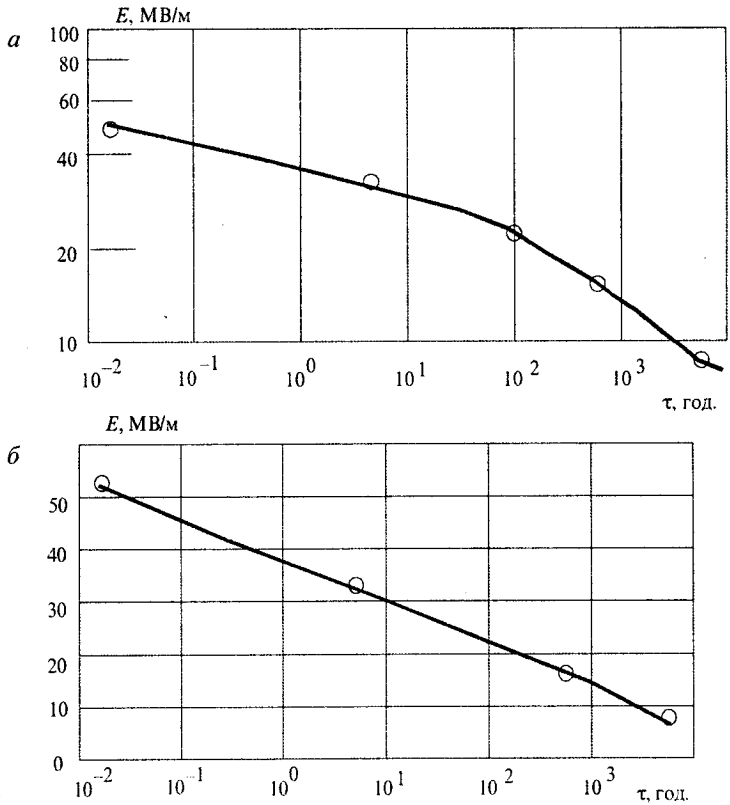


Рис. 2.30. Ресурсні криві для кабелів з діелектриком XLPE, подані в подвійному логарифмічному масштабі (*а*) і в напівлогарифмічному масштабі (*б*).

тюрних кабелів з діелектриком XLPE (зшитий поліетилен) у зазначених масштабах. Експоненціальна функція для них підходить краще, ніж степенева.

Модель Дакіна (2.42) застосовується для аналізу даних старіння діелектриків під дією ЧР, тобто в досить сильних електричних полях. Тут вона має *феноменологічний* характер, бо описує явище взагалі, не торкаючись суті фізичних процесів дії ЧР на діелектрик. Навпаки, в ділянці слабких полів, коли ЧР відсутні, експоненціальна модель має більш обґрунтований фізичний зміст. Сімоні (Simoni), спираючись на роботи Ендікота, висунув ще одну модифікацію експоненціального закону, ще більш фізично обґрунтовану:

$$\tau \sim \frac{h}{2kT} e^{\frac{\Delta G - e\lambda E}{kT}}, \qquad (2.43)$$

де ΔG — так звана вільна енергія Гіббса; λ — ширина потенціального бар'єру, еквівалентна середній довжині вільного пробігу електронів у субмікровкрапленнях твердого діелектрика; e — заряд електрона; h — стала Планка.

Так само, як (2.41) випливає із закону Арреніуса (2.31), модель (2.43) є наслідком так званої *формули Ейрінга*:

$$\tau = \frac{h}{kT} e^{\frac{\Delta G}{kT}}. \qquad (2.44)$$

У формулі Ейрінга передекспоненціальний множник залежить від температури. У цьому полягає її істотна відмінність від формули Арреніуса. Крім того, вільна енергія Гіббса визначається через термодинамічні характеристики процесу старіння — ентальпію (або тепловміст) ΔH та ентропію ΔS:

$$\Delta G = \Delta H - T \cdot \Delta S. \qquad (2.45)$$

Ентропія ΔS пов'язана з *упорядкованістю* мікроструктури діелектрика. Остання залежить від температури та *морфології* діелектрика, тобто від розмірів і кількості кристалітів. Поляризація діелектрика також призводить до зростання упорядкованості його мікроструктури, а отже, до зменшення ентропії ΔS.

Формулу Ейрінга слід вважати значним кроком у напрямі побудови фізично обґрунтованих, а не формальних моделей процесів старіння. Саме спираючись на неї, Крайн зробив подальше узагальнення експоненціального закону [12]. Сутність його міркувань пояснюється за допомогою схематичного зображення мікроструктури частково кристалічного діелектрика (рис. 2.31). Таку структуру має поліетилен — найпоширеніший діелектрик сучасних кабе-

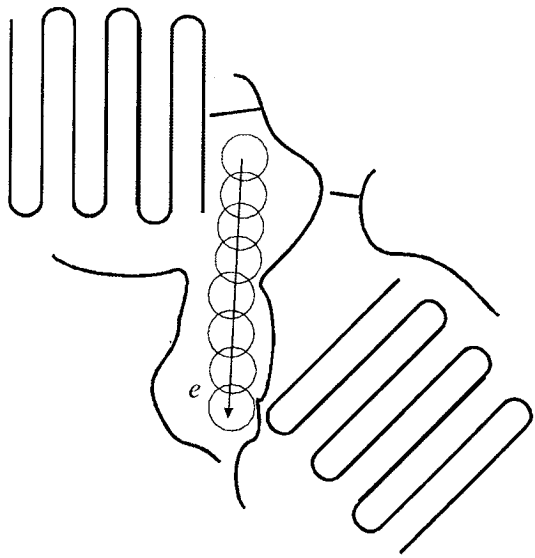


Рис. 2.31. Схематичне зображення кристалічної і аморфної фаз полімера та розривів слабких Ван-дер-Ваальсових зв'язків під дією змінної напруги, що веде до утворення порожнин субмікронного діапазону (λ_{max} ~ 10 нм).

лів. Кристалічна фаза являє собою щільно упаковані упорядковані складки молекул полімера-кристаліти. Проміжки поміж ними заповнені аморфною (неупорядкованою) фазою полімера.

Енергія розриву молекули полімера досить висока — понад 4 еВ. Імовірність цього явища досить мала, особливо при звичайних робочих напруженостях поля $E < 10$ МВ/м. Енергія розриву міжмолекулярних (Ван-дер-Ваальсових) зв'язків, навпаки, — досить мала: від 0,1 до 0,4 еВ. Тому ці зв'язки в аморфній фазі рвуться в першу чергу. Це веде до утворення порожнин *субмікронних* розмірів. Після утворення порожнини в ній можуть рухатися електрони, набираючи в електричному полі енергії, достатні для подальших розривів міжмолекулярних зв'язків.

Якщо ΔG — висота енергетичного бар'єра, що стоїть на перешкоді процесів старіння, то імовірність p його подолання

$$p \sim \frac{kT}{h} e^{-\frac{\Delta G}{kT}}. \qquad (2.46)$$

Передекспоненціальний множник $\frac{kT}{h}$ визначає частоту, з якою відбуваються спроби молекул розірвати міжмолекулярні зв'язки.

В електричному полі висота потенціального бар'єра зменшується на величину $e\lambda E$ (рис. 2.32). Тому імовірність розриву зв'язку p^+ зростає:

$$p^+ \sim \frac{kT}{h} e^{-\frac{\Delta G - e\lambda E}{kT}}, \tag{2.47}$$

а імовірність відновлення (рекомбінації) зменшується:

$$p^- \sim \frac{kT}{h} e^{-\frac{\Delta G + e\lambda E}{kT}}. \tag{2.48}$$

Результуюча імовірність розриву зв'язків і деградації полімеру:

$$p = p^+ - p^- = \frac{kT}{h}\left(e^{-\frac{\Delta G - e\lambda E}{kT}} - e^{-\frac{\Delta G + e\lambda E}{kT}}\right) = \frac{2kT}{h} e^{-\frac{\Delta G}{kT}} \cdot \mathrm{sh}\left(\frac{e\lambda E}{kT}\right), \tag{2.49}$$

де $\mathrm{sh}\left(\frac{e\lambda E}{kT}\right)$ — функція гіперболічного синуса $\mathrm{sh}(x) = \frac{e^x - e^{-x}}{2}$.

Ресурс діелектрика τ обернено пропорційний імовірності розривів міжмолекулярних зв'язків (2.46):

$$\tau \sim \frac{h}{2kT} e^{\frac{\Delta G}{kT}} \cdot \frac{1}{\mathrm{sh}\left(\frac{e\lambda E}{kT}\right)} = \frac{h}{2kT} e^{\frac{\Delta G}{kT}} \cdot \cos e\mathrm{ch}\left(\frac{e\lambda E}{kT}\right), \tag{2.50}$$

де $\cos e\mathrm{ch}(x) = \frac{1}{\mathrm{sh}(x)} = \frac{2}{e^x - e^{-x}}$ — функція гіперболічного косеканса.

У сильних полях імовірністю відновлення міжмолекулярних зв'язків за (2.45) можна знехтувати. Тоді з (2.47) випливає формула Ейрінга:

$$\tau \sim \frac{h}{2kT} e^{\frac{\Delta G - e\lambda E}{kT}}. \tag{2.51}$$

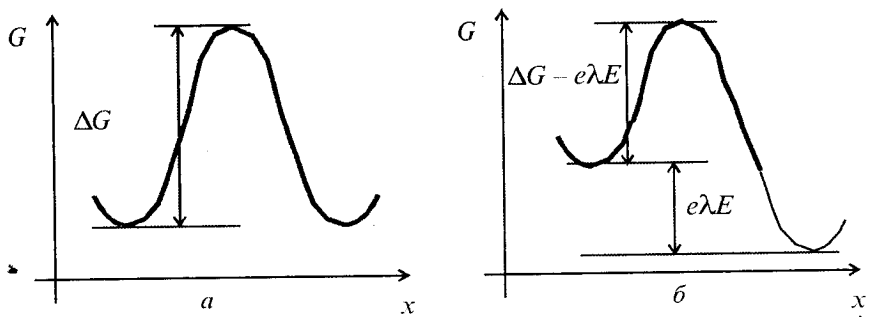


Рис. 2.32. Енергетична діаграма процесу старіння діелектрика за відсутності (*а*) та за наявності (*б*) електричного поля.

Залежність ресурсу від напруженості поля за (2.47) показана в напівлогарифмічному масштабі на рис. 2.33. Вона має чисто експоненціальну ділянку в області сильних полів, перехідну — в області помірних полів, асимптотичну — в області слабких полів.

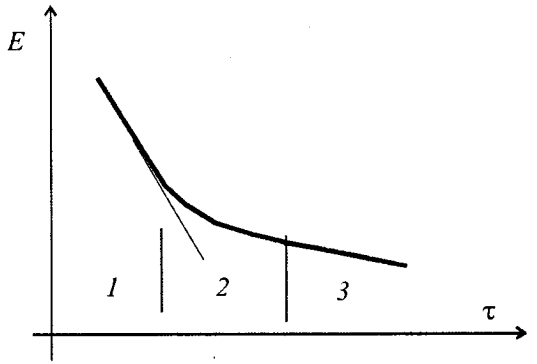


Рис. 2.33. Ресурсна крива експоненціального закону: *1* — область сильного поля; *2* — область помірного поля; *3* — область слабкого поля.

Параметр λ визначається з нахилу залежності $\ln\tau(E)$ в області сильних полів:

$$\frac{e\lambda}{kT} = \frac{\ln\tau_{1-} - \ln\tau_2}{E_2 - E_1}, \qquad (2.52)$$

а параметр ΔG — з точки перетину з віссю $\ln\tau$ дотичної до лінії експоненціального режиму:

$$\frac{\Delta G}{kT} = \ln\tau_0 - \ln\frac{h}{kT}. \qquad (2.53)$$

Типові значення цих величин: $\lambda \sim 5$—20 нм, $\Delta G \sim (1—2)\cdot 10^{-19}$ Дж. Як бачимо, розмір субмікровкраплень λ значно менший за розмір мікровкраплень (1—10 мкм). Крім того, останні формуються частіше на деякій відстані від високовольтного електрода (~ 3 мм), тоді як субмікровкраплення — саме поблизу його поверхні. Вважається, що електрони рухаються в субмікровкрапленнях більш вільно, ніж у мікровкрапленнях, де на них можуть впливати поля вільних радикалів, молекул води, іонів. Тому формування субмікровкраплень і визначає в основному початкові процеси старіння діелектрика.

Моделі (2.47), (2.48) не включають у явному вигляді поняття *порогової напруженості* поля E_c для процесу формування субмікровкраплень. Крайн вважає, що субмікровкраплення формуються за умови, що енергія електронів перевищує *енергію когезії* матеріалу $E_{ког}$:

$$e\lambda E > E_{\text{ког}}. \tag{2.54}$$

Енергія когезії залежить від сили Ван-дер-Ваальсових зв'язків між молекулами полімера, а так звана *енергія адгезії* — від сили зв'язків між даним матеріалом і якимось іншим, наприклад електродом.

Енергія когезії пов'язана з теплотою випаровування полімера $\Delta H_{\text{вип}}$:

$$E_{\text{ког}} = \Delta H_{\text{вип}} - kT. \tag{2.55}$$

Тоді з (2.51) і (2.52) маємо оцінку критичної напруженості поля для утворення субмікровкраплень:

$$E_c \sim \frac{\Delta H_{\text{вип}} - kT}{e\lambda}. \tag{2.56}$$

Оцінка E_c за (2.56) дає дещо завищені результати, ніж за ресурсними кривими.

Значення E_c лежить у межах від 4 до 12 МВ/м для XLPE і PE, тобто становить приблизно десяту частину внутрішньої електричної міцності. Вона досить близька до напруженості початку інжекції заряду в діелектрик (10—20 МВ/м) і одного порядку з робочими напруженостями поля більшості кабелів.

2.3.4. Застосування техніки ДСК для визначення ресурсу діелектриків

Диференціальна скануюча калориметрія (ДСК) полягає у вимірюванні теплових ефектів при нагріванні зразка діелектрика. Вона називається *диференціальною*, бо вимірюється *різниця* температур між зразком та інертною речовиною такої ж маси, наприклад, кварцевим піском. Нарешті, вона називається *скануючою*, бо температура зразка лінійно зростає з часом. Окремий випадок становить калориметрія при постійній температурі середовища, так звана ізотермічна калориметрія, яка застосовується для визначення стійкості діелектриків до окислення.

Типова крива ДСК наведена на рис. 2.34. Перший пік (від'ємний) відображає ендотермічний процес (поглинання тепла) при плавленні спочатку аморфної, а потім і кристалічної фаз полімера. За ним визначають вміст аморфної фази. Площа під ендотермічним піком пропорційна так званій *ентальпії плавлення* ΔH_m. Вона є мірою міцності кристалітів. На процес їх утворення можуть впливати домішки, молекули яких можуть виступати як центри кристалізації (наприклад, фенолфталеїн). Тоді ентальпія плавлення може помітно зростати (від 74 кДж/кг для чистого поліетилену до 85 кДж/кг для поліетилену з домішками 0,5% фенолфталеїну).

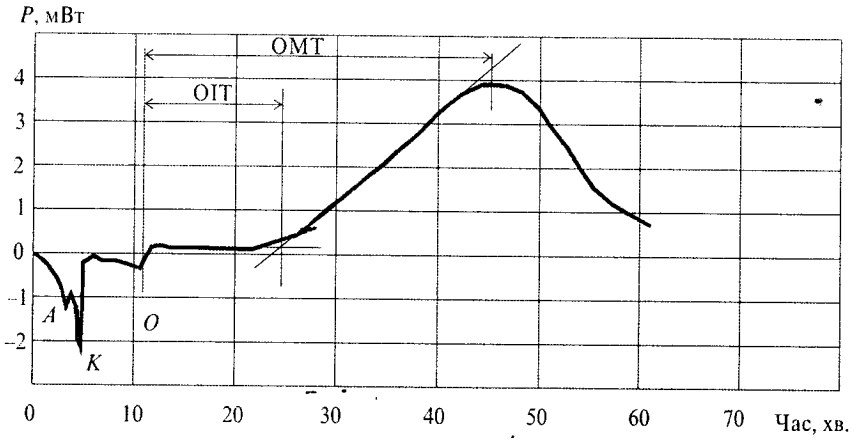


Рис. 2.34. Діаграма теплових ефектів ДСК в ізотермічному режимі: *A* — момент плавлення аморфної фази; *K* — момент плавлення кристалічної фази; *O* — момент впуску кисню в камеру.

Другий пік — додатний — відбиває екзотермічний процес (виділення тепла). Він пов'язаний з інтенсивним окисленням полімера, яке починається після того, як антиоксидант, що міститься в більшості сучасних полімерних композицій, повністю вичерпується.

Коли прилад ДСК працює в ізотермічному режимі, через кювету зі зразком полімера продувають нагріте до 160—210 °С повітря або чистий кисень. Проміжок часу з моменту впуску кисню до початку появи екзотермічного піку називається періодом індукції (прихованого протікання) процесу окислення. Англійська абревіатура цього поняття OIT (Oxidation Induction Time), тому будемо його позначати $\tau_{ОІТ}$. Період індукції процесу окислення $\tau_{ОІТ}$ визначає антиокислювальну стійкість полімера і є мірою його теплової зістареності. Чим довше він знаходився в експлуатації, тим меншим буде для нього параметр $\tau_{ОІТ}$.

При низьких температурах окислення зразка момент початку екзопіку важко помітити. Значно зручніше відмітити момент максимуму теплового ефекту — $\tau_{ОМТ}$ (ОМТ — Oxidation Maximum Time — час максимуму процесу окислення). Параметр $\tau_{ОМТ}$ також широко застосовують для оцінки антиокисної стійкості полімера.

Цінність методу ДСК полягає в його надзвичайно високій чутливості: маса проби матеріалу становить всього 3—5 мг. Це досягається, зокрема, застосуванням сотень термопар (~ 600 штук),

включених послідовно. Гарячий спай їх торкається кювети зі зразком, а холодний — з інертним матеріалом.

Інтенсивність окислення зразка матеріалу залежить від його поверхні S, точніше від відношення поверхні до об'єму S/V. Щоб досягти кращої відтворюваності умов окислення, а значить, і кривих ДСК, пропонується кожний зразок готувати у вигляді *набору* окремих частинок, причому останні вилучати рівномірно з поверхні пластини матеріалу.

На рис. 2.35 наведено ряд кривих теплового старіння у приладі ДСК зразків діелектрика, вилучених з кабелів різного ступеня зістареності (див. табл. 2.2). Незістарений кабель умовно позначений *А*1.

Звичайно, ступінь зістареності зразків ізоляції можна визначити через порівняння параметрів $\tau_{ОІТ}$ або $\tau_{ОМТ}$, здобутих при будь-якій одній температурі окислення в ДСК, наприклад 170 °С. Але застосувавши ряд температур, можна побудувати ресурсні криві

Таблиця 2.2.

Умови старіння кабелів, з яких вилучені зразки діелектрика

Температура, °С	Напруга, кВ	Тривалість, год.	Умовне позначення зістарених кабелів
90	0	90	*А*2
110	0	8074	*А*3
130	0	753	*А*4
60	12	1253	*А*5
90	8	8193	*А*6

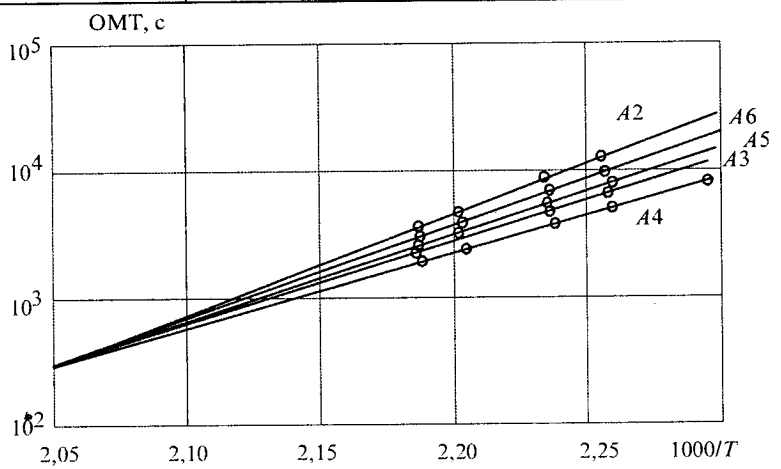


Рис. 2.35. Криві теплового старіння в термінах ОМТ, подані в масштабі закону Арреніуса.

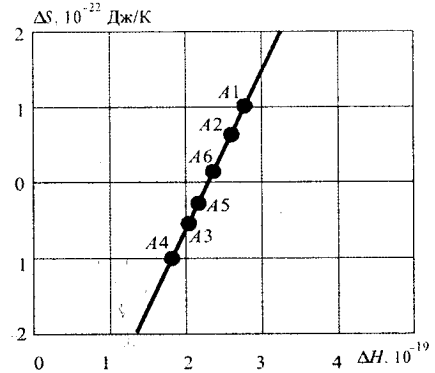


Рис. 2.36. «Компенсаційна крива» — залежність ентропії ΔS від ентальпії ΔH процесу окислення. (Для зразків ізоляції кабелів різної зістареності — див. табл. 2.2.)

рис. 2.35 і помітити їх певну особливість: вони сходяться в одній точці (рис. 2.36). Це наводить на думку, що параметри експоненціального закону ΔH і ΔS якось пов'язані.

Справді, знаходячи для кожної з кривих рис. 2.35 ці параметри і будуючи графік залежності $\Delta S(\Delta H)$, помічаємо, що всі точки лягають на одну пряму лінію (рис. 2.36). Ця лінія називається *компенсаційною кривою*. Вона має глибоке термодинамічне обґрунтування і значну практичну цінність: за нею можна знайти ступінь зістареності ізоляції і навіть вказати певну межу, нижче якої експлуатація ізоляції вже недоцільна. Ця межа визначається на підставі аналізу зразків ізоляції з виробів, ресурс яких вже повністю вичерпано, антиоксидант у них повністю вироблений і подальша їх експлуатація буде пов'язана з інтенсивним старінням.

На рис. 2.37 показані криві деградації механічного показника полімера (відносного видовження ε_p) у ході теплового старіння. Як тільки антиоксидант вичерпується (момент зламу кривих), відносне видовження полімера різко падає. Напевно, й електричні параметри з цього моменту почнуть різко погіршуватися.

Вміст антиоксиданту N експоненціально падає з часом:

$$N(\tau)=N_{2.0}\, e^{-k}\tau,$$

де $N_{2.0}$ — початкова концентрація, моль; k — постійна швидкості витрачання антиоксиданту в даних умовах, 1/с.

Критичний вміст антиоксиданту $N_{кр}$, коли його захисна дія припиняється, залежить від температури:

$$N_{кр} = A\, e^{-E/RT},$$

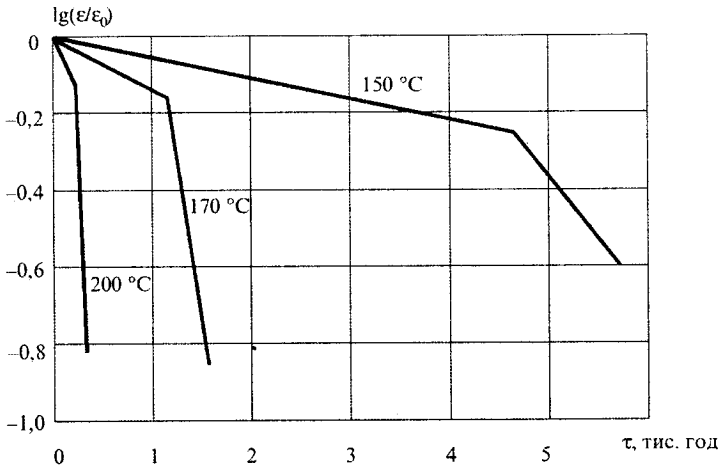


Рис. 2.37. Зменшення відносного видовження при розриві ($\varepsilon = \Delta l/l$) радіаційно-зшитого полиетилену марки 102-57 з часу теплового старіння ($\varepsilon = \Delta l/l_0$) — початкова величина відносного видовження для незістареного зразка.

де A — стала; R — універсальна газова стала; E — енергія активації процесу нейтралізації вільних радикалів антиоксидантом, Дж/моль.

Момент зламу залежності $\lg(\varepsilon/\varepsilon_0) = f(\tau)$ визначається з умови:

$$N(\tau) = N_{кр},$$

звідки для часу зламу маємо таку залежність від температури:

$$\tau = \frac{1}{k}\left(\ln\frac{N_{2,0}}{A} + \frac{E}{RT}\right).$$

З усього сказаного в підрозділі 2.3 можна зробити такі висновки.

1) Електричне старіння діелектрика найчастіше описується степеневою функцією (2.30) або експоненціальними функціями (2.41)—(2.43). У першому випадку експериментальна залежність $\tau(E)$ має спрямлятися в *подвійному* логарифмічному масштабі (див. рис. 2.30,*а*), у другому — в *напівлогарифмічному* масштабі (див. рис. 2.30,*б*). Параметри степеневої функції (2.30) позбавлені будь-якого фізичного змісту. На відміну від цього параметри експоненціальної функції (2.43) мають глибокий фізичний зміст. Тому останнім часом саме цій функції надають перевагу.

2) Ресурс діелектрика — стохастична величина, якій властивий великий розкид (у межах одного-двох порядків). Тому найповнішою характеристикою ресурсу є інтегральна функція розподілу (ІФР). Фізично обґрунтований вибір ІФР ґрунтується на результатах ресурсних випробувань, виконаних у широкому діапазоні на-

пруженостей поля. При цьому для паперово-масляної ізоляції встановлені два *паралельні* процеси старіння, один з яких характеризується постійною інтенсивністю відмов (параметр форми β закону Вейбула близький до 1), а інший — зростаючою інтенсивністю відмов (параметр форми $\beta > 1$). Для твердої ізоляції полімерних кабелів визначені два *послідовні* процеси старіння: зародження і ріст дендритів. Їх спільна дія в межах однієї вибірки відображається на ІФР, побудованих у функціональному масштабі закону Вейбула, характерним надломом.

3) Характер ресурсних кривих залежить від рівня інтегральної імовірності, який вибирається для відліку. Оцінку γ-відсоткового ресурсу краще виконувати все-таки за *модальними* ($\gamma = 63{,}4\%$) оцінками τ за відомими параметрами форми ІФР. Для γ-відсоткового відліку ресурсу ($\gamma < 63{,}4\%$) характерні більші флуктуації, ніж для модального.

4) Ефективним засобом прискорення ресурсних випробувань є застосування підвищених частот. Природним обмеженням зростання випробувальної частоти є збільшення температури діелектрика, яке впливає на інтенсивність старіння.

5) Внутрішні термомеханічні напруження (ВТМН) сильно впливають на ресурс твердого діелектрика. Це слід мати на увазі та намагатися зменшувати рівень ВТМН конструктивними і технологічними засобами.

6) Ресурс технічних полімерів, що містять антиоксиданти, може визначатися часом вичерпування останніх. Тому ефективним засобом визначення їх технічного стану є вимірювання тривалості періоду індукції (прихованого протікання) процесу окислення.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що значить «сильне електричне поле»? Які нові явища спостерігаються в області сильних електричних полів?
2. В чому полягає причина накопичення об'ємних зарядів в товщині діелектрика?
3. Чому діелектрик світиться в сильному електричному полі? Чи можна це світло помітити неозброєним оком?
4. В яких випадках в діелектрику виникають акустичні хвилі? Як їх застосовують для визначення густини об'ємних зарядів?
5. Що таке електрет? Чому біля нього тривалий час існує електричне поле?

6. Чому утворення об'ємних зарядів наносить шкоду ізоляції?
7. Що таке частковий розряд? Чому він шкідливий для ізоляції?
8. Як визначити напругу початку ЧР, знаючи товщину та діелектричну проникність ізоляції?
9. Як пов'язані уявна амплітуда та площа вкраплення, охопленого частковим розрядом?
10. Частота ЧР в самотньому вкрапленні пропорційна напрузі. Чому в реальному діелектрику частота ЧР зростає зі зростанням напруги значно швидше — пропорційно 5—12 степені напруги?
11. Яка основна причина старіння ізоляції в сильних електричних полях?
12. Які механізми старіння ізоляції ви знаєте?
13. Які статистичні характеристики старіння ізоляції?
14. Як зміниться ресурс високовольтної ізоляції при зростанні робочої напруженості на 10%?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Bamji S. S., Kaufhold M., Bulinski A. T.* Electroluminescence Technique to Evaluate the Effect of Impulse Tests on High Voltage Cables //IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.5, 1998, pp. 204—210.
2. *Hirabayashi S., Shibuya Y., Hasagawa T., Inuishi Y.* Estimation of the size of voids in Coil Insulasion of Rptating Mashine. — IEEE Trans. on Elect. Insul.: Vol. EI-9, No 4, December 1974, p. 129—136.
3. *Dakin T. W.* Electrical Insulation Deterioration //Electrotechnology, Vol. 3, 1960, pp.129—130.
4. IEC 1026 Standard, Guidelines for application of analytical test methods for thermal endurance testing of electrical insulating materials, First issue 1991.
5. *IEC 216 Statndard*, Guide for the determination of thermal endurance properties of electrical insulating materials. Part 1: General guidelines for aging procedures and evaluation of test results; Part 2: Choice criteria; Part 3: Instruction for calculating thermal endurance characteristics; Part 4: Eging ovens; Part 5: Guidelines for application of thermal endurance characteristics. Fourth issue (1990—1994).
6. *Койков С. Н., Цикин А. Н.* Электрическое старение твердых диэлектриков и надежность диэлектрических деталей. — Л.: Энергия, 1968. — 186 с.
7. *Кучинский Г. С., Кизеветтер В. Е., Пинталь Ю. С.* Изоляция установок высокого напряжения. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 368 с.

8. *Lee S. H., Park J.-K., Lee C.R., Suh K.S.* The Effect of Low-molecular-weight Speies on Space Charge and Conduction in LDPE //IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 4, No. 4, August 1997, pp. 425—432.
9. *Montanari G. C., Motori A.* Short-term Thermal Endurance Characterization of Polymeric Cable Insulating Materials. Use of Oxidative Stability Measurements // IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.3, No 4, August 1996, pp. 561—566.
10. *Mizuno T., Liu Y.S., Shiounoya W., Yasuoka K., Ishii S.* Electroluminescence in Insulating Polymers in ac Electric Fields //IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol. 4, No 4, August 1997, pp. 433—438.
11. *Набока Б. Г.* Твердая тонкослойная изоляция: контроль технологии изготовления и диагностика качества. — Харьков: Основа, 1996. — 180 с.
12. *Parpal J.-L., Crine J.-P., Dang C.* Electrical Aging of the Extruded Dielectric Cables. A Phisical Model //IEEE Transactions on Dielectrics and Electrical Insulation, Vol.4, No 2, Aplril 1996, pp. 197—209.

Глава 3
СТРУМ ТА ЕЛЕКТРОМАГНІТНЕ ПОЛЕ ПІД ЧАС ЗВОРОТНОГО УДАРУ БЛИСКАВКИ

(В. О. Шостак, В. І. Янішевський)

Знання про закономірності розряду блискавки, зокрема про струми та електромагнітні поля, що його супроводжують, — важливі для електроенергетики та багатьох інших галузей господарства (зв'язок, аерокосмічна галузь, авіація, наземний, водний та трубопровідний транспорт, нафтогазова промисловість, гірничовидобувна промисловість, будівництво, військова галузь, лісництво, аграрна галузь та ін.), для яких захист від прямої та індукованої дії блискавки є актуальним. Питання захисту включають у себе і різні аспекти електромагнітної сумісності (ЕМС) [1, 2], яка більш детально розглядається у гл. 22. Різке зростання використання у різних галузях та у побуті чутливої до електромагнітних полів електроніки (комп'ютерів, мікропроцесорної техніки та ін.) привело до нагальної необхідності уточнення умов її роботи і розробки адекватних методів та засобів захисту. У зв'язку з цим є важливи-

ми нові дослідження потужних електромагнітних імпульсів, зокрема тих, що виникають під час розряду блискавок у висотні споруди (комунікаційні вежі, комини теплових електростанцій, опори ЛЕП, високі будівлі тощо). Окреслені питання є, безумовно, актуальними і для України, для якої характерна висока інтенсивність грозової діяльності [3].

Знання про закономірності зв'язку характеристик, з одного боку, струму в руслі (каналі) блискавки та в об'єкті ураження і, з другого боку, електромагнітного поля, яке виникає на різних відстанях від цього струму, є важливим як для прямого завдання визначення поля і його дії на різні об'єкти, так і для зворотного завдання визначення струму за виміряним полем (наприклад, у системах дистанційної реєстрації блискавок).

Вплив окремих факторів на силу та форму електричного і магнітного полів, що виникають на різних стадіях розряду блискавки, на сьогодні досліджено задовільно лише для випадків ідеалізованих розрядів безпосередньо у рівну землю. Складна форма і характеристики реального струму блискавки для різних об'єктів суттєво відрізняються від спрощених наближень, що наводяться у нормативних документах та у відомих оглядових публікаціях [4, 5], на яких базуються окремі стандарти. Ці наближення часто зовсім необґрунтовано широко вживаються у практиці проектування й експлуатації обладнання. З іншого боку, сучасні детальні дослідження струмів та електромагнітних полів, які супроводжують розряди у висотні об'єкти, вказують на важливі особливості, про які не було відомо раніше (спотворення струмів, суттєве підсилення полів та ін.). Теоретичну розробку цих питань лише розпочато.

3.1. Коротка загальна характеристика розрядів блискавок

Існують різноманітні підходи щодо класифікації блискавок. Серед лінійних блискавок, зокрема тих, що проходять між хмарами та землею, за Берґером, звичайно виділяють їх головні чотири різновиди за напрямком початкового розвитку (з хмари до землі чи навпаки) та за полярністю (знаком заряду на хмарі, який нейтралізується в процесі розряду) [6]. Блискавка кожного з різновидів складається з окремих стадій, які характеризуються певними часовими і просторовими параметрами, струмом, зарядами і т. д. [6—8]. Взагалі головними відмінностями параметрів типових не-

гативних і позитивних розрядів є коротші тривалості фронту струмів ЗУ перших та суттєво більші амплітуди струмів других. Нижче коротко описано феноменологію лише двох різновидів негативних розрядів, які зустрічаються у переважній більшості випадків.

3.1.1. Негативні розряди у напрямку від хмари до землі

Різниця потенціалів між типовою грозовою хмарою та землею може досягати рівня близько 100 МВ. Розряди, які починаються з частини хмари з негативними зарядами і поширюються у напрямку до землі, становлять приблизно 90 % від усіх розрядів між хмарами та землею. Вони починаються звичайно у вигляді так званого *східчастого лідера* (СЛ) (*stepped leader* — в англійській термінології; *ступенчатый лидер* — у російській), який несе негативний заряд до землі. Звичайно він розвивається з так званими «гілками» (часто незавершеними відгалуженнями лідера; але в певних регіонах до 30 % розрядів можуть мати окремі гілки, які теж доходять до землі і вражають одним розрядом блискавки різні об'єкти на відстані 2—7 км один від одного). Середня швидкість лідера становить приблизно $3 \cdot 10^5$ м/с. Отже, при відстані між хмарою і землею 5 км лідер доходить до землі приблизно за 17 мс. Струм лідера становить у середньому 250 А.

Після контакту лідера із землею починається стадія так званого зворотного удару (ЗУ) (*return stroke, RS* — в англійській термінології; *обратный удар, главный разряд* — у російській), під час якої нейтралізується заряд у лідері. Фронт ЗУ рухається у напрямку до хмари зі значно більшою швидкістю, ніж її мав лідер — (0,05—0,5) c, де c — швидкість світла у вакуумі. Стадія першого ЗУ розряду блискавки на рівнинній місцевості характеризується типовим значенням струму 30 кА і супроводжується інтенсивним випромінюванням, у тому числі в оптичному діапазоні, та ударними звуковими хвилями (грім) [6, 7]. Характерний час імпульсу струму ЗУ становить кілька десятків мікросекунд. Зауважимо, що для різних географічних регіонів, кліматичних умов, рельєфів місцевості, властивостей ґрунту та інших факторів «типові» характеристики ЗУ досить помітно відрізняються.

Із завершенням цього першого ЗУ канал (русло) блискавки може частково охолодитися, і після певних перезарядних процесів у хмарі можуть з'явитися умови для виникнення нового лідера по

тому ж каналу — *стрілоподібного* (СПЛ) (дротикового; *dart* (англ.); *стреловидный* (рос.). Як правило, він вже не має гілок, швидкість його є більшою, ніж у східчастого і становить $2 \cdot 10^6$ м/с.

Після досягнення цим лідером землі розвивається так званий *наступний ЗУ* (*subsequent RS* — англ.). Швидкість руху його фронту в руслі звичайно дещо більша, ніж у випадку першого ЗУ. Амплітуди наступних ЗУ можуть бути і більші й менші, ніж у перших ЗУ (Janischewskyj et al., 1993), але фронти хвиль струму звичайно значно коротші у наступних ЗУ. Наприклад, у [4, 5] для наступних ЗУ наводиться середнє значення амплітуд струмів 12 кА.

Така послідовність процесів (СПЛ-ЗУ) може відбуватися в одному розряді блискавки кілька разів (типово від 2 до 4, хоча спостерігалися розряди, що мали 40 ЗУ). Між окремими послідовностями СПЛ-ЗУ часто спостерігають так званий *безперервний струм* (БС), або струм післясвітіння (*continuous current, CC* — англ.), відносно невеликої величини (100—1500 А) і досить тривалий у часі (150—900 мс). На стадії цього струму переноситься найбільша частина заряду в розряді. Існують й інші види класифікації імпульсів струмів (і відповідна термінологія) залежно від різних випадків їх появи у часі відносно безперервного струму (накладання на цей струм, передування йому, проходження у кінці його або в умовах його відсутності) та різновидів перезарядних процесів у хмарах [6, 9, 10].

При наближенні лідера (СЛ чи СПЛ) до землі, якщо там розташований який-небудь об'єкт, з нього може розвиватися так званий *зустрічний* лідер. Якщо обидва лідери зустрічаються, то відбувається *зустрічний розряд* (ЗР), у якому від точки зустрічі зворотні удари розвиваються у двох протилежних напрямках: до хмари і до землі. З прилеглих оточуючих об'єктів, які безпосередньо не вражаються блискавкою, також можуть виникати додаткові зустрічні лідери. Вони звичайно є коротшими і не з'єднуються з лідером, що розвивається від хмари. Їх інколи називають *незавершеними розрядами.*

3.1.2. Негативні розряди у напрямку від землі до хмари

Негативні розряди складають теж переважну кількість (90 %) з усіх розрядів, які ініціюються з землі до хмари [6]. Вони виникають звичайно лише з високих об'єктів і починаються з позитивного СЛ

з верхньої частини об'єкта. Часові характеристики цього СЛ приблизно такі ж, як і в описаного вище негативного СЛ, хоча умови його розвитку щодо значення напруженості електричного поля перед голівкою лідера і швидкості дещо відмінні. Як правило, досягнувши хмари, цей СЛ переходить у безперервний струм. Безпосередньо після цього лідера зворотного розряду від хмари не відбувається. Приблизно у 50 % випадків таких розрядів [6] після СЛ та БС тим же каналом з хмари у напрямку до землі розвивається стрілоподібний лідер. Коли він доходить до землі, вгору від землі до хмари проходить перший ЗУ. Далі послідовності СПЛ-ЗУ можуть повторюватися і супроводжуватися БС. Отже, починаючи зі стадії СПЛ процеси у розглянутих двох різновидах розрядів (від хмари чи від землі) досить схожі і, зокрема, часові та швидкісні їхні характеристики приблизно однакові. Щодо відмінностей, то розряди, які починаються з високих об'єктів, найчастіше мають дещо менші амплітуди струмів, ніж ті, що починаються з хмар. Але кількість наступних ударів у розрядах на високих об'єктах звичайно буває більшою.

У розрядах з високих об'єктів також спостерігаються зустрічні розряди [6]. Вони, зокрема, можуть мати місце при наближенні СПЛ до висотної споруди.

3.1.3. Кількість уражень блискавками

Кількість уражень землі розрядами блискавки залежить від інтенсивності грозової діяльності в даній місцевості. Поступово з розвитком технічних можливостей спостережень ці показники досліджувалися зі все більшою деталізацією. Спочатку реєструвалися і використовувалися для розрахунків грозозахисту умовні *грозодні* (скільки днів на рік чути грім у даній місцевості). Це так званий ізокеронічний рівень — *isokeraunic level* (англ.). Потім — *грозогодини* (на рік), пізніше — *питома щільність розрядів* на 1 км^2 протягом року *n*. В останні роки у світі широко розвинуто системи реєстрації блискавок, які дозволяють отримувати ще детальнішу статистику характеристик розрядів у певній місцевості (координати і час розрядів, кількість ЗУ в розрядах, їх полярність, параметри електричного і магнітного полів, приблизні величини амплітуд струмів ЗУ та ін.) [11].

На земній кулі щільність розрядів блискавок коливається від практично нульового рівня у приполярних районах до 20—30 роз-

рядів на 1 км^2 земної поверхні за рік у вологих тропічних зонах [3]. Загалом спостерігається тенденція збільшення цього показника від полюсів до екватора, але в пустелях він різко зменшується, а в регіонах з інтенсивним випаровуванням вологи збільшується. Крім того, є райони з підвищеною інтенсивністю локальних гроз. Для одних і тих самих регіонів характеристики грозової діяльності можуть досить широко змінюватися в окремі роки, тому для багатьох прикладних задач важливо мати дані, що ґрунтуються на багаторічних спостереженнях.

Згідно з [3] у розрахунках грозозахисту для території колишнього СРСР зв'язок між середньорічною тривалістю гроз у годинах і питомою щільністю n розрядів у землю рекомендується встановлювати за даними табл. 3.1.

Таблиця 3.1

Співвідношення між кількістю грозогодин та щільністю розрядів блискавок n на 1 км^2 протягом року

Кількість грозогодин на рік	10—20	20—40	40—60	60—80	80—100	100 і більше
Щільність розрядів блискавок n, км$^{-2}$ · рік$^{-1}$	1	2	4	5,5	7	8,5

Для України характерна досить інтенсивна грозова діяльність — від 40 до 100 і більше грозогодин на рік. Найвищі її показники спостерігаються в Карпатському регіоні, на Донеччині, на Дніпропетровщині. Підвищена інтенсивність локальних гроз також спостерігається у районі Києва.

Стосовно кількості уражень окремих підвищених об'єктів на поверхні землі, то, згідно з приблизними методиками [3], вважається, що, наприклад, для зосереджених об'єктів (комини, вежі, башти) з висотою до 150 м кількість уражень N блискавками з хмари до землі протягом року пропорційна до квадрата висоти об'єкта h (м):

$$N = \pi R_0^2 n = 9\pi h^2 n \cdot 10^{-6}, \qquad (3.1)$$

де $R_0 = 3h$ — радіус стягування блискавок до об'єкта, м; n — питома щільність розрядів, км$^{-2}$·рік$^{-1}$. Для незосереджених споруд використовують дещо інші розрахункові формули [3].

При більших висотах об'єктів домінують блискавки типу об'єкт-хмара, і їх кількість теж зростає приблизно пропорційно до квадра-

та висоти об'єкта. Такі наближення відповідають експериментальним спостереженням, зокрема на високих телекомунікаційних вежах у регіонах з не дуже великою тривалістю гроз. Так, на Останкінській телевежі у Москві (548 м) спостерігалося в середньому за рік 1—2 розряди з хмар до вежі і близько 30 розрядів з вежі до хмар [3]. Схожі співвідношення (~3 %) спостерігалися і для вежі CNT (Canadian National Tower) у Торонто, яка має висоту 553 м, але загальна кількість розрядів дещо більша (30—70 на рік), що пов'язано з розташуванням вежі у регіоні з іншими кліматичними умовами [12].

Щодо розрахунків кількості уражень об'єктів блискавками з хмари до землі, то слід зауважити, що в світі вже розроблені і використовуються підходи, новіші від запропонованих у діючих в Україні нормативних документах [3] чи в попередніх підручниках з ТВН (наприклад, [13, 14]). Зокрема, при визначенні відстані орієнтування лідера на об'єкт ураження за новими методиками враховується значення заряду, який несе лідер. Остаточно у практичні формули для розрахунків згаданої відстані і, таким чином, у вирази для кількості уражень входить значення амплітуди струму ЗУ, пов'язане зі значенням і характером розподілу заряду в лідері. Наприклад, згідно з дослідженнями Еріксона (A. J. Eriksson; «електрогеометрична модель») для підвищених зосереджених об'єктів типу веж радіус стягування (притягання; *attractive radius — англ.*) R_0 можна оцінювати за виразом

$$R_0 = 0{,}84 \cdot h^{0.6} I^{0.74}, \qquad (3.2)$$

де I — амплітуда струму ЗУ, кА; h, м; R_0 м.

3.1.4. Дослідження характеристик розрядів блискавок на висотних спорудах

Одними з перших ґрунтовні дослідження розрядів блискавок у висотні споруди проводили МакЕхрон (McEachron, 1941) і Гаґенґут та Андерсон (J. H. Hagenguth, J. G. Anderson, 1952) на хмарочосі Емпайр Стейт Билдінг (Empire State Building, ESB) у Нью-Йорку (США) та Берґер (K. Berger, 1967, 1972) на дослідницьких вежах у Швейцарії (гора Monte San Salvatore). У подальшому дослідження блискавок на поодиноких спорудах різної висоти розвивалися у Південній Африці (R. B. Anderson, A. J. Eriksson), у Німеччині (T. Zundl, O. Beierl, F. Heidler, H. Steinbigler, J. Wiesinger, C. Hopf, F. Fuchs), знову у Швейцарії (E. Montadon, W. Hadrian), в ЧССР

(F. Popolansky), в Польщі (S. Szpor et al.), у Канаді (W. Janischewskyj, A. Podgorski, J.-S. Chang, W. Chisholm, A. M. Hussein, V. Shostak, F. Rachidi), в Італії (E. Garbagnati, G. B. Lo Piparo, L. Dellera), в Австрії (G. Diendorfer, W. Schulz) та інших країнах. На території колишнього СРСР відповідні дослідження проводилися на Останкінській телевежі у Москві (Б. М. Горін, А. Б. Шкільов, В. І. Лєвітов та Є. М. Базелян [15, 16]). Штучно ініційовані блискавки досліджувалися переважно у Франції (*C. Leteinturier, J. H. Hamelin, A. Eybert-Berard, P. Depasse, P. Laroche*), США (J. C. Willett, C. Weidman, P. Hubert, R. J. Fisher, V. A. Rakov, M. A. Uman, G. H. Schnetzer et al.) та Японії (K. Horii et al.).

Деякі характеристики зворотних ударів розрядів, що досліджувалися на різних висотних спорудах, наведено у табл. 3.2, де прийнято такі додаткові позначення: Q — заряд імпульсу струму ЗУ; S_m — максимальна стрімкість зростання струму на фронті імпульсу; T-10 — час зростання цього фронту від 10 до 90 % амплітуди; L — висота основи споруди відносно рівня моря; h — висота споруди, а у випадку блискавок, ініційованих ракетами, — висота ракети над землею на момент появи розряду; $(L + h)$ — так звана ефектив-

Таблиця 3.2.

Середні характеристики ЗУ негативних розрядів блискавки у висотні споруди

Різновид блискавки та місце спостереження	I, кА	Q, Кл	S_m, кА/мкс	T-10, мкс	$L + h$, м
З хмари вниз до землі/споруди					
Швейцарія — дослідницькі вежі (Berger)	30	4,5	12	4,4	915 + 55
Італія — дослідницькі вежі (Garbagnati et al.)	33	2,8	14	7,2	990 + 40
Канада — вежа CNT (Janischewskyj et al. 1991)	40	2,0	20	3,7	72 + 553
Із землі/споруди до хмари вгору					
Ініційовані зі споруд					
США — ESB (McEachron)	7	0,13	19	0,80	40 + 410
США — ESB (Hagenguth, Anderson)	10	—	—	—	40 + 410
Швейцарія — дослідницькі вежі (Berger)	10	0,77	26	0,80	915 + 55
Італія — дослідницькі вежі (Garbagnati et al.)	8	0,60	13	1,04	990 + 40
Канада — вежа CNT (Janischewskyj et al., 1991)	15	0,79	74	0,54	72 + 553

Продовження табл. 3.2

Різновид блискавки та місце спостереження	I, кА	Q, Кл	S_m, кА/мкс	T-10, мкс	$L + h$, м
Канада — вежа CNT (Hussein et al., 1992—2001)	7,2	—	19	0,64	72 + 553
Німеччина — вежа Peissenberg (Zundl et al.)	8,0	—	35	—	(–) + 162
Росія — Останкінська телевежа (Горін та ін.)	9	—	—	—	(–) + 540
Ініційовані ракетами					
США — New Mexico (Hubert et al., 1984)	18	0,35	—	0,50	3300 + 216
Франція — St. Privat d'Allier (Leteinturier et al., 1987)	17	—	68	0,30	1100 + 210
США — Florida (Willett et al., 1988)	18	—	130	0,34	0 + 380

на висота ініціювання блискавки. Наведені дані отримані на висотних спорудах при вимірюваннях в їх верхній частині, а у випадку штучної ініціації блискавок — поблизу землі.

3.2. Розряд безпосередньо у землю

3.2.1. Експериментальні дані

Прямих експериментальних даних про струми природних розрядів блискавок безпосередньо у землю насправді існує дуже мало. Досі при проектуванні грозозахисту об'єктів малої та помірної висоти широко використовуються статистичні дані, що фактично зібрані на різних інструментованих вежах у світі й закладені у так звані кумулятивні розподіли [4, 5, 14]. Ці розподіли подають вірогідність появи блискавки з якимсь параметром (амплітуда струму, його похідна, заряд, час наростання фронту від 10 до 90 %, кількість ЗУ, інтеграл дії тощо), який не менший за певну величину. Наприклад, згідно з таким розподілом для струмів перших ударів негативних розрядів з хмари до землі у 50 % випадків можна очікувати значення амплітуди не менш як 30 кА. Хоча в згаданих та інших публікаціях є дані щодо кореляції значень різних характеристик в одному ударі, досить часто на практиці ними нехтують (не завжди обгрунтовано) і використовують апроксимації комбінацій згаданих кумулятивних розподілів без врахування взаємозв'язку різних параметрів (наприклад, див. у [14]).

Чимало даних про струми накопичено також для так званих штучно ініційованих (ракетами з довгим провідником) блискавок, для яких струм прямо вимірювався переважно на рівні землі або на малій щоглі. Але ініціювання цих блискавок все ж суттєво відрізняється від природного (залишки парів металу розплавленого дроту та ін.), тому з певними застереженнями можна вважати, що лише наступні ЗУ можуть мати деяку відповідність із ударами природних блискавок.

Що стосується вимірювання полів, які супроводжують розряди природних блискавок, то, зрозуміло, тут ситуація набагато краща, ніж зі струмами, немає потреби жорсткої «прив'язки» засобів вимірювання до місця розряду на землі, як це необхідно у випадку вимірювання струмів. Існує багато досліджень полів з одночасною відеореєстрацією блискавок, що дозволяє оцінювати вплив відстані до розряду, швидкості фронту зворотного удару, форми каналу та інших факторів на характеристики електричного та магнітного полів. Особливо велика кількість інформації про поля накопичується при використанні систем дистанційної локації та реєстрації параметрів блискавок. Але оцінювання амплітуд струмів на підставі цих даних все ще робиться з великими похибками (невизначеність зі швидкістю фронту ЗУ та наявністю об'єкта ураження, обмеженість моделей та ін.). Експериментальні дані щодо полів від розрядів у землю підтверджують згадану вище відмінність у характеристиках струмів першого та наступного ЗУ.

Приклади типових форм хвиль при розрядах у землю на різних відстанях спостереження наведено на рис. 3.1 [17].

3.2.2. Моделювання ЗУ

Існує багато різновидів моделей блискавки, зокрема і для стадії ЗУ. Серед грунтовних оглядів у першу чергу треба назвати роботи М. Юмана, В. Ракова та Р. Тотапіліля [6, 9, 18]. Наприклад, за В. Раковим [9], можна виділити моделі чотирьох класів: 1) газодинамічні; 2) електромагнітні; 3) на основі кіл з розподіленими параметрами; 4) «інженерні». Адекватність моделей останніх трьох класів звичайно найбільш зручно встановлюється на підставі вимірювань електричного та магнітного полів від природних та штучно ініційованих блискавок. Далі ми розглядатимемо лише моделі з вертикальним каналом розряду без гілок. Також обмежимося описом лише «інженерних» моделей.

В «інженерних» моделях просторовий і часовий розподіл струму в каналі (або лінійна щільність заряду) визначається на підставі таких експериментальних характеристик ЗУ, як струм в основі каналу (біля землі), швидкість розповсюдження фронту ЗУ вгору, профіль оптичного випромінювання з каналу [9]. Акцент робиться на досягненні відповідності полів за моделлю та експериментальних для відстаней спостереження від десятків метрів до сотень кілометрів. Характерною рисою цих моделей є невелика кількість параметрів (звичайно один чи два), окрім струму в основі каналу, який береться на підставі вимірювань чи вважається відомим.

Звичайно струм подають наближено певним аналітичним виразом. Досить повний огляд таких виразів був виконаний В. Кравченком — у вигляді зручної порівняльної таблиці, де також зазначаються переваги чи обмеження при використанні тих або інших наближень [8]. Найчастіше ці вирази — різноманітні комбінації експоненціальних функцій. Деякі приклади конкретних виразів наближень для струмів ЗУ будуть наведені далі при розгляді моделей для блискавок на висотних спорудах.

3.2.2.1. Струми

Отже, в «інженерних» моделях записують рівняння, що визначає зв'язок між струмом уздовж каналу $I(z', t)$ на будь-якій висоті z' у будь-який час t та струмом в основі каналу $I(0, t)$, тобто де $z' = 0$. Еквівалентний вираз для лінійної щільності заряду в каналі $\rho(z', t)$ може бути отриманий з використанням рівняння неперервності [19].

Ряд простих «інженерних» моделей може бути подано рівнянням (Rakov, 1997):

$$I(z', t) = u(t - z'/v_f)P(z')I(0, t - z'/v), \qquad (3.3)$$

де u — функція Гевісайда, $u = 1$ для $t \geqslant z'/v_f$ та $u = 0$ в протилежному випадку; $P(z')$ — коефіцієнт затухання струму, який залежить від висоти (Rakov та Dulzon, 1991); v_f — швидкість поширення фронту ЗУ вгору (або просто швидкість ЗУ); v — швидкість поширення хвилі струму. Для п'яти моделей вирази для $P(z')$ та v наведені у табл. 3.3.

До табл. 3.3 включено такі моделі: TL (transmission-line) — довгої лінії (передачі); MTLL (modified transmission-line model with linear current decay) — модифікована модель довгої лінії з лінійним затуханням струму із висотою; MTLE (modified transmission-line

Таблиця 3.3

$P(z')$ та v для деяких «інженерних» моделей за В. Раковим [9]

Модель	$P(z')$	v
TL (Uman та McLain, 1969)	1	v_f
MTLL (Rakov та Dulzon, 1987)	$1 - z'/H$	v_f
MTLE (Nucci et al., 1988)	$\exp(-z'/\text{л})$	v_f
BG (Bruce та Golde, 1941)	1	∞
TCS (Heidler, 1985)	1	$-c$

model with exponential current decay) — модифікована модель довгої лінії з експоненціальним затуханням струму з висотою; BG — модель Брюса-Ґолде; TCS (traveling current source) — модель джерела струму, що рухається. У наведених виразах позначено: H — повна висота каналу; λ — стала затухання струму (згідно з Nucci et al., 1988 та [20] становить близько 2000 м).

Найбільш вживані «інженерні» моделі поділяють на дві категорії: моделі на основі довгої лінії (TL, MTLL, MTLE) та моделі на основі рухомого джерела струму (BG, DU, TCS). Кожна з таких моделей може бути описана власними рівняннями струму або лінійної щільності зарядів (табл. 3.4 та 3.5; у наведених у цих таблицях виразах функції Гевісайда, подібні до тої, що є у (3.3), умовно не включено). Головна різниця цих двох категорій моделей щодо характеристики струму полягає у відмінності напрямку руху хвилі струму: вгору для моделей на основі довгої лінії ($v_f = v$) та вниз для моделей категорії рухомого джерела струму ($v = -c$). У моделях рухомого джерела струму вважається, що струм ЗУ генерує-

Таблиця 3.4

Моделі на основі довгих ліній для $t \geqslant z'/v_f$ [9]

Модель	Рівняння
TL (Uman та McLain, 1969)	$I(z', t) = I(0, t - z'/v)$
	$\rho_L(z', t) = [I(0, t - z'/v)]/v$
MTLL (Rakov та Dulzon, 1987)	$I(z', t) = (1 - z'/H)\, I(0, t - z'/v)$
	$\rho_L(z', t) = [(1 - z'/H)\, I(0, t - z'/v)]/v + Q(z', t)/H$
MTLE (Nucci et al., 1988)	$I(z', t) = e^{-z'/\text{л}}\, I(0, t - z'/v)$
	$\rho_L(z', t) = [e^{-z'/\text{л}}\, I(0, t - z'/v)]/v + [e^{-z'/\text{л}}\, Q(z', t)]/\text{л}$

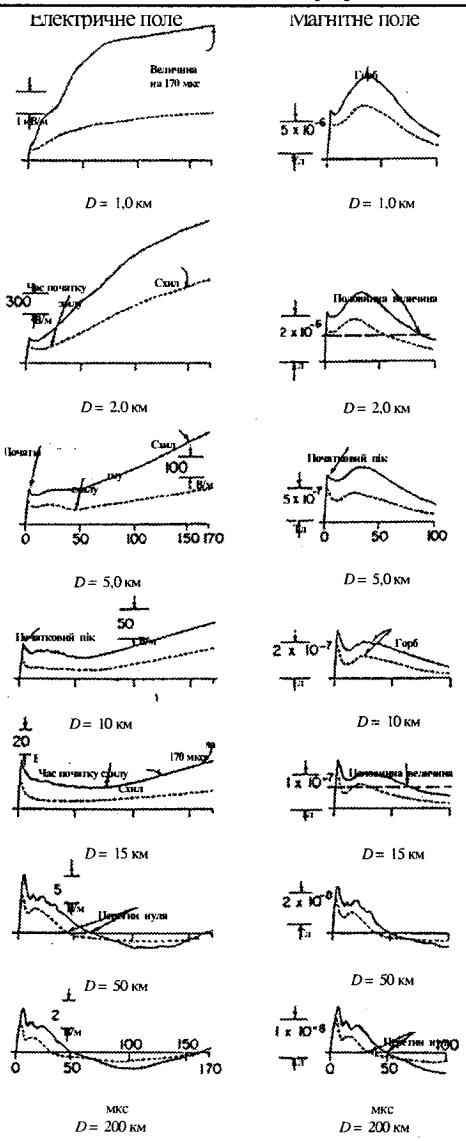


Рис. 3.1. Типові хвилі напруженості вертикального електричного поля (ліва колонка) та індукції горизонтального магнітного поля (права колонка) для перших (суцільна лінія) та наступних (пунктирна лінія) зворотних ударів на відстанях 1, 2, 5, 10, 15, 50 та 200 км (*Lin et al.*, 1979 [3.17]) (окремі характеристики, які визначалися для обох полів, позначені на рисунку стрілками).

ся на фронті ЗУ, що рухається вгору, і поширюється вниз. Модель BG може розглядатися математично як частковий випадок моделі TCS або моделі TL. Серед моделей категорії рухомого джерела струму (табл. 3.5) також наведено модель DU (Diendorfer та Uman, 1990). На відміну від моделі TCS, де струм на певній висоті «вмикається» миттєво, коли фронт проходить цю висоту, у моделі Дієндорфера-Юмана струм «вмикається» поступово (експоненціально з константою часу розряду τ_D). Існують й інші моделі, у тому числі модифіковані версії деяких з названих вище (Thottappillil, 1994; Cvetich et al., 1998).

У табл. 3.4: $Q(z',t) = \int\limits_{z'/v}^{t} I(0,\tau - z'/v)d\tau$; $v = v_f = \text{const}$; $H = \text{const}$; $\lambda = \text{const}$.

У табл. 3.5: $v^* = v_f/(1 + v_f/c)$; $v_f = \text{const}$; $\tau_D = \text{const}$.

Таблиця 3.5

Моделі на основі рухомого джерела струму для $t \geqslant z'/v_f$ [9]

Модель	Рівняння
BG (Bruce та Golde, 1941)	$I(z', t) = I(0, t)$
	$\rho_L(z', t) = [I(0, z'/v_f)]/v_f$
TCS (Heidler, 1985)	$I(z', t) = I(0, t + z'/c)$
	$\rho_L(z', t) = -[I(0, t + z'/c)]/c + I(0, z'/v^*)/v^*$
DU (Diendorfer та Uman, 1990)	$I(z', t) = I(0, t + z'/c) - I(0, z'/v^*)\, e^{-(t - z'/v_f)/\tau_D}$
	$\rho_L(z',t) = -\frac{I(0,t+z'/c)}{c} - \left[\frac{I(0,z'/v^*)}{v_f} + \frac{\tau_D}{v^*}\frac{dI(0,z'/v^*)}{dt}\right] e^{-(t-z'/v_f)/\tau_D} + \frac{I(0,z'/v^*)}{v^*} + \frac{\tau_D}{v^*}\frac{dI(0,z'/v^*)}{dt}.$

3.2.2.2. Поля

Розраховані з використанням певної моделі ЗУ часові та просторові (уздовж каналу) розподіли струму можна використати для розрахунків електричного та магнітного полів, які виникають вна-

слідок розподілу зарядів і протікання струмів. Наприклад, відповідні вирази для розрахунку електричного та магнітного полів для будь-якої точки над поверхнею ідеально провідної землі, що виникають від вертикального каналу зі струмом, були отримані Юманом та Мастером з рівнянь Максвелла і застосовані до розрахунків полів блискавок. Оскільки більшість вимірювань таких полів проводиться на рівні землі, то найчастіше застосовуються рівняння, які відповідають цьому важливому частковому випадкові ($z = 0$). Для вертикального каналу (русла) з висотами основи H_B (типово — нуль на рівні землі) та вершини H_T (рис. 3.2) вирази для напруженостей електричного (E) та магнітного (H) полів у циліндричній системі координат (r, Ф, z) мають вигляд [6]:

$$E(r,\Phi,0,t)=\frac{1}{2\pi\varepsilon_o}\left[\int_{H_B}^{H_T}\frac{2z'^2-r^2}{R^5}\int_0^t i(z',\tau-R/c)d\tau dz'+\right.$$

$$\left.+\int_{H_B}^{H_T}\frac{2z'^2-r^2}{cR^4}i(z',t-R/c)dz'-\int_{H_B}^{H_T}\frac{r^2}{c^2R^3}\frac{\partial i(z',t-R/c)}{\partial t}dz'\right]\mathbf{a}_z;\quad(3.4)$$

$$H(r,\Phi,0,t)=\frac{1}{2\pi}\left[\int_{H_B}^{H_T}\frac{r}{R^3}i(z',t-R/c)dz'+\int_{H_B}^{H_T}\frac{r}{cR^2}\frac{\partial i(z',t-R/c)}{\partial t}dz'\right]\mathbf{a}_\Phi,\quad(3.5)$$

де ε_0 — діелектрична константа; r — відстань від основи каналу до точки P спостереження поля на землі; R — відстань від поточного елемента каналу зі струмом до точки спостереження поля; t — час; Ф — азимутальний кут; z' та z — висоти відповідно у каналі й у точці спостереження; $\mathbf{a}_z$ та $\mathbf{a}_\Phi$ — орти циліндричної системи координат; $(t - R/c)$ — враховує ефект «запізнення» поля у точці спостереження відносно змін струму в каналі.

Отже, для випадку розташування точки спостереження на рівні землі мають місце дві складові результуючого поля — вертикальне електричне поле та азимутальне магнітне. Кожна зі складових поля містить окремі компоненти. У (3.4) перший член відповідає електростатичній компоненті поля (визначається зарядами, які переносяться струмом), другий — індукційній (проміжній, вона пропорційна до струму), третій — радіаційній (пропорційна до швидкості зміни струму). У (3.5) перший член — індукційне (магнітостатичне) поле, другий — радіаційне. Окремі компоненти різною мірою залежать від відстані до каналу блискавки. У далекій

зоні спостереження ($r \approx R$) електричне і магнітне поля випромінювання (радіаційні) змінюються пропорційно до r^{-1}, тобто зменшуються пропорційно до відстані від точки спостереження. Решта компонент при цьому є значно меншими (індукційні — пропорційні до r^{-2}, а електростатична — до r^{-3}).

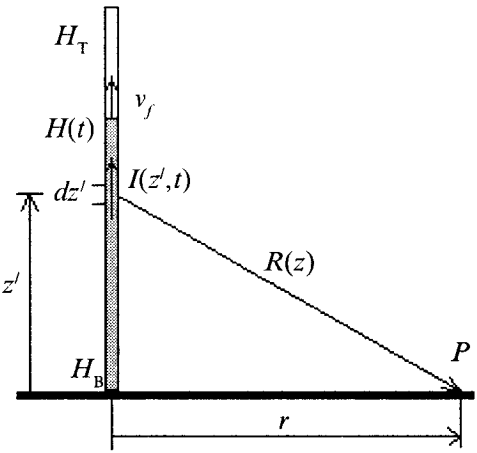


Рис. 3.2. Ескіз вертикального каналу зі струмом до розрахунків електричного та магнітного полів блискавки у точці P на рівні землі.

У спеціальній літературі можна знайти й інші, у тому числі більш загальні, вирази, ніж (3.4) та (3.5), для розрахунків складових поля. Наприклад, у [19], крім деяких інших уточнень, кожен з виразів доповнений ще одним членом, який враховує особливості умов на фронті ЗУ для певних моделей (BG, TCS) або специфічну форму (початок не з нуля) струму в основі каналу (у випадку моделей на основі довгих ліній).

Згідно з моделлю TL за певних умов, що зазначені нижче, вертикальна радіаційна компонента електричного поля E_z^{rad} на рівні землі (а також горизонтальна радіаційна компонента магнітного поля H_Φ^{rad}) є пропорційною до струму в основі каналу:

$$E_z^{\text{rad}}(r,t) = -\frac{v}{2\pi\varepsilon_0 c^2 r} I(0, t - r/c), \qquad (3.6)$$

де v — швидкість поширення хвилі струму вгору (те саме, що v_f у моделях TL, MTLL, MTLE). Згадувана компонента магнітного поля пов'язана із записаною вище компонентою електричного поля таким чином: $\left|H_\Phi^{\text{rad}}\right| = \left|E_z^{\text{rad}}\right| \varepsilon_0 c$.

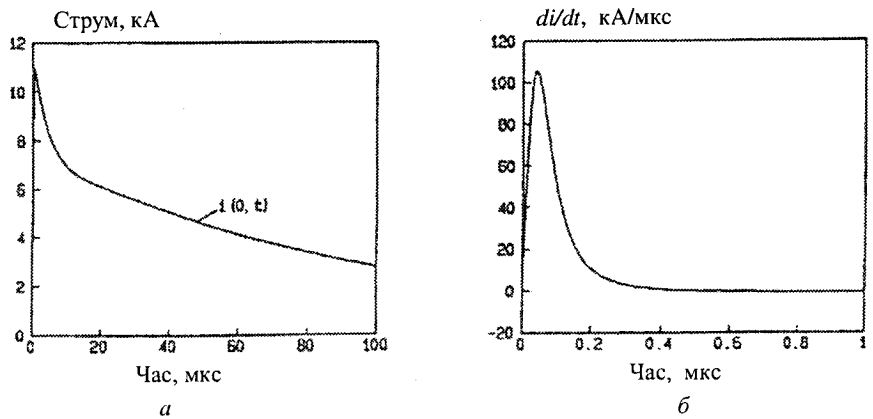
Вираз (3.6) для «далекого» поля є справедливим за таких умов (Uman et al., 1975 та [9]): 1) висота над землею фронту каналу ЗУ, який рухається вгору, є набагато меншою, ніж відстань r; тобто всі точки каналу, що роблять внески у результуюче поле, знаходяться приблизно на однаковій відстані від спостерігача; 2) фронт ЗУ просувається з постійною швидкістю; 3) фронт ЗУ ще не досяг вершини каналу; 4) провідність землі є досить високою, тобто ефекта-

ми поширення поля (зокрема, затухання) можна нехтувати. При виведенні виразу (3.6) вважалося, що додатний напрямок струму — вгору (що відповідає розрядженню негативної частини хмари для найбільш типових розрядів), а додатний напрямок результуючого поля — вниз (у від'ємному напрямкові z).

3.2.2.3. Результати моделювання

На рис. 3.3 наведено приклад зміни типового струму та його похідної у часі, які використовувалися для моделювання полів [21], а на рис. 3.4—3.6 — деякі приклади результатів моделювання вертикального електричного та азимутального магнітного полів на основі розглянутих вище моделей зворотного удару у випадку розряду блискавки з вертикальним каналом безпосередньо у землю [19, 21]. На рис. 3.4—3.6 подано результати зміни полів для різних часових інтервалів спостереження (перші 100 та 5 мкс) та різних відстаней (50 м, 5 км, 100 км). Порівняння цих результатів з експериментальними спостереженнями (у тому числі з тими, що наводилися на рис. 3.1) показують, що хоч окремі моделі й відтворюють загальні тенденції щодо домінування тих чи інших компонент полів, але ступінь успішності цього відтворення на різних відстанях і часових інтервалах є неоднаковим.

На підставі аналізу експериментальних та модельних результатів (з використанням як типових, так і специфічних для конкретних розрядів характеристик) можна підсумувати [9]: 1) співвідно-



а *б*

Рис. 3.3. Струм (*а*), заданий на рівні землі, та похідна цього струму (*б*), які використовувалися Нуччі та ін. [21] і Тотапіліпом та ін. [19] для перевірки моделей ЗУ з використанням типових характеристик.

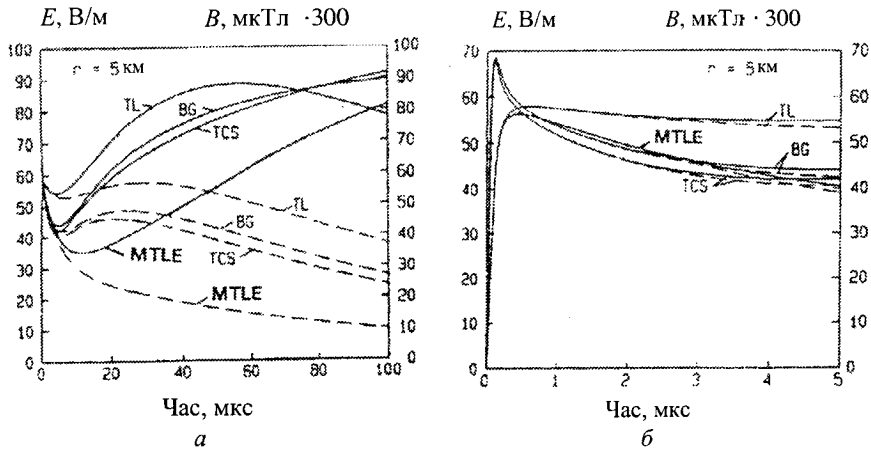


Рис. 3.4. Розраховані вертикальне електричне (ліва шкала, суцільна лінія) та горизонтальне магнітне (права шкала, пунктирна лінія) поля відповідно до чотирьох моделей на відстані r = 5 км для початкового інтервалу часу 100 мкс (*а*) та 5 мкс (*б*) [21].

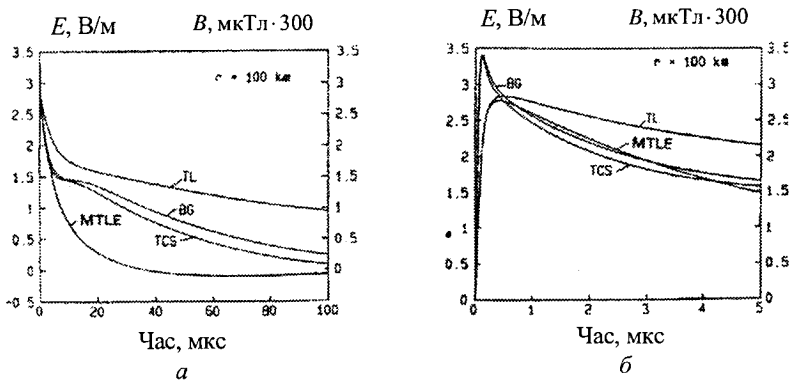


Рис. 3.5. Розраховані електричне (ліва шкала) та магнітне (права шкала) поля відповідно до чотирьох моделей на відстані r = 100 км для початкового інтервалу часу 100 мкс (*а*) та 5 мкс (*б*) [21].

шення між початковими піками поля та струму досить надійно передбачається моделями TL, MTLL, MTLE та DU; 2) електричні поля на відстані у десятки метрів від русла після перших 10—15 мкс досить надійно подаються моделями MTLL, BG, TCS та DU, але не моделями TL та MTLE; 3) з точки зору відтворення полів у ши-

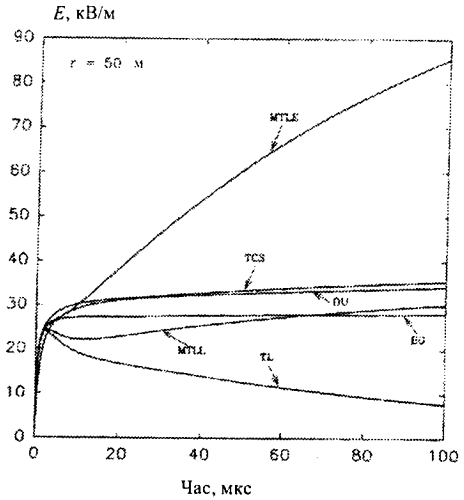


Рис. 3.6. Розраховані електричні поля відповідно до шести моделей зворотного удару на відстані r = 50 м [19].

рокому часовому діапазоні (100 мкс) на відстанях 5 км (для яких проводилося порівняння з випадками зі специфічними параметрами для кожного розряду штучно ініційованих блискавок) жодна з моделей не може вважатися задовільною.

Враховуючи відповідність експериментальних спостережень та простоту математичного опису, розглянуті «інженерні» моделі можна розставити у певному порядку. Це, звичайно, дещо суб'єктивно, як і будь-які експертні оцінки, але може бути наближенням до реального стану речей. Наприклад, В. Раков розставив «інженерні» моделі в такому порядку (зниження рангу): MTLL, DU, MTLE, TCS, BG та TL [9]. Незважаючи на «останнє» місце простої TL-моделі, вона задовільно відтворює початкові піки поля, тому досить широко рекомендується для оцінок початкового піку поля в певній точці за відомим значенням піку струму і, навпаки, струму за виміряним на відомій відстані полем. Зокрема, TL-модель тривалий час застосовувалася і в системах локації та дистанційної реєстрації параметрів блискавок [11]. За повідомленням В. Ракова, тепер в цих системах використовують регресійне рівняння, яке ґрунтується на даних, отриманих в експериментах зі штучно ініційованими блискавками.

Зауважимо, що вище розглядалися струми і поля, пов'язані лише зі стадією ЗУ. Але важливо пам'ятати, що, наприклад, елек-

тричні поля і на інших стадіях (зокрема, під час проростання лідера) можуть мати такі ж значення, що і поля на стадії ЗУ [19]. Ці питання потребують окремого розгляду, а появу таких полів також треба враховувати при розв'язанні окремих задач грозозахисту.

3.3. Розряд у високу вежу

Найчастіше розряди блискавок між хмарою та твердою поверхнею землі відбуваються через якийсь об'єкт на поверхні землі, що часто є вищим за структури чи споруди, які його оточують. Струми та електромагнітні поля таких розрядів мають багато важливих особливостей і відмінностей у порівнянні з розрядами безпосередньо у землю. У зв'язку з цим протягом останнього десятиріччя дослідники зосереджували нові зусилля на експериментальному вивченні й моделюванні зміни та розподілу *струму* зворотного удару блискавки та відповідного *електромагнітного випромінювання* у випадку розрядів у високі об'єкти.

3.3.1. Експериментальні дані

Попередньо деякі характеристики розрядів блискавок, отриманих на підставі експериментальних спостережень, вже наводилися у табл. 3.2. У цьому пункті ми переважно використовуватимемо дані реєстрації розрядів блискавки у телевізійну вежу CNT. Опис характеристик експериментального обладнання можна знайти, наприклад, у [12]. Наведені нижче дані стосуються негативних розрядів, які ініціюються вгору від вежі до хмар.

У табл. 3.6 подано *відносні* величини, а саме середні відношення характеристик наступного удару до першого. Струми вимірювались безпосередньо на вежі (на висотах 474 та 509 м, де розташований перший FRC та другий SRC датчики запису похідної струму), а поля — на відстані 2 км (на даху будинку з висотою близько 30 м).

У табл. 3.6 прийняті такі позначення: I_1, I_n — значення амплітуд перших піків інжектованих струмів першого та наступного ударів ЗУ; S_{i1}, S_{in} — максимальні значення похідних цих струмів; H_1, H_n, E_1, E_n — значення амплітуд напруженостей магнітного H та електричного E полів, що відповідають струмам першого та наступного ударів ЗУ з амплітудами I_1, I_n.

Таблиця 3.6

Відношення характеристик наступних та перших зворотних ударів (струми та поля) [22]

Відношення	Набір даних*			
	1991—96 (52)	1991 (11)	1995 (21)	1996 (30)
$r_i = I_n/I_1$**	1,064	0,856	1,597	0,745
S_{in}/S_{i1}	4,713	1,356	4,531	5,365
$r_h = H_n/H_1$	1,16	0,882	—	—
$r_e = E_n/E_1$	—	0,806	1,716	1,643
r_h/r_i	1,089	1,030	—	—
r_e/r_i	—	0,942	1,081	2,205

Примітки:

* роки та кількість (у дужках) врахованих ударів у наборі даних;

** за пікові значення струмів прийнято «перші піки» у записі хвилі струму, і вони в подальшому вживаються як амплітудна величина інжектованого струму (Janischewskyj et al., 1993).

Далі розглянемо особливості *форми хвиль* (*імпульсів*) струму і полів та *абсолютні* значення характеристик, що спостерігаються для реальних блискавок.

Приклади типових хвиль струму, а також азимутального магнітного та вертикального електричного полів (на відстані 2 км) подано на рис. 3.7 та 3.8.

У випадку *хвиль струму* стає помітною відмінність для перших та наступних ЗУ в тих самих розрядах (рис. 3.7). З ненаведених тут записів струму на різних висотах уздовж вежі також можна зробити висновок про їх певну відмінність між собою. Взагалі форма струмів суттєво відрізняється від тієї, яку їм звичайно приписують при розрядах безпосередньо у землю і в різноманітних задачах наближують (апроксимують) відносно простими експоненціальними виразами (див. рис. 3.3). У більшості записів хвиль струму зі стрімкими фронтами ясно спостерігається *перший пік* на фронті. Він відповідає піковому значенню імпульсу ЗУ, інжектованому на верхній частині вежі. *Абсолютний пік* усіх хвиль залежить від першого (головного) відбиття інжектованого імпульсу від землі. Численні додаткові деталі в осцилограмах хвиль можуть бути викликані: відбиттями на неоднорідностях складної структури вежі; багаторазовими відбиттями імпульсів струму між кінцями вежі; багаторазовими відбиттями імпульсів струму у руслі ЗУ; непрямою формою русла; зустрічним розрядом та ін.

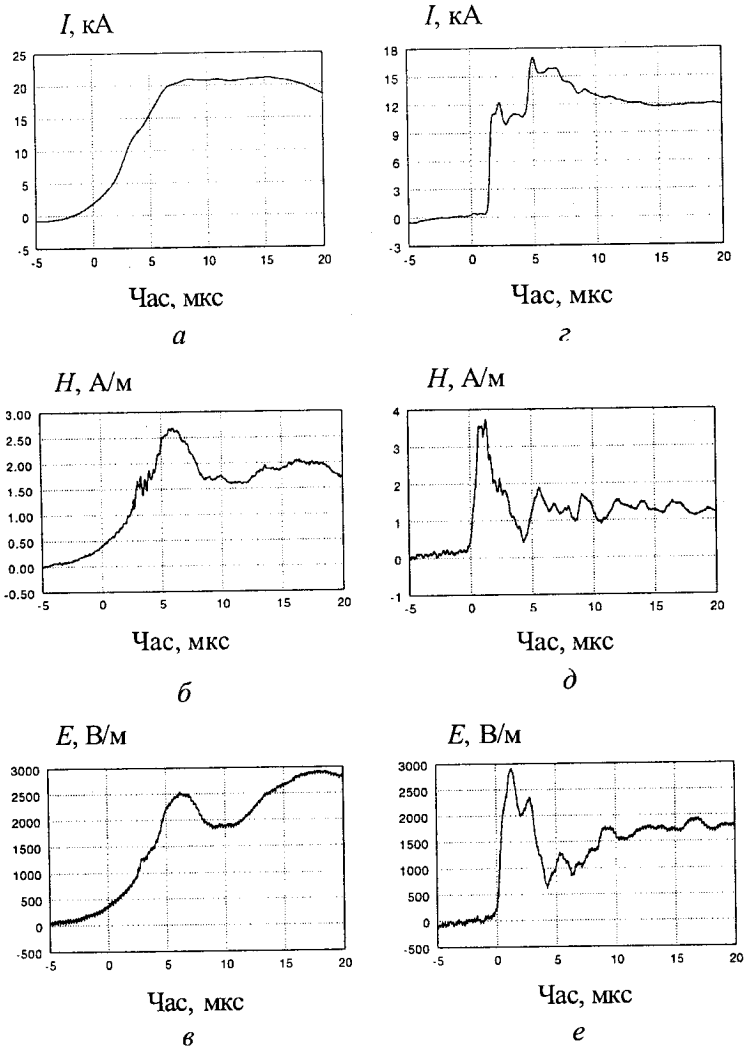


Рис. 3.7. Експериментальні хвилі характеристик струму I та H і E полів (на відстані 2 км) першого (*а—в*) та другого (*г—е*) ЗУ розряду F1086070/96 на CNT.

Хвилі магнітного поля (рис. 3.7, 3.8) на початковому інтервалі часу (одиниці мікросекунд) типово мають великий перший пік, який часто може складатися з двох (або більше) підпіків. Далі, як для перших, так і для наступних ЗУ може спостерігатися різкий

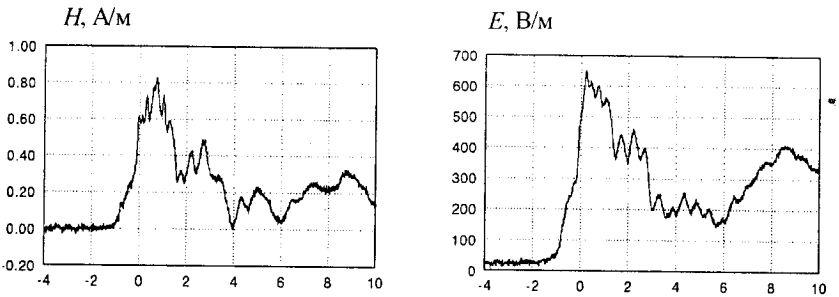


Рис. 3.8. Експериментальні хвилі характеристик полів H і E (на відстані 2 км) наступного ЗУ (G3136204.2/99) розряду на CNT.

спад до мінімуму або навіть перетинання нуля десь в інтервалі часу 3—6 мкс. Потім хвиля наростає поволі з осциляціями до другого піку (звичайно меншого за перший), який має місце десь на 10-й мкс.

Хвилі електричного поля (рис. 3.7, 3.8) на тому ж початковому інтервалі часу мають майже ті самі риси, що і хвилі магнітного поля. Але поява додаткового піку після головного абсолютного піку здається більш постійною властивістю хвиль електричного поля більшості зареєстрованих блискавок. Записи розвитку русла блискавки за допомогою відеокамери та спеціальної швидкісної (1000 кадрів/с) камери підтвердили, що ця властивість не залежить від геометрії каналу ([12] та ін.).

Пізніші (після 10 мкс) хвилі магнітного поля мають спад з осциляціями, а хвилі електричного поля, особливо у випадку великої електростатичної компоненти, часто починають зростати і навіть перевищують головний пік у початковому інтервалі часу.

Для хвиль як магнітного, так і електричного полів характерним є і те, що перші удари мають більший час зростання фронту і виглядають більш «гладенькими» порівняно з наступними ударами. Додатково можна зауважити, що у випадку електричного поля від першого ЗУ (який характеризується поступовою, без спадів та осциляцій, формою наростання струму на фронті) осциляції та малі підпіки майже непомітні.

Також в окремих хвилях і магнітного, й електричного полів спостерігаються характерні «сходинки»-підвищення з меншою стрімкістю на початковій частині фронту імпульсу та зубчаста

структура (багато дрібних підпіків), яка накладається на початкову частину (до 4—5 мкс) імпульсу (рис. 3.8).

Слід зазначити, що розглянуті хвилі електромагнітного поля, які виникають у випадку розряду блискавки у вежу (CNT) і зафіксовані на досить близькій відстані — за 2 км, за своєю формою дещо нагадують ті, які спостерігаються при ударі в землю на відкритій місцевості на значно більших відстанях (десятки кілометрів) [6, 17] (порівняйте з наведеними вище експериментальними записами полів при розрядах у землю на рис. 3.1). Очевидно, в обох випадках домінує радіаційна компонента поля.

Трохи далі ми порівняємо особливості форм розрахованих хвиль струму та полів з описаними вище експериментальними спостереженнями.

Деякі з кількісних характеристик хвиль в експериментальних спостереженнях будуть використані нижче для початкових умов моделювання і порівняння з результатами розрахунків. З обмеженого набору даних з 1991 року (Janischewskyj et al., 1993) виходить, що під час ЗУ на вежі CNT середні значення становлять: першого піку струму 15,5 кА; максимальної похідної струму 65,5 кА/мкс; амплітуди напруженості азимутального магнітного поля 2,3 А/м. З того ж набору даних середнє значення амплітуди напруженості електричного поля для наступних ударів становить 0,94 кВ/м. Більш розширений набір даних з того ж грозового сезону дає майже такі ж характеристики струму: 15 кА, 74 кА/мкс. Для значно ширшого періоду спостережень (з 1991 до 1996 р.) характеристики *одночасно* записаних *струмів та полів* показують такі співвідношення (Abdel-Rachman, 1998):

$$I_n/I_1 = 1{,}064; \quad S_{in}/S_{i1} = 4{,}713; \quad H_n/H_1 = 1{,}159; \quad S_{H_n}/S_{H_1} = 2.$$

(S_{H_1}, S_{H_n} — максимальні значення похідних напруженостей азимутального магнітного поля відповідно для першого та наступного ударів ЗУ).

Далі ми використовуватимемо також дані експериментальних досліджень щодо швидкостей поширення фронту ЗУ (вгору та вниз для випадку зустрічного розряду; Wang et al., 1995) та головних коефіцієнтів відбиття імпульсів струму у вежі (на основі та вершині, Janischewskyj et al., 1996 [23]). У згаданих дослідженнях (Wang et al., 1995) з використанням швидкісних оптичних реєстраторів у більшості випадків дійсно спостерігався розвиток світіння на стадії ЗУ у двох напрямках (вгору і вниз) від точки над вершиною вежі, що може бути пов'язане із зустрічним розрядом.

Відповідні числові дані про швидкості та коефіцієнти відбиття будуть наведені далі в умовах моделювання при описі конкретних моделей.

3.3.2. Моделювання струмів та електромагнітного поля ЗУ

3.3.2.1. Фактори

На форму й амплітуду імпульсів струму ЗУ та електричного і магнітного полів, які супроводжують стадію ЗУ під час розряду на висотному об'єкті, впливає чимало факторів. Серед них можна назвати: характеристики комірок зі зарядами у хмарі (які беруть участь у розряді); характеристики лідера (електричні, геометричні); характеристики об'єкта ураження (електричні, геометричні, особливості структури); характеристики системи заземлення і ґрунту (біля об'єкта та на шляху поширення полів до точки спостереження); значення і закономірності зміни швидкості ЗУ; багаторазові відбиття імпульсів струму в об'єкті та каналі; зустрічний розряд та ін.

3.3.2.2. Моделі

3.3.2.2.1. Попередні моделі

Як і в моделях розрядів у землю, для випадку розряду у висотний об'єкт спочатку визначають розподіл струму уздовж русла блискавки та об'єкта, а далі за рівняннями типу (3.4) та (3.5) розраховують поля. Більшість досліджень розподілів струмів ЗУ та електромагнітного поля, що їх супроводжує, ґрунтується на розвитку моделей розглянутих вище типів TL (MTLE і ін.) та TCS (Diendorfer, 1991; Thottappillil et al., 1991; Rachidi et al., 1992; Beierl, 1992; Motoyama et al., 1996; Guerrieri et al., 1996; Rusan et al., 1996; Janischewskyj et al., 1996). Ці моделі, крім інших особливостей, враховують багаторазові відбиття імпульсу струму зворотного розряду в об'єкті, деякі з них включають також деталі щодо неоднорідної структури об'єкта, інші враховують вплив зміни швидкості ЗУ на форму струму та електромагнітного поля і т.п.

Але в усіх названих моделях серед багаторазових відбиттів імпульсів струму бралися до уваги лише ті, що мали місце в самому об'єкті. Інакше кажучи, аналізуючи відбиття імпульсу струму ЗУ, робили досить грубе припущення, що швидкість v_f розповсюдження фронту ЗУ дорівнює швидкості світла c і, відповідно, що імпульси, які виходять з об'єкта у русло блискавки, не досягають

фронту ЗУ, а отже, рухаються лише в одному напрямку (вгору). У той же час для розрахунку «первинного» струму ЗУ у руслі правильно бралося $v_f < c$.

Таким чином, жодна з цих моделей не враховувала фактора появи багаторазових відбиттів імпульсів струму між фронтом ЗУ та вершиною об'єкта, а також не враховувалась можливість появи спрямованого вгору зустрічного розряду.

Щодо результатів моделювання *електромагнітного поля*, то в окремих дослідженнях було показано, що, наприклад, як MTL(E), так і TCS-моделі певною мірою відтворюють із задовільною точністю амплітуди та форми магнітного та електричного полів (Diendorfer, 1991; Rachidi et al., 1992; Motoyama et al., 1996; Guerrieri et al., 1996; Rusan et al., 1996; Rachidi et al., 1998). Але багато особливостей хвиль струмів і відповідних полів, про які говорилося при розгляді результатів експериментальних спостережень, не вдається пояснити в межах цих наближень.

Отже, для розрядів у висотні споруди розробляються моделі, які додатково включають нові фактори, ще не враховані у попередніх моделях. Приміром, вплив відбиттів імпульсів струму ЗУ від фронту ЗУ, який безперервно просувається, на форму струму по всьому його шляху в каналі та висотному об'єкті враховано у так званій розвиненій TL-моделі (Advanced TL, або ATL) [22, 24]. Можна вважати, що її прототипом була експоненціальна MTL-модель (MTLE) (Guerrieri et al., 1996; Rachidi et al., 1998). ATL-модель розроблена таким чином, щоб врахувати додаткові багаторазові відбиття струму ЗУ в каналі та в об'єкті. Інша модель, також запропонована авторами гл. 3, враховує можливість появи зустрічного розряду [25, 26]; це так звана розширена експоненціальна MTL-модель (Extended MTL, або EMTL). В обох моделях (ATL та EMTL) об'єкт подано як односекційну довгу лінію. У наступних підрозділах розглянуто саме ці дві моделі, а відповідні результати моделювання струмів і полів, викликаних розрядами на вежі CNT, описано більш детально. Для порівняння коротко наведено також результати моделювання (струмів) і за попередніми простішими моделями (TL, MTL) для висотних об'єктів.

3.3.2.2.2. Модель ATL

Наведемо короткий опис ATL-моделі та умов моделювання [24].

Згідно з розвинутою ATL-моделлю, імпульс інжектованого струму $I_0(t)$ поширюється вниз від вершини вежі (*tower*) зі швидкі-

стю світла ($v_T = c$). У цій моделі, як згадувалося, вежа розглядається як односекційна ідеальна довга (трансмісійна) лінія з коефіцієнтами відбиття біля основи (*bottom*), на землі $\rho_{TB} = 0{,}395$, і на вершині (*top*) $\rho_{TT} = -0{,}365$ (значення коефіцієнтів вибрані на базі експериментальних досліджень на CNT [23]).

Вважається, що ідентичний імпульс струму $I_0(t)$ одночасно розповсюджується вгору уздовж вертикального каналу лідера від вершини вежі ($h = 555$ м). Оскільки русло блискавки (на лідерній стадії) ще недостатньо сильно іонізовано, імпульс струму поширюється тут зі швидкістю, меншою за швидкість світла (розрахунки виконано для $v_f = 0{,}15c$ та $v_f = 0{,}3c$). Вважається також, що при проходженні вгору амплітуда імпульсу зменшується експоненціально з коефіцієнтом затухання $\lambda \approx 2000$ м [20]. (Для розрахунків електричного поля також використані варіанти значення коефіцієнта затухання $\lambda \approx 350$ м та $\lambda \approx \infty$.)

Відбитий імпульс струму, який приходить від основи вежі, заходить на вершині вежі у канал блискавки (а частково відбивається у вежу) і далі поширюється у достатньо сильно іонізованій частині каналу блискавки (ЗУ) зі швидкістю світла. Цей імпульс остаточно досягає фронту у верхній частині каналу ЗУ і відбивається назад вниз, у напрямку до вежі і т.д. Для каналу (*channel*) блискавки у розрахунках використовуються коефіцієнти відбиття біля його основи $\rho_{CB} = -\rho_{TT} = 0{,}365$ та вершини $\rho_{CT} = -(0{,}9...0{,}5)$ (останнє значення ґрунтується на оцінці співвідношення імпедансів каналу лідера та ЗУ).

Для аналітичного опису хвилі струму, яка інжектується, застосовуються вирази, що ґрунтуються на відомих формулах Гайдлера та інших наближеннях з експоненціальними функціями (Heidler, 1985; Guerrieri, 1996; Кравченко, 1991 [8]). Для першого зворотного удару

$$I_0(t) = \frac{I_1}{\eta_1}[\exp(-a_1 T(t)) - \exp(-a_2 (T(t))^2)], \qquad (3.7)$$

де $\eta_1 = 0{,}973$; $a_1 = 0{,}0138 \cdot 10^6$ с$^{-1}$; $a_2 = 1{,}64 \cdot 10^{12}$ с$^{-2}$; $T(t) = a_1/a_2 + t$; I_1 — амплітуда струму.

Для наступного зворотного удару

$$I_o(t) = \frac{I_n \cdot 0.5}{\eta_n}\left[\frac{(t/\tau_1)^k}{1+(t/\tau_1)^k}\exp(-t/\tau_2) + \frac{(t/\tau_3)^k}{1+(t/\tau_3)^k}\exp(-t/\tau_4)\right], \qquad (3.8)$$

де $\eta_n = 0{,}92$; $\tau_1 = \tau_3 = 0{,}23 \cdot 10^{-6}$ с; $\tau_2 = 5 \cdot 10^{-6}$ с; $\tau_4 = 10^{-3}$ с; $k = 4$; I_n — амплітуда струму.

З урахуванням співвідношень характеристик блискавок, наведених у п. 3.3.1, у розрахунках розподілів струму у вежі та у каналі використовуються такі значення амплітуд та максимальних похідних струмів для перших і наступних ударів:

$$I_1 = 14{,}10 \text{ кА}; \; S_{i1} = 15{,}57 \text{ кА /мкс}; \qquad (3.9)$$
$$I_n = 15{,}00 \text{ кА}; \; S_{in} = 73{,}40 \text{ кА /мкс}.$$

Ці значення отримані з набору даних про 52 удари (17 вибраних розрядів у період 1991—1996 рр.), який містить *одночасні* записи полів та струмів (див. табл. 3.6). Форми відповідних модельних хвиль струмів та їх похідних, що використовуються у розрахунках, подано на рис. 3.9.

Одне із завдань моделювання на підставі моделі ATL полягає у порівнянні співвідношень характеристик струмів, магнітного та електричного полів однієї пари хвиль інжектованого струму, які відповідають першому та наступному ЗУ. Результати моделювання наведені нижче.

3.3.2.2.3. Модель EMTL

Починаючи з точки ініціювання ЗУ, де зустрічаються спрямовані донизу та догори (зустрічний) лідери, два фронти зворотних ударів рухаються вертикально в протилежних напрямках зі швидкостями v_{fu} (вгору) та v_{fd} (вниз) [25, 26]. Імпульс струму ЗУ, який

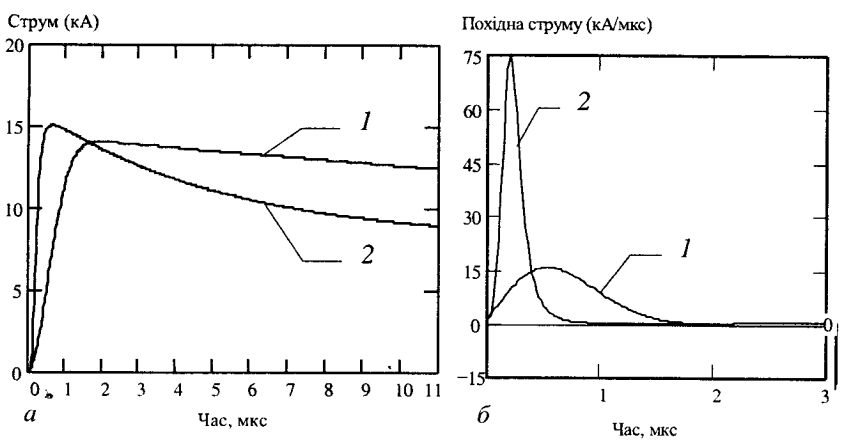


Рис. 3.9. Струм (*а*), інжектований на вершині вежі, та його похідна (*б*): *1* — перший ЗУ; *2* — наступний ЗУ.

прямує вниз, досягає вершини вежі й частково відбивається (з коефіцієнтом відбиття ρ_{CB}), а частково проникає у вежу, де продовжує рухатися вже зі швидкістю, близькою до швидкості світла у вакуумі c. Імпульс, що відбився від вершини вежі вгору, проходить по руслу ЗУ зі швидкістю c і наздоганяє фронт ЗУ, який рухається із швидкістю $v_{fu} < c$; далі він відбивається від цього фронту і прямує униз до вежі; на вершині вежі він частково відбивається і т.д. Інші імпульси, що проникають у вежу, після досягнення землі частково відбиваються (ρ_{TB}) і повертаються до вершини вежі. Там вони також частково відбиваються ($\rho_{TT} = -\rho_{CB}$) і частково проникають у канал ЗУ блискавки. (Вважається, що імпульси, які відбиваються униз від фронту каналу ЗУ та від кінців вежі, рухаються у каналі та у вежі зі швидкістю світла c.) Після досягнення фронту ЗУ, який просувається зі швидкістю v_{fu} (меншою, ніж c), імпульси відбиваються у напрямку до вежі і т.д. Модель враховує можливість експоненціального зменшення амплітуди струмів: а) початкового імпульсу струму ЗУ під час його поширення вгору (з коефіцієнтом затухання λ_1 — тим самим, що й розглянутий вище λ [20]) та б) всіх інших імпульсів при їх проходженні у каналі ЗУ (з коефіцієнтом затухання λ_2).

Вежа уявляється у вигляді ідеальної односекційної довгої лінії. Два початкові імпульси струмів (один, який рухається донизу через канал та вежу, і другий, який рухається догори уздовж каналу) моделюються експоненціальними наближеннями типу (3.7) [8].

3.3.2.3. Результати моделювання

3.3.2.3.1. Деякі попередні моделі (струми)

На рис. 3.10 подано розраховані розподіли струму блискавки у вежі для першого та наступного ЗУ відповідно до моделі *TL* (при інжектованих струмах згідно з рис. 3.9), а на рис. 3.11 — розраховані розподіли струму у вежі та у каналі відповідно до моделі MTL. Вони добре демонструють відмінність форм хвиль і значень абсолютних піків струмів у різних точках уздовж шляху струму ЗУ, а також показують, що форма хвилі струму суттєво спотворюється порівняно з інжектованим імпульсом. Форми хвиль струмів у випадку розряду у висотний об'єкт відрізняються від тих, що мали б місце при влученні такого ж лідера безпосередньо у землю.

Порівнюючи розраховані хвилі струму із записаними на вежі CNT (див. рис. 3.7), можна побачити, що головні риси дійсних

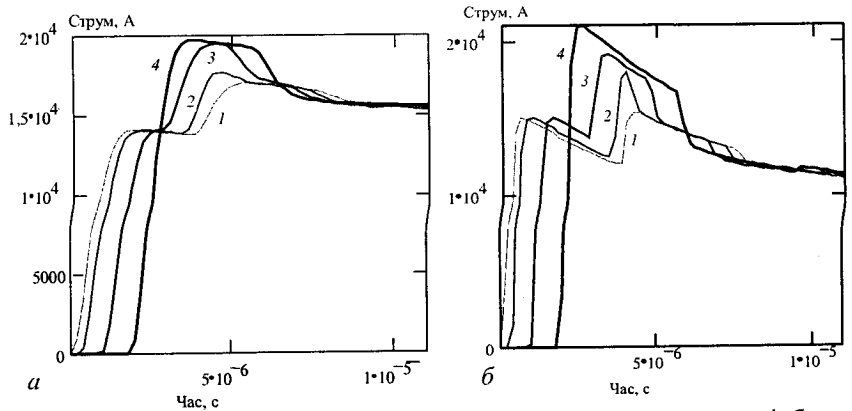


Рис. 3.10. Струм у вежі згідно з моделлю TL, яка не враховує відбиття імпульсів між кінцями каналу ЗУ: *а* — перший ЗУ; *б* — наступний ЗУ; *1* — $z' = 555$ м; *2* — $z' = 474$ м; *3* — $z' = 277$ м; *4* — $z' = 0$ м.

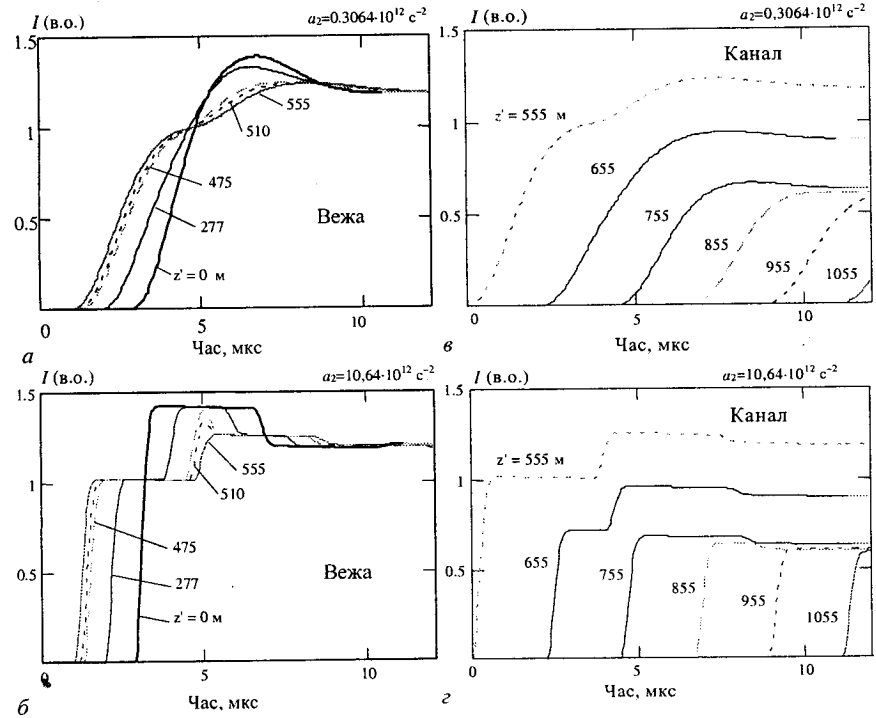


Рис. 3.11. Розподіл струму ЗУ за моделлю MTL для висотного об'єкта, нехтуючи відбиттями на фронті ЗУ в каналі блискавки: $v_{fu} = 0{,}15c$, $\lambda_1 = 2000$ м; z' — висота спостереження струму; струм — у відносних одиницях (в.о.).

хвиль відтворюються задовільно, включаючи початковий (перший) пік (який відповідає інжектованому струму) та абсолютний пік (який відповідає першому, головному, відбиттю від землі). У той же час, зокрема для наступних ударів, видно, що ці моделі не відтворюють додаткових підпіків на спаді (похилій поличці) за першим піком і тимчасове зменшення струму після цих підпіків. Також не досить ясно відтворюється зменшення струму, що відбувається після абсолютного піку (яке відповідає відбиттю на вершині вежі імпульсу струму ЗУ, відбитого від землі).

3.3.2.3.2. Модель ATL

Аналіз результатів моделювання розподілів струмів ЗУ у вежі (рис. 3.12) та у каналі блискавки для перших і наступних ударів при значенні швидкості фронту ЗУ $v_f = 0{,}15c$ показує, що згідно з моделлю ATL, у випадку вежі висотою 555 м врахування відбиттів від кінців каналу блискавки не впливає на значення абсолютного піку струму у вежі. Проте згаданий фактор впливає на значення струму пізніше. А от у випадку ураження блискавкою коротших об'єктів відбиття у каналі можуть змінювати і фронт хвилі струму і таким чином впливати на значення абсолютного піку струму.

Як і в попередніх моделях (п. 3.3.2.3.1), головні риси дійсних хвиль відтворюються задовільно, включаючи перший та абсолют-

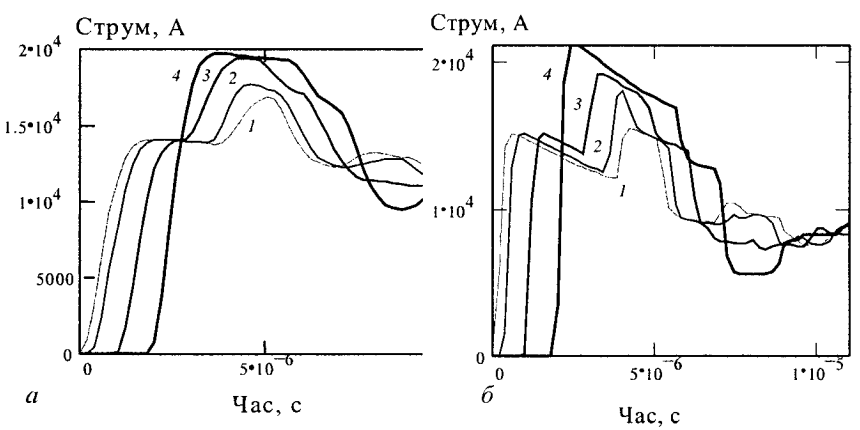


Рис. 3.12. Струм у вежі згідно з моделлю ATL, яка враховує відбиття від кінців каналу ЗУ: *а* — перший ЗУ; *б* — наступний ЗУ; $v_f = 0{,}15$; *1* — $z' = 555$ м; *2* — $z' = 474$ м; *3* — $z' = 277$ м; *4* — $z' = 0$ м.

ний піки. Зменшення струму, що йде після абсолютного піку, відтворюється краще (воно відповідає відбиттю на вершині вежі та на фронті ЗУ імпульсу струму, відбитого від землі).

Додаткові підпіки на поличці за першим піком і тимчасове зменшення струму після цих підпіків, які спостерігаються в експериментальних записах, даною моделлю не відтворюються. Це, можливо, має місце тому, що у моделі не враховані деталі структури вежі CNT (платформи оглядових майданчиків та ін.) та, наприклад, можливість виникнення спрямованого вгору зустрічного розряду (лідера).

Для моделювання магнітного та електричного полів ЗУ блискавки використовувалися рівняння (3.4) та (3.5). Вони були модифіковані таким чином, щоб урахувати розподіли струму у вежі та у каналі блискавки згідно з моделлю струму ЗУ. В моделі для розрахунків поля прийнято, що земля є ідеальним провідником.

Результати моделювання азимутального магнітного поля (на рівні землі на відстані 2 км від вежі) подано на рис. 3.13 та 3.14 [24], де зображено випадки перших та наступних ЗУ. На рис. 3.13 окремо також показано індукційні та радіаційні компоненти від вежі та каналу ЗУ. Результуючі хвилі поля для двох значень швидкості поширення фронту ЗУ $v_f = 0{,}15c$ та $v_f = 0{,}3c$ у випадках першого та наступного ЗУ порівнюються на рис. 3.14.

Результати моделювання вертикального електричного поля (на рівні землі, на відстані 2 км від вежі) наведено на рис. 3.15—3.17 [22]. Вони включають випадки перших та наступних ЗУ. На рис. 3.15 окремо також показано електростатичні, індукційні та радіаційні компоненти від вежі та каналу ЗУ. Результуючі хвилі поля для двох значень швидкості поширення фронту ЗУ ($v_f = 0{,}15\ c$ та $v_f = 0{,}3\ c$) у випадках першого та наступного ЗУ порівнюються на рис. 3.16. Вплив значення коефіцієнта λ (зменшення амплітуди первинного імпульсу струму ЗУ в каналі згідно з моделлю MTL) на форму хвилі електричного поля ілюструється на рис. 3.17 для випадку першого ЗУ.

Результати розрахунків співвідношень кількісних характеристик наступних та перших зворотних ударів (струмів, полів) подано у табл. 3.7 [22].

Детальне порівняння результатів розрахунків та експериментальних спостережень наведено у [22, 24]. Також для цього порівняння використовувалося кілька інших, крім тих, що вже згадувались, публікацій та вже наведені — рис. 3.1, 3.7, 3.8.

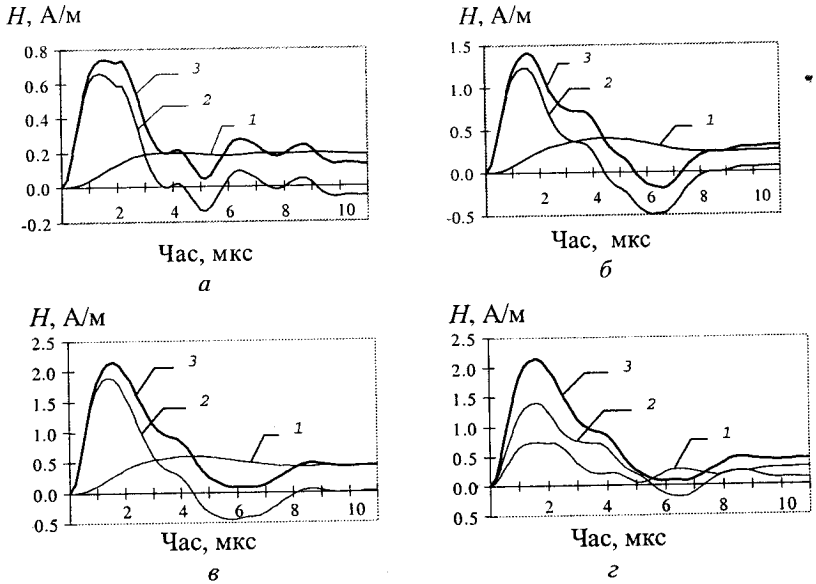


Рис. 3.13. Магнітне поле від першого ЗУ на вежі (модель *ATL*,): *а* — компоненти поля від каналу; *б* — компоненти поля від вежі; *в* — компоненти результуючого поля каналу та вежі; *г* — внески каналу та вежі у результуюче поле; (*а*, *б*, *в*): *1*, *2* — індукційна та радіаційна компоненти поля; *3* — результуюче поле; (*г*): *1*, *2* — внески поля від каналу та вежі; *3* — результуюче поле; $v_f = 0{,}15c$, $\lambda = 2000$ м.

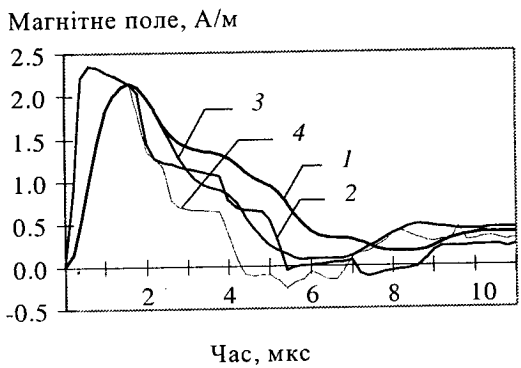


Рис. 3.14. Результуюче азимутальне магнітне поле ЗУ, разом від вежі та каналу блискавки (модель *ATL*): $v_f = 0{,}30\ c$: *1* — перший ЗУ, *2* — наступний ЗУ; $v_f = 0{,}15\ c$: *3* — перший ЗУ, *4* — наступний ЗУ; $\lambda = 2000$ м.

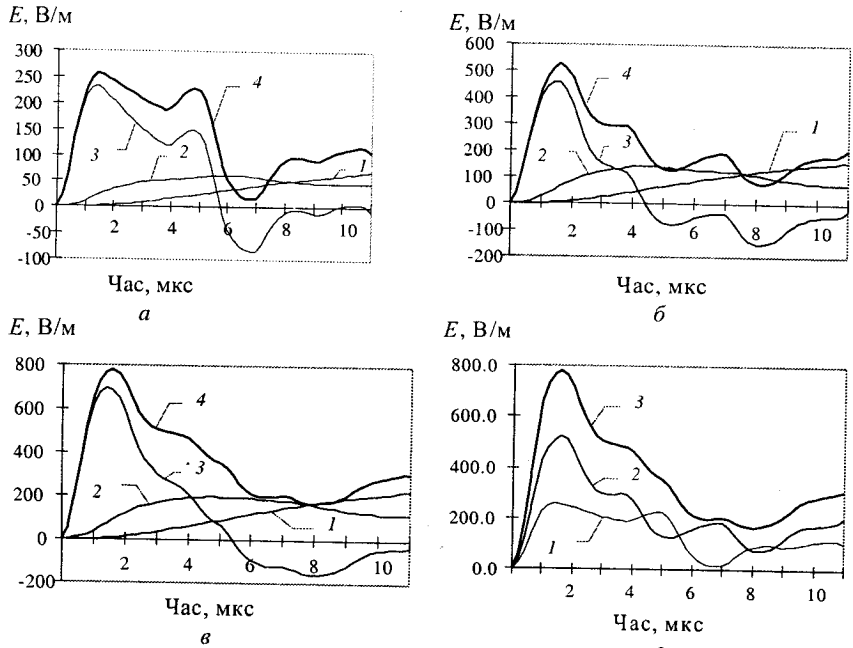


Рис. 3.15. Електричне поле від першого ЗУ на вежі (модель *ATL*): *а* — компоненти поля від каналу; *б* — компоненти поля від вежі; *в* — компоненти результуючого поля каналу та вежі; *г* — внески каналу та вежі у результуюче поле; (*а*, *б*, *в*): *1*, *2*, *3* — електростатична, індукційна та радіаційна компоненти поля; *4* — результуюче поле; (*г*): *1*, *2* — внески поля від каналу та вежі; *3* — результуюче поле; $v_f = 0{,}30$ *с*; $\lambda = 2000$ м.



Рис. 3.16. Результуюче електричне поле ЗУ від вежі та каналу разом: вплив значення v_f та форми імпульсу струму (модель *ATL*): $v_f = 0{,}30$ *с*: *1* — перший ЗУ; *2* — наступний ЗУ; $v_f = 0{,}15$ *с*: *3* — перший ЗУ; *4* — наступний ЗУ; $\lambda = 2000$ м.

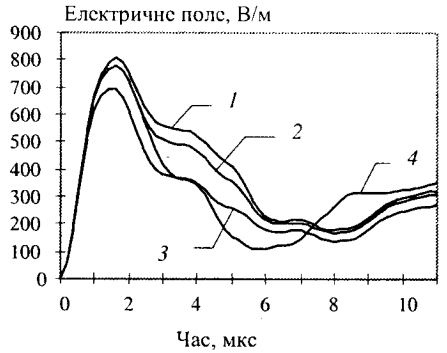


Рис. 3.17. Вплив коефіцієнта λ затухання струму у каналі на результуюче вертикальне електричне поле від першого ЗУ (вежа та канал, модель *ATL*): $v_f = 0{,}30c$: *1* — λ = 8; *2* — λ = 2000 м; *3* — λ = 350 м; $v_f = 0{,}15c$: *4* — λ = 2000 м.

Таблиця 3.7

Розраховані відношення характеристик перших та наступних ЗУ для струмів і полів*

$\frac{I_n}{I_1}$ (r_i)	$\frac{S_{in}}{S_{i1}}$ (r_{si})	$\frac{H_n}{H_1}$ (r_h)	$\frac{E_n}{E_1}$ (r_e)	r_h / r_i	r_e / r_i
1,064	4,713	1,100	1,090...1,160**	1,034	1,024...1,090**

Примітка: * (дані для порівняння: набір з 52 ЗУ на *CNT* з 1991—96 рр. — див. табл. 3.6); ** два позначення відповідають $v_f = 0{,}15$ с та $v_f = 0{,}30$ с.

Аналіз, проведений на основі односекційної ATL моделі ЗУ, яка враховує додаткові багаторазові відбиття струму в каналі, що розвивається, та в об'єкті, дає можливість зробити такі висновки.

1. Для однорідної вежі висотою 555 м і розглянутих характеристик інжектованих струмів амплітуди струму у вежі є однаковими для випадків з урахуванням відбиттів струму від фронту каналу блискавки та без їх урахування. Це пояснюється тим, що у разі високої однорідної структури відбиття у каналі впливають на хвилю струму, але пізніше — після досягнення нею як першого, так і абсолютного піків хвилі. Так само відбиття у каналі впливають на хвилі магнітного та електричного полів лише після їх головних початкових піків. При поширенні ЗУ зі швидкістю $v_f = 0{,}15c$ вплив відбиттів починається десь з 4,5 мкс, а для випадків більших швидкостей їх вплив виявляється пізніше.

2. Як у експериментальних спостереженнях, так і згідно з розрахунками хвилі магнітного поля мають дуже виражений (гострий) пік внаслідок дії радіаційної компоненти. Розраховані хвилі поля мають риси, що відповідають хвилям з експериментальних спостережень, включаючи характер зниження поля після головного піку. З іншого боку, явне розділення головного піку на два і більше підпіків (як це спостерігається у багатьох експериментальних записах) не відтворюється у розрахунках згідно з розглянутою моделлю та з вхідними параметрами розрахунку, описаними вище. Моделювання цього ефекту потребує розвитку повнішої моделі.

3. Для розрахованих хвиль електричного поля перших та наступних ЗУ форма хвилі та деякі риси (додатковий пік, коливання та перетинання нуля) дуже схожі на ті, що властиві експериментальним записам.

4. Значення амплітуд розрахованих магнітних та електричних полів є досить близькими до тих, що спостерігаються в експериментах, при цьому *H*-піки мають кращу відповідність.

5. Розряди до високої вежі супроводжуються піками полів, які суттєво перевищують ті, що можна очікувати для приблизно таких же умов (інжектований струм, швидкість фронту ЗУ) у випадку коротших веж та розрядів у землю на відкритій місцевості. Внаслідок присутності високої провідної споруди та поширення уздовж неї імпульсів струму зі швидкістю, близькою до швидкості світла, головний внесок у пік результуючого поля (на відстані 2 км) належить радіаційній компоненті. Важливо підкреслити, що внесок вежі у результуюче поле майже у два рази більший за внесок каналу.

6. Розраховані та одержані експериментально співвідношення амплітуд магнітного поля наступних і перших ударів (1,1 та 1,16 відповідно) показують добре узгодження. Для розглянутих умов аналізу розраховане співвідношення амплітуд електричного поля наступних та перших ударів теж має значення більше за одиницю (1,09—1,16), змінюється у ширшому діапазоні, ніж для магнітного поля, та перевищує співвідношення відповідних амплітуд струмів (1,064). Як для магнітного, так і для електричного полів це, зокрема, відображує той вплив, що вноситься стрімкістю фронту струму.

7. Моделювання показало, що значення швидкості фронту ЗУ v_f та коефіцієнта затухання струму в каналі λ, як і у випадку розряду у землю, можуть суттєво впливати на результуюче поле. (Вплив λ проілюстровано на прикладі розрахунків електричного поля.) Для

розглянутих умов моделювання також виявлено, що амплітуда електричного поля залежить від швидкості фронту ЗУ v_f лише у випадку наступних (більш стрімких на фронті) імпульсів ЗУ. Ці фактори необхідно враховувати в подальших дослідженнях блискавки, її моделюванні та при вирішенні відповідних прикладних питань.

8. Результати описаних досліджень дозволяють зазначити деякі аспекти, аналіз яких у подальшому міг би уточнити моделювання ЗУ: а) використання більш детальної моделі вежі, що враховує головні її внутрішні неоднорідності [27]; б) визначення дещо точніших значень коефіцієнтів відбиття; в) врахування зміни у часі швидкості фронту ЗУ; г) врахування зустрічного лідера, що розвивається з вежі вгору; ґ) врахування дійсної геометрії каналу.

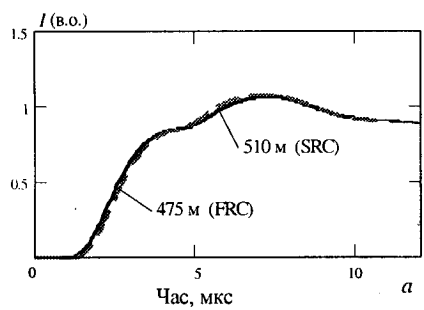
3.3.2.3.3. Модель EMTL

Моделювання проведено для різних випадків характерних форм хвиль інжектованого струму ЗУ, із стрімким та нестрімким фронтом та інших варіацій умов.

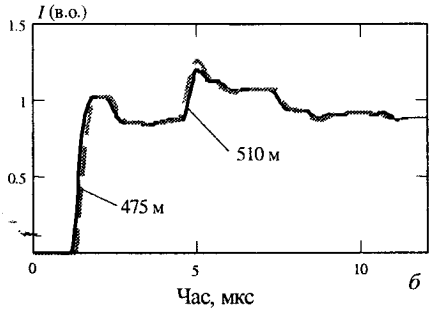
Значення швидкостей фронтів поширення ЗУ, коефіцієнтів відбиття, довжини зустрічного лідера L_0, коефіцієнтів затухання імпульсів струму та інших параметрів були взяті з [20] (λ_1) та з попередніх експериментальних спостережень на CNT: $I_1 = 15$ кА; $\eta_1 = 0{,}973$; $a_1 = 0{,}005 \cdot 10^6$ с$^{-1}$, $a_2 = (0{,}3064,\ 1{,}64,\ 10{,}64$ та $30{,}64) \cdot 10^{12}$ с$^{-2}$ (зокрема, друге та четверте значення, для яких нижче будуть наводитися результати моделювання полів, відповідають піковим значенням *di/dt* 16,85 та 72,84 кА/мкс); $v_{fd} = 0{,}30\ c$; $v_{fu} = 0{,}15\ c$, $0{,}22\ c$ та $0{,}30c$; $\rho_{TT} = -0{,}365$, $\rho_{TB} = 0{,}395$, $\rho_{CT} = -0{,}9$; $L_0 = 90$ м; $\lambda_1 = 2000$ м, $\lambda_2 = 3000$ м. У розрахунках взято такі значення висоти вежі CNT та рівнів розташування датчиків струму (SRC і FRC): $h = 555$ м, $h_{SRC} = 510$ м, $h_{FRC} = 475$ м.

Результати моделювання струму (у відносних одиницях з базовим значенням інжектованого струму на вершині вежі) подано на рис. 3.18 та 3.19, у вежі та в руслі відповідно. Зазначимо, що початковий імпульс струму в руслі є меншим, ніж інжектований струм у вежі.

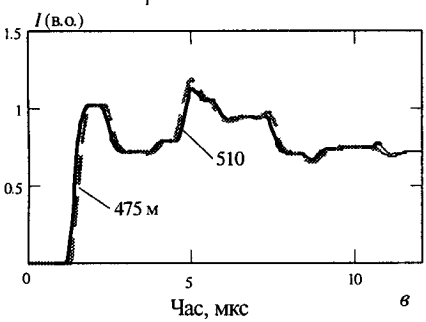
Головні риси хвиль струму, отриманих з використанням моделі EMTL, показують добру відповідність рисам експериментально записаних хвиль. Зокрема, «пониження», яке видно на рис. 3.7, *г* і не відтворювалося попередніми моделями, досить добре змодельовано на рис. 3.18. Вплив коефіцієнта відбиття на фронті ЗУ (ρ_{CT}) чітко



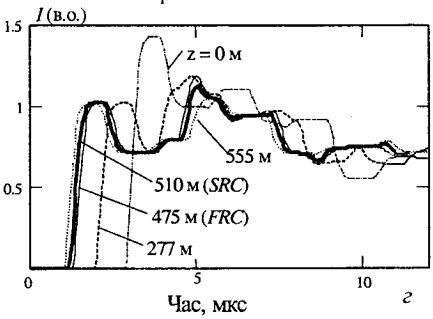
$a_2 = 0{,}3064 \cdot 10^{12}$ с$^{-2}$; $\rho_{СТ} = -0{,}5$;
$a_1 = 0{,}005 \cdot 10^6$ с$^{-1}$



$a_2 = 10{,}64 \cdot 10^{12}$ с$^{-2}$; $\rho_{СТ} = -0{,}5$;
$a_1 = 0{,}005 \cdot 10^6$ с$^{-1}$



$a_2 = 10{,}64 \cdot 10^{12}$ с$^{-2}$; $\rho_{СТ} = -0{,}9$;
$a_1 = 0{,}005 \cdot 10^6$ с$^{-1}$



$a_2 = 10{,}64 \cdot 10^{12}$ с$^{-2}$; $\rho_{СТ} = -0{,}9$;
$a_1 = 0{,}105 \cdot 10^6$ с$^{-1}$

Рис. 3.18. Струм ЗУ у вежі згідно з моделлю EMTL: $L_0 = 90$ м; $v_{fd} = 0{,}30c$, $v_{fu} = 0{,}15c$; $\lambda_1 = 2000$ м, $\lambda_2 = 3000$ м.

видно з порівняння кривих на рис. 3.18*б,в*. Відмінність хвиль струму на різних рівнях уздовж усього шляху струму ЗУ демонструється на рис. 3.18, *г* та 3.19, *б*. Можливо, деякі малі піки в експериментальних осцилограмах, які не відтворені у розрахункових хвилях, пов'язані з відбиттями імпульсів струмів на внутрішніх неоднорідностях структури вежі.

Для моделювання електромагнітного поля, пов'язаного з ЗУ блискавки, як і в попередній моделі, використовуються відомі вирази типу (3.4), (3.5) [6], що включають різні компоненти поля. У даній моделі вони застосовуються до трьох частин шляху струму (вежа і дві частини каналу блискавки, вище та нижче точки ініціювання ЗУ) і враховують часовий та просторовий розподіл струму, який визначається на підставі описаної вище EMTL-моделі струму ЗУ. У наведених розрахунках полів вважається, що земля є

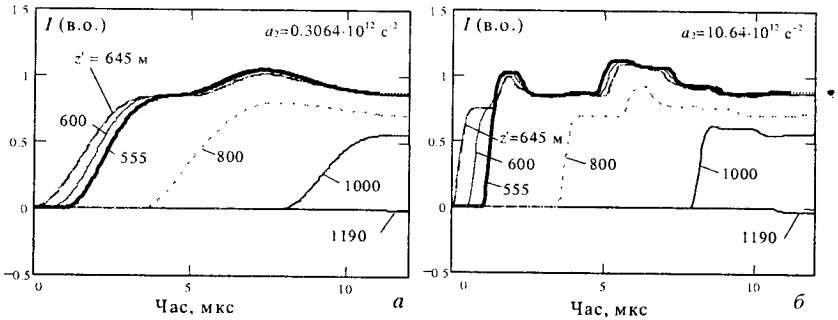


Рис. 3.19. Розподіл струму ЗУ в каналі згідно з моделлю EMTL: *а* — перший ЗУ; *б* — наступний ЗУ; L_0 = 90 м; v_{fd} = 0,30*c*, v_{fu} = 0,15*c*; ρ_{CT} = – 0,5; λ_1 = 2000 м, λ_2 = 3000 м; $a_1 = 0{,}005 \cdot 10^6$ с$^{-1}$.

ідеально провідною, а канал та вежа — вертикальними. Поля розраховані для точки спостереження на рівні землі на відстані 2 км від вежі.

Параметри проаналізованих модельних випадків подано у табл. 3.8 (*di/dt* та v_{fu}) і на рис. 3.20. На рис. 3.20 показано розрахункові хвилі *I, H* та *E* для трьох вибраних випадків. Вони описані у табл. 3.8 під номерами n = 1, 2 та 4.

До табл. 3.8 також включено різні характеристики розрахованих хвиль магнітного *H* та електричного *E* полів. Тут використано такі позначення: H_{pn}, E_{pn} — амплітудні значення (для випадку n) головних піків у розглянутому інтервалі часу (до 12 мкс); H_{tow}, H_{chan}, E_{tow}, E_{chan} — амплітудні значення для внесків вежі та каналу

Таблиця 3.8

Характеристики ЗУ в модельованих випадках

Характеристики	Випадки			
	n = 1	n = 2	n = 3	n = 4
di/dt, кА/мкс	16,85	72,84	72,84	72,84
v_{fu}	0,15*c*	0,15*c*	0,22*c*	0,30*c*
v_{fun}/ v_{fu1}	1,00	1,00	1,47	2,00
H_{pn}, А/м	1,59	2,00	2,01	2,06
E_{pn}, В/м	579,4	735,8	783,5	857,8
H_{pn}/ H_{p1}	1,00	1,25	1,26	1,28
E_{pn}/ E_{p1}	1,00	1,28	1,35	1,45
H_{tow}/ H_{chan}	3,51	3,78	3,27	2,92
E_{tow}/ E_{chan}	3,67	3,04	2,51	1,98
H_R/ H_{pn}	0,90	0,91	0,93	0,92
E_R/ E_p	0,90	0,94	0,93	0,94

блискавки у результуюче поле; H_R, E_R — амплітудні значення радіаційних компонент; *di/dt* максимальне значення похідної струму на рівні 510 м у вежі, де розташовано датчик SRC.

Розраховані хвилі полів, пов'язаних з ЗУ блискавки, мають форму та особливості (додаткові піки, «зубчасту» структуру, осциляції) дуже подібні до тих, що спостерігаються в окремих експериментальних записах. Ділянку з повільним зростанням, сходинки та підпіки у початковій частині (стрімких) фронтів (див. рис. 3.20) можна інтерпретувати як наслідок впливу зустрічного розряду і, таким чином, частини ЗУ, що розвивається донизу (порівняйте з особливостями експериментальних хвиль поля на рис. 3.8). Ці характеристики бажано ще дослідити експериментально більш детально, застосовуючи одночасно з реєстрацією струмів та полів, наприклад, спеціальні швидкісні відеосистеми запису розвитку розряду. Слід враховувати: дещо подібні риси хвиль поля можуть бути пов'язані не лише із зустрічним розрядом, а й з непрямою траєкторією каналу блискавки.

Підсумовуючи результати моделювання та експериментальних досліджень розрядів у високі споруди, можна зробити такі висновки.

1. *Розширена модель* MTL (EMTL) враховує додатково до попередньої моделі MTL для випадку розряду у висотний об'єкт: а) відбиття струмів, які відбуваються у каналі ЗУ, що безперервно розвивається; б) ситуацію, коли канал ЗУ ініціюється над вершиною вежі (має місце зустрічний розряд); в) затухання відбитих імпульсів струму в каналі ЗУ.

2. Результати моделювання струму ЗУ, отримані з використанням моделі EMTL, показують появу важливих рис у хвилях струму, які не відтворювалися попередніми моделями, і демонструють кращу відповідність з експериментальними даними. На основі цієї моделі ЗУ можна точніше: а) знаходити з експериментальних записів хвилю імпульсу струму інжектованого на вершині вежі; б) розраховувати електромагнітне поле, що оточує високу споруду.

3. Згідно з результатами моделювання амплітуда магнітного поля є менш чутливою (від 5,6 до 7 разів) до змін швидкості ЗУ, ніж електричного поля. Зміни *di/dt* впливають на обидва поля, але магнітне поле і тут дещо менш чутливе до таких змін.

4. При моделюванні з урахуванням зустрічного розряду нові важливі риси відтворюються у хвилях *I, E, H*. У хвилі струму з'являється додаткове «пониження» після першого піку. У хвилях полів, які

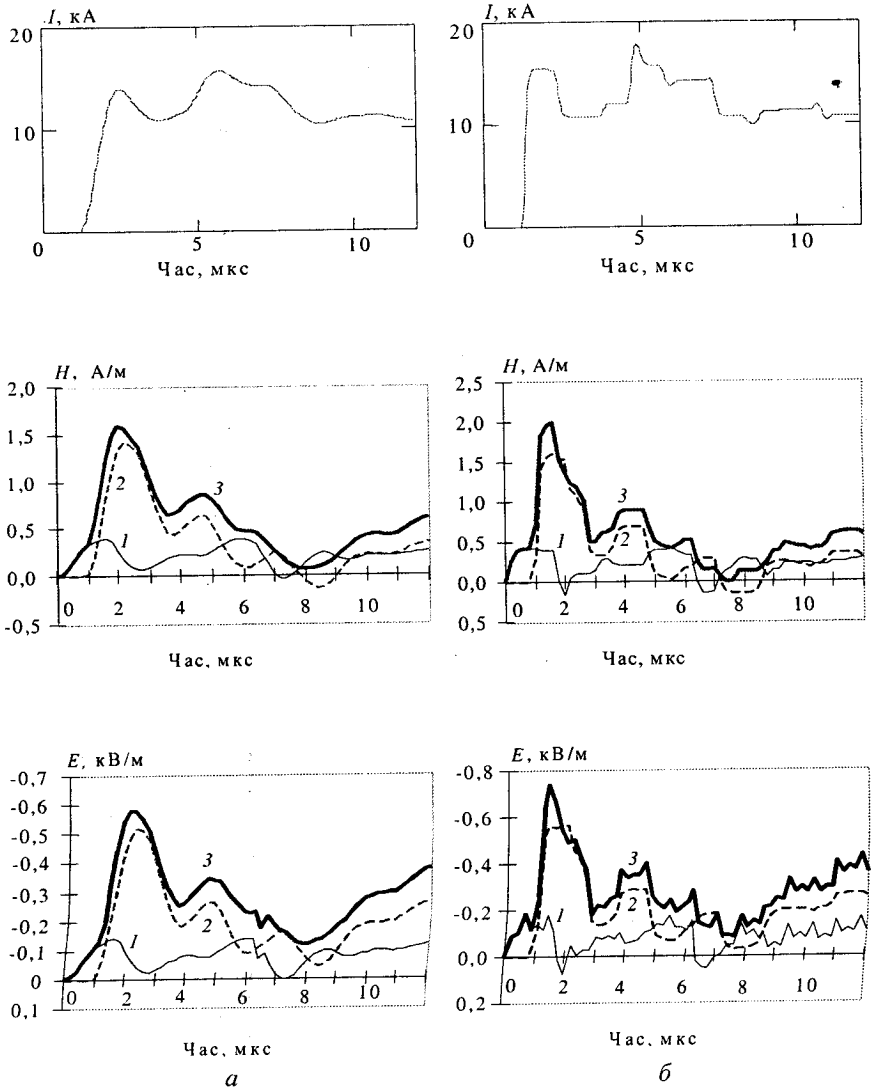
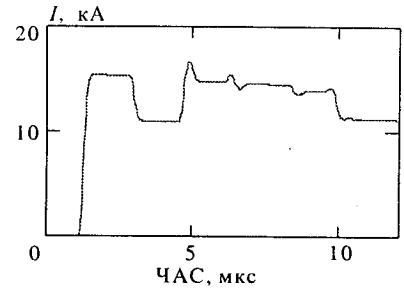
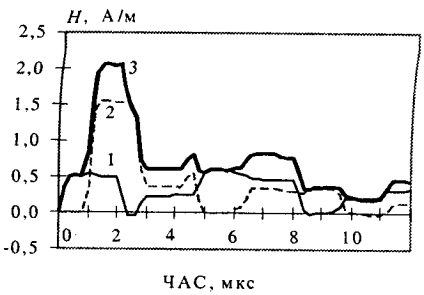
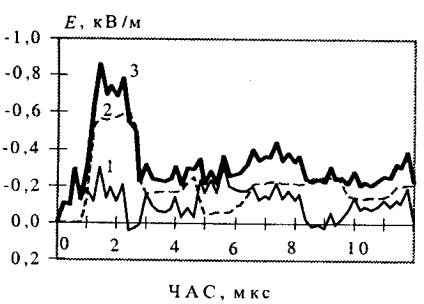


Рис. 3.20. Зразки хвиль *I*, *H* та *E*, розрахованих згідно з моделлю EMTL: *а* — хвиля струму із нестрімким фронтом: $n = 1$; *б* — хвиля струму із стрімким фронтом: $n = 2$; *в* — хвиля струму із стрімким фронтом: $n = 4$; *1*, *2* — внески каналу та вежі до поля; *3* — результуюче поле; струм у вежі — на рівні $h_{SRC} = 510$ м; поля — на відстані 2 км від вежі на рівні землі.







в

відповідають струмам із стрімким зростанням фронту, на початковій частині фронту з'являються ділянка повільного зростання, сходинки та підпіки. Також у них спостерігається «зубчаста» структура та підпіки поблизу головного піку та на інших частинах хвиль.

5. У випадку вертикального прямого каналу блискавки «зубчаста» та «детальніша» структура, здається, є більш властивою для *E* полів. Така структура може бути добре пояснена за допомогою багаторазових відбиттів у каналі, що проростає, та зустрічного розряду (серед можливих інших причин — непряма траєкторія каналу та ін.).

6. Розширення головного піку в експериментальних записах може бути свідченням збільшених значень швидкості фронту ЗУ, спрямованого вгору.

7. За присутності зустрічного розряду (модель EMTL) пікові значення електромагнітного поля є дещо меншими (~13 %), ніж у випадку без такого розряду (попередні моделі). Це має місце тому, що пікові значення внесків від каналу та вежі у результуюче поле зсунуті у часі.

8. Внесок вежі у результуюче поле є набагато більшим, ніж внесок від каналу (від 2,9 до 3,8 раза для *H* та від 2 до 3,7 для *E*). Це більше, ніж у випад-

ках без зустрічного розряду (приблизно у 2 рази, згідно з попередніми моделями).

9. Для високої споруди на відносно короткій відстані (2 км) радіаційні компоненти поля вже домінують і в магнітному (від 90 до 93 %), і в електричному (від 90 до 94 %) полях. Відповідно форми хвиль дещо нагадують ті, які спостерігаються на далеких відстанях (десятки кілометрів) у випадку розрядів блискавок безпосередньо у землю.

10. У подальших дослідженнях доцільно забезпечити одночасні записи хвиль *I*, *H*, *E* ЗУ та відеореєстрацію зустрічного розряду швидкісною камерою. Для уточненого моделювання і детальнішого порівняння з експериментальними записами бажано використовувати більш точні параметри (швидкості фронту ЗУ, включаючи її зміни у часі; коефіцієнти затухання; коефіцієнти відбиття), більш детальні моделі об'єкта (вежі) і каналу блискавки та ін.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Назвіть типові значення характеристик негативних і позитивних блискавок з хмари до землі. В якому діапазоні коливається швидкість поширення фронту ЗУ?
2. Оцініть імовірності появи негативних і позитивних блискавок, що вражають об'єкти на землі, із струмом не менше 100 кА.
3. Визначте, з якої відстані можна очікувати орієнтування блискавки із струмом 100 кА на комин висотою 15 м (варіанти: 30 м; 100 м).
4. Розрахуйте щорічну кількість прямих ударів блискавок, які «збираються» на кожні 100 км лінії електропередачі (висота — 30 м) поблизу Харкова. Оцінки виконати за «електрогеометричною моделлю» та за традиційним методом [3]. Наведіть характеристику інших відомих підходів до таких розрахунків.
5. *Опишіть феноменологію розряду блискавок з хмари до землі, з землі до хмари, між хмарами, у хмарі.*
6. *В яких випадках відбиття імпульсів струму від фронту ЗУ можуть впливати на амплітуду струму та електричних і магнітних полів ЗУ?*
7. Як розвивається ЗУ в умовах виникнення зустрічного розряду? Які особливості спостерігаються в цьому випадку у хвилях струму та електричних і магнітних полів?

8. Виконайте порівняльний аналіз різних моделей зворотного удару блискавки (TL, MTL, TCS, DU, ATL, EMTL та ін). Побудуйте графіки зміни у часі струму з висотою у каналі блискавки та електричних і магнітних полів на відстанях 100 м, 2 км, 50 км.
9. *Виконайте оцінки щорічної кількості уражень блискавками телевізійної вежі висотою 380 м у Києві. (Скільки з них припадає на блискавки, що ініціюються з хмари до землі?)* Яку амплітуду магнітного поля можна очікувати на рівні землі на відстані 500 м від вежі при її ураженні типовою негативною блискавкою з хмари до землі?
10. Оцініть кількісно небезпечні фактори при влученні типової негативної блискавки у щоглу (12 м) яхти на морі. Сформулюйте рекомендації щодо влаштування системи грозозахисту яхти і щодо оптимальних дій екіпажу з точки зору безпеки від уражень блискавкою.
11. Виконайте оцінки рівнів електричних та магнітних полів (завад) від розряду типової блискавки у землю, що діють на електронні пристрої, які знаходяться на поверхні землі на відстанях 1 та 20 км від блискавки.
12. Поясніть фізичні принципи і методику різних видів штучного ініціювання блискавок (зокрема, за допомогою ракет). Чим відрізняються ці блискавки від природних, чим вони схожі? Проілюструйте пояснення матеріалами з Інтернет. Наведіть пропозиції щодо можливого використання таких блискавок.
13. Зробіть оцінки щодо можливості, ефективності і доцільності використання енергії атмосферної електрики, зокрема енергії блискавок між хмарами і землею.
14. Які фактори впливають на величину струму ЗУ та «вибір» блискавкою, що ініціюється від хмари, об'єкту ураження на землі?
15. За допомогою Інтернет ознайомтеся з новітніми результатами досліджень кульових блискавок (КБ). За яких умов вони найчастіше виникають? На підставі повідомлень про електромагнітні властивості та характеристики КБ сформулюйте рекомендації щодо правил безпеки при появі таких блискавок.
16. Використовуючи Інтернет, ознайомтеся з характеристиками порівняно нещодавно відкритих різновидів явищ атмосферної електрики (блискавок) у просторі між хмарами і верхніми шарами атмосфери (спрайти, джети, елвси та ін.).

ЛІТЕРАТУРА

1. *ДСТУ 3680–98 (ГОСТ 30586–98)*. Сумісність технічних засобів електромагніта. Стійкість до дії грозових розрядів. Методи захисту. — Введ. 01.07.99.
2. *ДСТУ 3681–98 (ГОСТ 30585–98)*. Сумісність технічних засобів електромагніта. Стійкість до дії грозових розрядів. Технічні вимоги та методи випробувань. — Введ. 01.07.99.
3. *Инструкция по устройству молниезащиты зданий и сооружений.* РД34.21.122-87 /Минэнерго СССР. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 56 с.
4. *Berger K., Anderson R. B., Kroninger H.* Parameters of lightning flashes //Electra. — 1975. — No. 41. — P. 23—37.
5. *Anderson R. B. and Eriksson A. J.* Lightning parameters for engineering application //Electra. — 1980. — No. 69. — P. 65—102.
6. *Uman M. A.* The Lightning Discharge. — Orlando, FL: Academic Press Inc., 1987. — 377 p.
7. *Юман М.* Молния /Пер. с англ.; Под ред. Н. В. Красногорской. — М.: Мир, 1972. — 327 с.
8. *Кравченко В. И.* Грозозащита радиоэлектронных средств. — М.: Радио и связь, 1991. — 264 с.
9. *Rakov V.* Review and evaluation of lightning return stroke models including some aspects of their application //IEEE Trans. EMC. — 1998. — Vol. 40. — No. 4. — P. 403—426.
10. *Zundl Th., Fuchs F., Heidler F., Hopf Ch., Steinbigler H., Wiesinger J.* Statistics of current and fields measured at the Peissenberg Tower // Proc. 23rd Int. Conf. on Lightning Protection (ICLP'96), Florence, Italy, Sept. 23—27. — 1996. — P. 36—41.
11. *Шостак В. О., Бсляєв В. К., Бржезицький В. О., Янішевський В. І., Новиков О. М.* Сучасні системи дистанційного визначення місця удару та характеристик блискавок //Технічна електродинаміка, НАН України. — 2000. — № 5. — С. 6—13.
12. *Hussein A. M., Janischewskyj W., Chang J.-S., Shostak V., Chisholm W. A., Dziurewicz P. and Kawasaki Z. I.* Simultaneous measurement of lightning parameters for strokes to the Toronto Canadian National Tower //J. Geophys. Res. — 1995. — Vol. 100. — No. D5. — P. 8853—8861.
13. *Техника высоких напряжений*: Учеб. для вузов /Л. Ф. Дмоховская, В. П. Ларионов, Ю. С. Пинталь, Д. В. Разевиг, Е. Я. Рябкова; Под общ. ред. Д. В. Разевига. — М.: Энергия, 1976. — 488 с.
14. *Техника высоких напряжений.* Изоляция и перенапряжения в электрических системах: Учеб. для вузов /В. В. Базуткин,

В. П. Ларионов, Ю. С. Пинталь; Под общ. ред. В. П. Ларионова. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 464 с.

15. *Базелян Э. М., Горин Б. Н., Левитов В. И.* Физические и инженерные основы молниезащиты. — Л.: Гидрометеоиздат, 1978. — 223 с.
16. *Горин Б. Н., Шкилев А. В.* Измерения токов молнии на Останкинской телебашне //Электричество. — 1984. — № 8. — С. 64—65.
17. *Lin Y. T., Uman M. A., Tiller J. A., Brantly R. D., Beasley W. H., Krider E. P. and Weidman C. D.* Characterization of lightning return stroke electric and magnetic fields from simultaneous two-station measurements // J. Geophys. Res. — 1979. — Vol. 84. — P. 6307—6314.
18. *Thottappillil R. and Uman M. A.* Comparison of lightning return-stroke models //J. Geophys. Res. — 1993. — Vol. 98. — P. 22903—22914.
19. *Thottappillil R., Rakov V., Uman M. A.* Distribution of charge along the lightning channel: Relation to remote electric and magnetic fields and to return stroke models //J. Geophys. Res. — 1997. — Vol. 102. — P. 6887—7006.
20. *Rachidi F., Ianoz M., Nucci C. A., Mazzetti C.* Modified transmission line model for LEMP calculations. Effect of the return stroke velocity decreasing and elevated strike objects in close fields // Proc. of the Int. Conf. on Atmospheric Electricity (ICAE'92), St. Petersburg, Russia, June. — 1992. — P. 664—667.
21. *Nucci C. A., Diendorfer G., Uman M. A., Rachidi F., Ianoz M. and Mazzetti C.* Lightning return stroke current models with specified channel-base current: A review and comparison //J. Geophys. Res. — 1990. — Vol. 95. — P. 20395—20408.
22. *Janischewskyj W., Shostak V. and Hussein A.M.* Lightning Electric Field Characteristics of First And Subsequent Return Strokes to a Tall Tower. Proc. 11th Int. Symp. on High Voltage Engineering (ISH'99), London, United Kingdom, Aug. 23—27, IEE Conference Publication No. 467. — 1999. — Vol. 2. — P. 2.389.P1 — 2.392.P1.
23. *Janischewskyj W., Shostak V., Barratt J. and Hussein A. M.* Collection and use of lightning return stroke parameters taking into account characteristics of the struck object // Proc. 23rd Int. Conf. on Lightning Protection (ICLP'96), Florence, Italy, Sept. 23—27. — 1996. — P. 16—23.
24. *Janischewskyj W., Shostak V. and Hussein A. M.* Comparison of Lightning Electromagnetic Field Characteristics of First and Subsequent Return Strokes to a Tall Tower: 1. Magnetic Field //Proc. 24th Int. Conf. on Lightning Protection (ICLP'98), Birmingham, United Kingdom, Sept. 14—18. — 1998. — Paper 3a.1. — P. 245—251.

25. *Shostak V., Janischewskyj W., Hussein A.M., Chang J.-S. and Kordi B.* Return-stroke current modeling of lightning striking a tall tower accounting for reflections within the growing channel and for upward-connecting discharges //Proc. 11th Int. Conference on Atmospheric Electricity, (ICAE'99), Guntersville, Alabama, USA, June 7—11. — 1999. — P. 123—126.

26. *Shostak V., Janischewskyj W., Hussein A. M., and Kordi B.* Electromagnetic fields of lightning strikes to a tall tower: A model that accounts for upward-connecting discharges //Proc. 25th Int'l Conf. on Lightning Protection (ICLP'2000), Rhodes, Greece, Sept. 18—22. — 2000. — Paper 1.18 — P. 60—65.

27. *Shostak V., Janischewskyj W., Hussein A. M., Chang J. S., Rachidi F., Bermudez J. L.* Modeling of the electromagnetic field associated with lightning return strokes to a complex tall tower // Proc. 26th Int'l Conf. on Lightning Protection (ICLP'2002), Cracow, Poland, Sept. 2—6. — 2002. — P. 167—172.

Глава 4
ЗАЗЕМЛЮВАЧІ ЕЛЕКТРОУСТАНОВОК
(*проф. Гуль В. І.*)

4.1. Призначення та влаштування заземлення

Заземлення — це створення гальванічного контакту із землею для об'єкта, який заземлюється. Заземлення може також позначати власне металевий елемент, що знаходиться в безпосередньому контакті з ґрунтом. Те чи інше розуміння цього поняття звичайно випливає з контексту. Заземлення деякого об'єкта надає йому потенціал. У тому випадку, коли заземлювач зберігає нульовий потенціал (наприклад, об'єкт, що заземлюється, і земля в електрофізичному розумінні еквіпотенціальні на нульовому рівні), заземлення є засобом зрівняння потенціалу об'єкта і землі. Проте у багатьох випадках стікання зрівняльного струму з об'єкта, що заземлюється, у землю через заземлювач підвищує потенціал власне заземлювача, й очікуваний ефект зрівнювання потенціалів землі та об'єкта стає умовним. На рис. 4.1 наведено приклад ролі заземлен-

ня $R_з$, де внаслідок пробою ізоляції усередині бака об'єкта типу *трансформатор фаза повітряної лінії електропередачі з'єднується* через провідник, заземлюючий (ЗП) та перехідний *опір* $R_з$ із землею; якщо нейтраль мережі заземлено, струм замикання $I_з$ обмежується опором заземлення $R_з$ об'єкта та інших елементів кола нульової послідовності. Цей струм створює в ґрунті з питомим об'ємним опором ρ поле струму з густиною *j*. Об'єкт одержує потенціал $U_{об}$, обумовлений струмом $I_з$ та опором кола заземлення цього об'єкта [1].

Зрівнювання потенціалу відносно землі для об'єкта, що заземлюється, у режимі очікуваного ненормального підвищення потенціалу має на меті, головним чином, захист, і заземлення для такого об'єкта називається *захисним* або при стіканні з нього струмів блискавки — *блискавкозахисним*. Земля використовується також як елемент струмового кола між двома різнопотенціальними заземлювачами, таке заземлення потрібне для підтримання визначеного режиму електричної мережі і називається *робочим*.

У багатьох випадках одне й те саме заземлення може бути захисним і робочим. Для заземлення необхідний добрий контакт (тобто з малим опором $R_з$) між об'єктом і землею, для чого використовуються ЗП. Нехай у ґрунт укладено металевий оголений

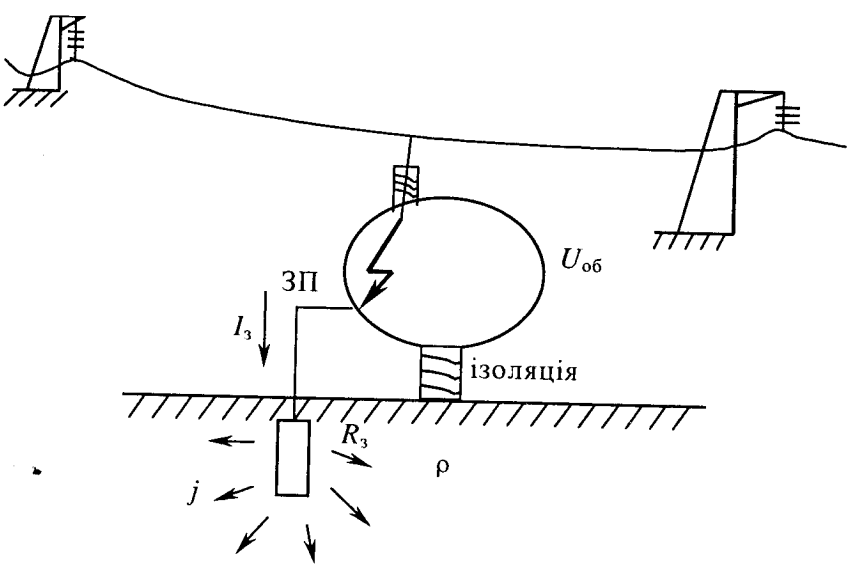


Рис. 4.1. Замикання на землю в трансформаторі.

провідник. Створимо на ньому деякий потенціал φ, що викличе стікання в ґрунт струму i; за законом Ома вимірюваний опір $R_з = \varphi i^{-1}$. Фактично $R_з$ є перехідним опором із заземлювача на землю і визначається поверхнею (площею) контакту електрода з ґрунтом, електричними властивостями (питомий об'ємний опір ρ), індуктивністю як матеріалу електрода, так і ґрунту. Електрод можна виконати з металу, вуглецю, пористого матеріалу з просочуванням електроліту. Звичайно $\rho_{електрода} << \rho_{грунту}$. Ґрунт (точніше його параметр $\rho_{гр}$) зручно подавати структурною багатокомпонентною моделлю: тверді частинки різних розмірів створюють механічний каркас з нерегулярно контактуючими повітряними і рідинними включеннями. Струм з електрода стікає у віддалені від заземлювача зони ґрунту через безпосередньо контактуючі з поверхнею електрода канали електроліту, утворені включеннями, та через об'єм твердих частинок. А за великих густин струму j у ґрунті створюється напруженість поля $E = j\rho_{гр}$, достатня для іонізації і навіть пробою; у такому разі фактичний контакт електрода з ґрунтом поліпшується. Зміни електропровідності ґрунту в безпосередній близькості від електрода помітно впливають на опір заземлення $R_з$: підсихання прилягаючого шару ґрунту або утворення повітряного прошарку збільшують $R_з$; зволоження ґрунту чи створення високопровідного електроліту в ґрунті знижує $R_з$ (аналогічно діє електричний розряд у ґрунті біля електрода).

4.2. Нормування і розрахунок параметрів зосередженого заземлювача

Елементи заземлювача (його електроди) конструктивно мають форму стрижнів (сюди умовно відносять і профільний сталевий прокат) довжиною, набагато більшою за поперечний розмір; електроди можуть бути круглого або прямокутного перерізу. Стрижні, покладені в ґрунт перпендикулярно поверхні землі (*денної* поверхні), є вертикальними заземлювачами (рис. 4.2,*а*); при укладанні стрижня паралельно поверхні землі маємо горизонтальний заземлювач з різним заглибленням t (рис. 4.2,*б*). Металевий бак або дротяний каркас, зокрема залізобетонний будівельний елемент, утворять об'ємний заземлювач; сюди ж відносяться сферичний і напівсферичний заземлювачі (рис. 4.2,*в*).

Заземлювач може споруджуватися спеціально і називається в цьому разі *штучним*. Можливе використання як заземлювачів контактуючих із землею об'єктів відносно іншого основного призна-

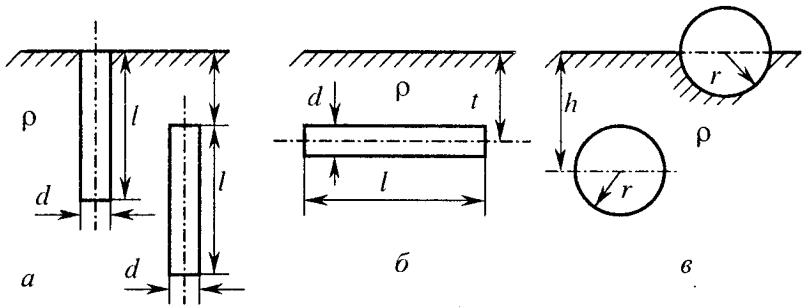


Рис. 4.2. Варіанти розміщення заземлювачів.

чення (наприклад, залізобетонних конструкцій, металевих трубопроводів, металевих оболонок силових кабелів, обсадних труб свердловин тощо), такі заземлювачі будуть *природними*. Використання їх вимагає попереднього аналізу умов експлуатації та відповідного дозволу згідно з призначенням.

Стікання із заземлювача струму в ґрунт створює в околах заземлювача електричне поле як в об'ємі ґрунту, так і на денній поверхні землі.

Поняття пристрою, що заземлює, ширше за поняття заземлювача і відбиває призначення останнього з урахуванням його конструктивного вирішення та основних електричних параметрів.

Для пристрою, що заземлює, назвемо два найбільш важливі його параметри: *опір* розтіканню $R_з$ (або *провідність* $G_з$) та характер виникаючого при розтіканні струму із заземлювача в ґрунт електричного поля на денній поверхні. Принципова схема визначення опору та поля $R_з$ і φ_x для заземлювача x показана на рис. 4.3.

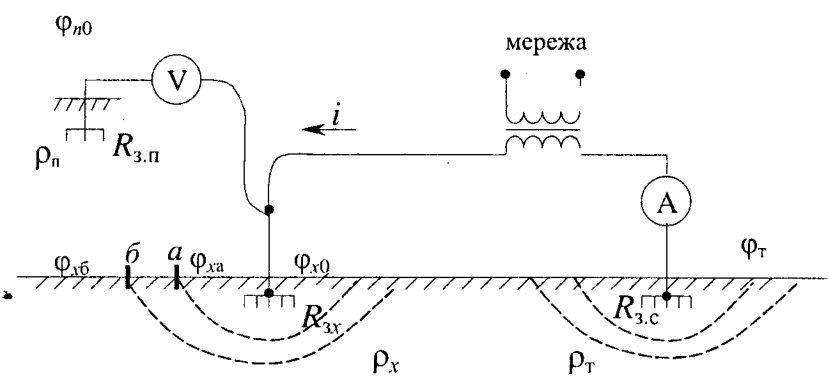


Рис. 4.3. Схема виміру опору заземлення.

Опір розтіканню зрівнюється з відношенням потенціалу заземлювача φ_{x0} до стікаючого в землю струму i. Відповідно для створення струму i необхідне джерело (у даному випадку трансформатор *Тр*) і допоміжний заземлювач $R_{з.с}$ для замикання струмового кола. Стікання із заземлювача струму i визначає утворення електричного поля в близькому до електрода шарі ґрунту з питомим об'ємним опором ρ; форма еквіпотенціальних поверхонь (пунктирні контури на рис. 4.3) складно пов'язана з формою поверхні заземлювача і з відстанню від нього. Вимірювання потенціалу заземлювача φ_{x0} потребує використання другого допоміжного заземлення $R_{з.п}$ для вольтметра V; у місці виконання заземлення $R_{з.п}$ потенціал як від випробуваного $R_{з.х}$, так і від допоміжного $R_{з.т}$ струмового заземлювачів має бути практично відсутнім для забезпечення умови $\varphi_{п0} \to 0$. Щоб дістати задовільні за точністю результати вимірювань, поле в досліджуваного заземлювача (потенціали φ_x) не повинно спотворюватися полем допоміжного заземлювача $R_{з.с}$. Забезпечити достатньо низький потенціал на допоміжному заземлювачі $R_{з.п}$ від полів струмів досліджуваного $R_{з.х}$ та струмового $R_{з.с}$ заземлювачів можна при достатньому видаленні його від них обох.

У зв'язку з розглянутою на рис. 4.3 схемою виміру опору $R_{з.х}$ деякого заземлювача слід зазначити, що створення допоміжних заземлювачів бажано спрощувати. Легко створюваний заземлювач (наприклад, заглиблений у землю зусиллям людини сталевий стрижень) має високий перехідний (на землю) опір, тому для досягнення необхідного струму i у колі $R_{з.х}$ — $R_{з.с}$ знадобиться досить високовольтний трансформатор *Тр*, і навпаки, потужність трансформатора *Тр* знижується при використанні гарного (низькоомного) заземлювача $R_{з.с}$. Застосування вольтметра з високим внутрішнім опором обмежує вимоги до заземлювача $R_{з.п}$: він може бути простим за виконанням, тобто високоомним, і при цьому незначний струм від потенціалу φ_{x0} у колі внутрішнього опору вольтметра та опору заземлювача $R_{з.п}$ не підвищить істотно потенціал $\varphi_{п0}$, що і потрібно. Високоомний вольтметр необхідний і для вимірювань потенціалів на поверхні землі в точках $\varphi_{ха}$, $\varphi_{хб}$ і т.д. (див. рис. 4.3), оскільки давачем потенціалу є нестаціонарний (тобто простий, у вигляді короткого стрижня в ґрунті, зручний для переставляння в точки *а, б* і т.д.) заземлювач. Чим вищою є вимога щодо вимірювання потенціалу саме в точці поверхні ґрунту, тим меншими мають бути геометричні розміри електрода-давача, вищим його опір і, відповідно, ще більшим — внутрішній опір вольтметра.

Нормування параметра опору $R_з$ засновано на вимозі обмеження потенціалу на об'єкті, що заземлюється, в разі стікання із заземлювача розрахункового (за величиною, формою) струму в землю. Наприклад, рекомендується мати опір складного (сіткового) заземлювального пристрою підстанції, мережі з глухозаземленою нейтраллю не більше 0,5 Ом при розрахунковому струмі однофазного короткого замикання; заземлюючий пристрій для електричного комплексу (ЕОМ тощо) відповідно до рекомендацій має опір $R_з$ не більший 4 Ом і т.д. Вимоги до характеру електричного поля на поверхні землі визначаються або намаганням забезпечити приблизну еквіпотенціальність об'єктів, розташованих у різних точках (типу *а*, *б* на рис. 4.3) на поверхні землі, або наміром спеціально створити нееквіпотенціальність. У першому випадку в точках *а* і *б* можуть знаходитися ступні ніг людини і зближення $\varphi_а$ з $\varphi_б$ на відстані кроку є заходом забезпечення електробезпеки шляхом обмеження струму в колі нога-нога; у другому випадку для того ж об'єкта збільшення різниці $\varphi_а$ і $\varphi_б$ створює некомфортні або навіть небезпечні умови і є елементом захисних (охоронних) заходів. Нормування показника електробезпеки (напруги кроку, напруги доторкання) визначається тимчасовими нормами за допустимим струмом через тіло людини. Забезпечення цих норм пов'язане складним чином з потенціалами (типу $\varphi_а$, $\varphi_б$), параметрами ґрунту, з особливостями контакту підошви з ґрунтом та ґрунту через підошву з тілом. Технічне гарантування електробезпеки розглядається у відповідних посібниках, проектах тощо, водночас доречно проаналізувати деякі принципові питання для подальшого їх практичного застосування.

Улаштування заземлювача зі штучних елементів супроводжується вкладанням у ґрунт металу (сталь, мідь тощо). На поверхні ґрунту над заземлювачем у разі стікання розрахункового струму виникає електричне поле. Підсумкова електропровідність системи електродів заземлювача і характер поля залежать від кількості вкладеного в землю металу і від взаєморозміщення елементів. Основним завданням при розрахунку заземлювальних пристроїв є оптимізація за мінімумом металу або за мінімумом вартості спорудження заземлювача з включенням витрат на метал і виконання пристрою при забезпеченні заданих нормативів (за розподілом і значенням електричного поля, за опором).

Окремі електроди лише в деяких випадках можуть забезпечити нормативи; у більшості випадків необхідна електропровідність

заземлювального пристрою забезпечується як сумарне значення провідності багатьох паралельно підключених до об'єкта, що заземлюється, елементарних заземлювачів.

На прикладі напівсферичного і сферичного заземлювачів проілюструємо метод розрахунку як поодинокого заземлювача, так і їх системи у вигляді двох заземлювачів, що взаємно впливають один на одного.

Для розрахунків опору розтіканню або відповідної провідності використовується так звана електростатична аналогія. Стікання із заземлювача струму створює у напівпровідному середовищі поле струму і відповідне потенціальне поле. Потенціальні поля різної фізичної природи характеризуються математичною аналогією: для стаціонарного електричного поля аналогом ємності є електрична провідність, тоді для системи двох тіл маємо

$$G = R^{-1} = C(\rho\varepsilon)^{-1}, \qquad (4.1)$$

де G — електрична провідність між розглядуваними тілами в однорідному середовищі з питомим об'ємним електричним опором ρ; C — ємність між тілами в однорідному середовищі з діелектричною проникністю ε.

Ємність поодинокої сфери радіуса r_0 в однорідному просторі з діелектричною проникністю ε.

$$C = 4\pi\varepsilon r_0,$$

тоді опір заземлення кульового електрода в необмеженому однорідному ґрунті з опором ρ

$$R = \rho(4\pi r_0)^{-1}. \qquad (4.2)$$

Контакту між поверхнею металевого електрода і ґрунтом перешкоджають діелектричні плівки на цій поверхні (окислювання, повітряний прошарок, жирове мащення). Роль такого дефекту електрода оцінюємо, використовуючи диференціальну форму закону Ома і двошарову сферичну систему (рис. 4.4). Напругу прикладено між поверхнями r_0 і r_2, у межах при $r_0 < r \leqslant r_1$, $\rho = \rho_1$ і при $r_1 < r \leqslant r_2$, $\rho = \rho_2$. Відомо, що

$$U = \int_{r_0}^{r_2} j\rho dr = \frac{I}{4\pi}\int_{r_0}^{r_2} \rho\frac{dr}{r^2}.$$

Тоді між сферами r_0 та r опір

$$R = UI^{-1} = \frac{\rho_1}{4\pi}(r_0^{-1} - r_1^{-1}) + \frac{\rho_2}{4\pi}(r_1^{-1} - r_2^{-1}). \qquad (4.3)$$

З (4.3), по-перше, дістаємо для поодинокої сфери при $r_2 \to \infty$, $r_0 = r_1$ та $\rho = \rho_2$ $R = \rho_2(4\pi r_1)^{-1}$, тобто ту ж формулу, що і за умовою

електростатичної аналогії; по-друге, при $r_2 = \infty$ та $r_1 = r_0 + \Delta r$ з урахуванням тонкого шару $\Delta r < r_0$ знехтуємо $\Delta r r_0$ у порівнянні з r_0 й одержимо

$$R_з \approx \rho_1 \Delta r (4\pi r_0)^{-1} + \\ + \rho_2 (4\pi r_0)^{-1} = \Delta R + R. \quad (4.4)$$

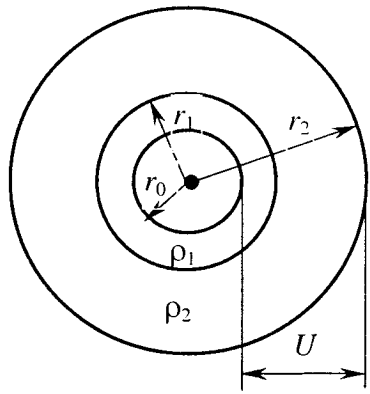


Рис. 4.4. Двошарова сферична система.

Очевидно, що ΔR можна інтерпретувати як наслідок дефекту контакту електрода з ґрунтом за усереднених параметрів дефекту Δr і ρ_1. Такий дефект може виникнути в разі місцевого підсушування початково однорідного ґрунту, що спостерігається при термічному пошкодженні заземлювача. Водночас можливі ситуації, коли штучно знижують ρ_1 у прилеглому шарі порівняно з початковим ρ_2; тоді опір $R_з$ також знижується через те, що ΔR при ρ_2 більше ΔR при ρ_1. Електричний розряд у ґрунті також викликає зниження ρ_2 до деякого $\rho_1 < \rho_2$, що є ефективним для поліпшення заземлення при стіканні з нього струмів блискавки в землю.

Аналітичний розрахунок взаємоекранування двох рівнопотенціальних елементів заземлення досить складний, що можна показати на прикладі двох сполучених між собою сфер радіуса r_0 в однорідному середовищі з питомим опором ρ. Маючи на увазі електростатичну аналогію, провідність двох однакових сферичних з'єднаних заземлювачів (рис. 4.5) визначаємо через ємність аналогічної відокремленої системи провідників [2]:

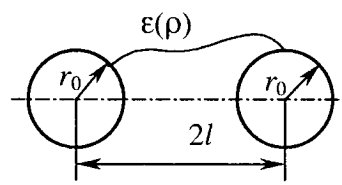


Рис. 4.5. Паралельне включення заземлювачів.

$$C_{скв} = 8\pi\varepsilon r_0 sh\beta \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^{n+1} (shn\beta)^{-1},$$

де $\beta = Arch(l r_0^{-1})$. Результати розрахунків показані на рис. 4.6.

Провідність системи з двох рівнопотенціальних кульових заземлювачів

$$G_{скв} = G_{од} k, \quad (4.5)$$

де k можна визначити за рис. 4.6.

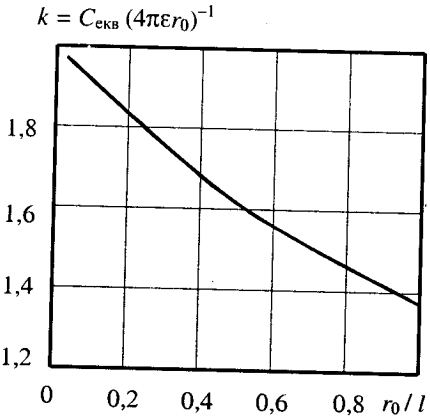


Рис. 4.6. Еквівалентна ємність системи двох куль.

Оскільки $G_{екв} \leqslant 2G$ (тобто $k \leqslant 2$), говорять про коефіцієнт використання провідності кожного із заземлювачів, і в даному випадку $\eta = 0{,}5\,k \leqslant 1$. Визначення коефіцієнта використання η у загальному випадку заземлювачів різних форм і в багатошарових (за опорами ρ) ґрунтах є складним в аналітичному плані, що викликало розвиток методів наближеної оцінки коефіцієнтів η і використання в інженерних розрахунках таблиць і графіків зі значеннями коефіцієнтів η.

При розрахунках заземлювачів застосовують, крім електростатичної аналогії, різні методи. Найпоширенішим є метод, що ґрунтується на заміні заземлювача сукупністю точкових джерел струму. Розглянемо його застосування для вертикального електрода (рис. 4.7) у вигляді стрижня, розміщеного в однорідному ґрунті [3]. Для стрижня можна припустити $r_0 < l_0$, а електрод замінити його осьовою лінією. Припустимо ще, що лінійна густина стікаючого із заземлювача струму незмінна по осі, й позначимо її j. Для поля вертикального електрода в однорідному напівпровідному просторі (питомий опір ρ) існує осьова симетрія, тому зручно використовувати циліндричну систему координат (рис. 4.8).

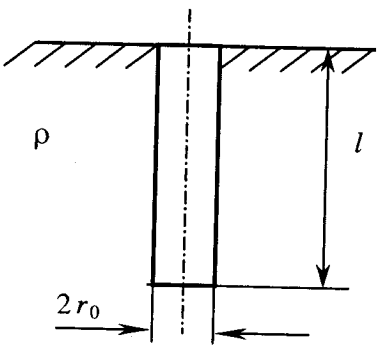


Рис. 4.7. Вертикальний заземлювач незаглиблений.

Для точки M (рис. 4.9) в об'ємі ґрунту поза заземлювачем, де визначаємо електричний потенціал, використовуємо систему трьох координат r, z, φ; для точкових зарядів лінії, якою замінимо електрод, положення окремої точки визначається як η (аналог z) за відсутності r і φ. Елементарний потенціал у точці $M(r, z)$ від точкового джерела струму $N(\eta)$ позначимо $d\varphi(M)$. Струм із точкового

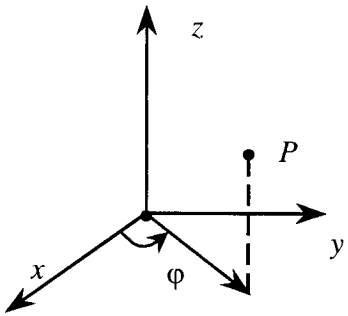


Рис. 4.8. Циліндрична система координат.

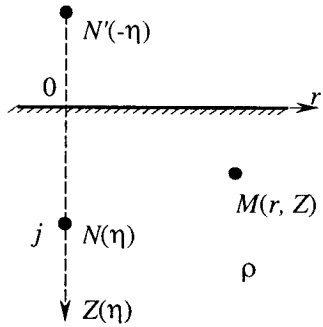


Рис. 4.9. Ескіз взаєморозміщення точкового заряда *N*: контрольної точки *M*.

джерела становитиме $jd\eta$. Застосуємо відомий метод дзеркальних відображень і відповідно до нього замінимо непровідний півпростір (реально це повітря) таким самим середовищем, як і ґрунт з опором ρ нижче денної поверхні. Розмістимо фіктивне джерело струму в точці $N'(-\eta)$ зі струмом $jd\eta$. Введення фіктивного джерела дозволяє врахувати вплив межі розподілу (денної поверхні) на поле джерела $N(\eta)$. Використовуючи накладання полів, знаходимо:

$$d\varphi(M) = jd\eta\rho(2\pi)^{-1}\left(MN^{-1} + MN'^{-1}\right)$$

Далі не складно одержати кінцевий результат. Відрізок

$$MN = \left(r^2 + (z-\eta)^2\right)^{0,5}; \quad MN^{-1} = \left(r^2 + (z+\eta)^2\right)^{0,5}$$

та

$$d\varphi(M) = \frac{Id\eta\rho}{4\pi l_0}\left(\left(r^2 + (z-\eta)^2\right)^{-0,5} + \left(r^2 + (z+\eta)^2\right)^{-0,5}\right),$$

де I — стікаючий із заземлювача струм.

Потенціал у точці M від зарядів, розміщених по всій довжині заземлювача,

$$\varphi(M) = \int_0^{l_0} d\varphi(M) =$$

$$= \frac{I\rho}{4\pi l_0}\int_0^{l_0}\frac{d\eta}{\left(r^2 + (z-\eta)^2\right)^{0,5}} + \frac{d\eta}{\left(r^2 + (z+\eta)^2\right)^{0,5}} =$$

$$= \frac{I\rho}{4\pi l_0}\ln\frac{z + l_0 + (r^2 + (z+l_0)^2)^{0,5}}{z - l_0 + (r^2 + (z-l_0)^2)^{0,5}}. \qquad (4.6)$$

Стрижневий електрод-заземлювач утворює електричне поле в ґрунті з еквіпотенціальними поверхнями у вигляді півеліпсоїдів обертання або з урахуванням осьової симетрії переріз поверхонь дає півеліпси. Справді, нехай функція під знаком логарифма у виразі (4.6) дорівнює сталій A. Тоді

$$z+l_0+\left(r^2+\left(z+l_0\right)^2\right)^{0,5}=A\left(z-l_0+\left(r^2+\left(z-l_0\right)^2\right)^{0,5}\right)$$

і

$$\frac{z^2}{l_0^2\left(\frac{A+1}{A-1}\right)^2}+\frac{r^2}{l_0^2\left(\frac{A+1}{A-1}\right)^2-l_0^2}=1. \qquad (4.7)$$

Вираз (4.7) показує, що еквіпотенціали є півеліпсами з півосями: великою a та малою b:

$$a=\left(l_0^2\left(\frac{A+1}{A-1}\right)^2\right)^{0,5};\quad b=\left(l_0^2\left(\frac{A+1}{A-1}\right)^2-l_0^2\right)^{0,5}.$$

Власне циліндричний (стрижневий) електрод з діаметром $2r_0$ і довжиною l_0 (див. рис. 4.7) можна також замінити півеліпсоїдом з малою піввіссю, що дорівнює r_0; велика піввісь дорівнює $(l_0^2 + r_{4.0}^2)^{0,5}$, або при звичайних для практики $l_0 > r_0$ ця піввісь береться такою, що дорівнює l_0.

Опір заземлення отримаємо, визначивши потенціал φ_3 за виразом (4.6) для верхнього кінця заземлювача, тобто $r = r_0$ і $z = 0$:

$$R_з=\varphi_з I^{-1}=\rho(4\pi l_0)^{-1}\ln\left(\left(r_0^2+l_0^2\right)^{0,5}+l_0\right)\left(\left(r_0^2+l_0^2\right)^{0,5}-l_0\right)^{-1}. \qquad (4.8)$$

За умови $l_0 > r_0$ маємо:

$$\left(r_0^{\,2}+l_0^{\,2}\right)^{0,5}+l_0\approx 2l_0;$$

$$\left(r_0^{\,2}+l_0^{\,2}\right)^{0,5}-l_0\approx 0,5r_0^{\,2}l_0^{-1}.$$

Тоді, скориставшись зображенням циліндричного електрода заземлювача півеліпсоїдом обертання, одержимо вираз:

$$R_з\approx\rho\left(2\pi l_0\right)^{-1}\ln 2l_0r_0^{-1}. \qquad (4.9)$$

В окремому випадку опір R стрижневого електрода з виходом його на денну поверхню описується виразом, що випливає з точного розв'язку для циліндричної форми електрода:

$$R_з\approx\rho(2\pi l_0)^{-1}\ln 1,4l_0r_0^{-1}. \qquad (4.10)$$

Розбіжність результатів розрахунків за (4.9) і (4.10) не перевищує декількох відсотків. З ускладненням форми електрода порівняно зі стрижневою або у випадку довільного взаєморозміщення верхнього кінця електрода відносно денної поверхні зростають труднощі строгого математичного розв'язання задачі про потенціальне поле заземлювача та розрахунку опору розтіканню. Розглянемо вертикальний циліндричний електрод, що не виходить на поверхню землі, як це показано на рис. 4.10. Опір заземлення електрода

$$R_з = \frac{\rho}{4\pi l_0}\ln\left[\frac{\left(0,5l_0+\left(r_0^{\,2}+(0,5l_0)^2\right)^{0,5}\right)}{\left(-0,5l_0+\left(r_0^{\,2}+(0,5l_0)^2\right)^{0,5}\right)}\times\right.$$
$$\left.\times\frac{\left(2t+1,5l_0+\left(r_0^{\,2}+(2t+1,5l_0)^2\right)^{0,5}\right)}{\left(2t+0,5l_0+\left(r_0^{\,2}+(2t+0,5l_0)^2\right)^{0,5}\right)}\right]. \qquad (4.11)$$

При $r_0^{\,2} << (0,5l_0)^2$

$$R_з \frac{\rho}{2\pi l_0}\left(\ln\frac{l_0}{r_0}+0,5\ln\frac{1,5l_0+2t}{0,5l_0+2t}\right). \qquad (4.12)$$

Прямування $t\to 0$ і перехід до випадку рис. 4.7 дають за виразом (4.12) результати у вигляді

$$R_з = \rho\left(2\pi l_0\right)^{-1}\ln 1,73 l_0 r_0^{-1}, \qquad (4.13)$$

що добре узгоджується з виразом (4.10).

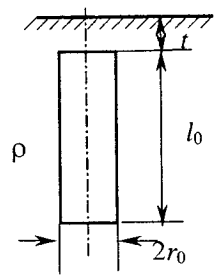


Рис. 4.10. Вертикальний заземлювач заглиблений.

Горизонтальний заземлювач у вигляді циліндричного електрода, заглибленого в землю (рис. 4.11), має опір заземлення, обчислюваний за наближеним виразом

$$R_з = \frac{\rho}{4\pi l_0}\ln\frac{\left(0,5l_0+\left((0,5l_0)^2+r_0^{\,2}\right)^{0,5}\right)\left(0,5l_0+\left((0,5l_0)^2+r_0^{\,2}+4t^2\right)^{0,5}\right)}{\left(-0,5l_0+\left((0,5l_0)^2+r_0^{\,2}\right)^{0,5}\right)\left(-0,5l_0+((0,5l_0)^2+r_0^{\,2}+4t^2)^{0,5}\right)}. \qquad (4.14)$$

Розрахункову форму, зручну для інженерних цілей, дістаємо з (4.14) з урахуванням реальних для практики співвідношень $2r_0 l_0^{-1} < <10^{-2}$; $4tl_0^{-1}<0,4$:

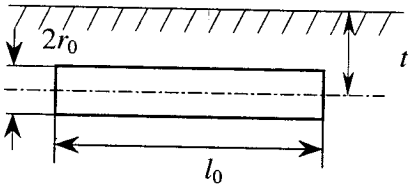


Рис. 4.11. Заземлювач горизонтальний заглиблений.

$$R_з \approx \rho(2\pi l_0)^{-1}\left(\ln l_0^{\,2}(2r_0t)^{-1} + \right.$$
$$\left. + 0{,}5\ln\left(1+4t^2l_0^{-2}\right)\right). \qquad (4.15)$$

Подальше спрощення (4.15) можливо, якщо прийняти $4t^2l_0^{-2}$ досить малим. Тоді

$$R_з \approx \rho(2\pi l_0)^{-1}\ln l_0^2(2r_0t)^{-1}. \qquad (4.16)$$

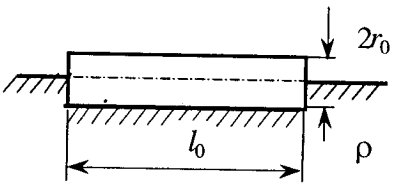


Рис. 4.12. Заземлювач горизонтальний напівзаглиблений.

Підняття електрода, тобто зменшення t, має граничне положення, якщо $t = 0$, і циліндричний електрод наполовину занурений у ґрунт (рис. 4.12). Для цього випадку наближено маємо:

$$R_з \approx \rho(\pi l_0)^{-1}\ln l_0 r_0^{-1}. \qquad (4.17)$$

Вираз (4.17) не випливає з (4.15) при $t \to 0$.

4.3. Опір розтіканню незосередженого заземлювача

Електрод заземлювача в загальному вигляді можна подати як лінію з втратами та зі скінченною довжиною. Відрізок по довжині заземлювача Δx має схему заміщення, показану на рис. 4.13. Введений у заземлювач струм i стікає в землю, що відображає поперечна ланка з провідністю $g\Delta x$ та ємністю $C\Delta x$. Зміна поздовжнього струму i визначає різницю спадів напруги Δu по довжині заземлювача, а також нееквіпотенціальність заземлювача внаслідок відмінності потенціалу в місці введення струму в заземлювач і в кінці заземлювача. Вхідний опір лінії, що замінює заземлювач, у разі використання схеми заміщення з комірками за рис. 4.3, носить комплексний характер. Розрахувати заземлювач як лінію значно складніше, ніж еквіпотенціальний, і необхідність такого розрахунку

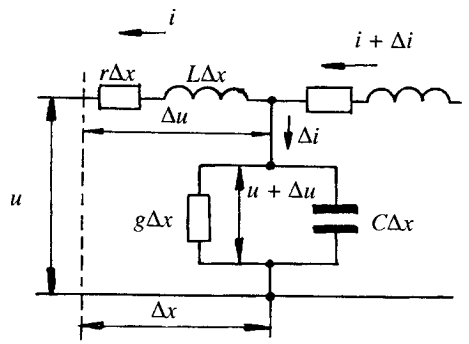


Рис. 4.13. Схема заміщення заземлювача деякої довжини.

має бути обґрунтована. Очевидно, що зі зростанням еквівалентної частоти струму, який вводиться у заземлювач, збільшується вплив реактивних параметрів заземлювача. Ця обставина враховується при аналізі роботи заземлювача в імпульсному режимі, наприклад, при відведенні в землю струму блискавки.

Відповідно до рис. 4.13 маємо рівняння для приростів напруги і струму на елементі довжини заземлювача із задовільною точністю:

$$\left.\begin{aligned} -\Delta u &= \left(ri + L\frac{di}{dt} \right)\Delta x; \\ -\Delta i &= \left(gu + C\frac{du}{dt} \right)\Delta x \end{aligned}\right\}. \qquad (4.18)$$

Знак «–» для приростів показує, що в напрямі, позначеному для струму стрілкою на рис. 4.13, відбувається зменшення параметра.

Диференціальна форма рівнянь (4.18) відома як система телеграфних рівнянь

$$\left.\begin{aligned} -\frac{\partial u}{\partial x} &= ri + L\frac{\partial i}{\partial t}; \\ -\frac{\partial i}{\partial x} &= gu + C\frac{\partial u}{\partial t} \end{aligned}\right\}. \qquad (4.19)$$

Розв'язується ця система рівнянь з урахуванням граничних (просторових) і початкових (часових) умов. Приклади таких розв'язань розглянуто в ТОЕ. Обґрунтоване виключення окремих доданків у системі (4.19) спрощує розв'язання.

Практика вимірювань і розрахунків заземлювачів при імпульсних струмах показує, що для близьких до граничних параметрів $\tau_ф \geqslant 2$ мкс та діелектричної проникності ґрунту $\varepsilon_г < 8$ ємністю елемента заземлювача C можна знехтувати в більшості випадків, тобто при $\rho \leqslant 2{,}5 \cdot 10^3$ Ом·м.

Електрод заземлювача в багатьох випадках виконують зі сталі. Провідник має омічний опір r та індуктивність L, яка визначає індуктивний опір X на одиницю його довжини. Обидва опори залежать і від значення струму, що проходить по провіднику. На рис. 4.14 показано вплив значення струму I робочої частоти на опори сталевого проводу: *1* — X та *2* — r — для проводу з перерізом 5 мм²; *3* — X та *4* — r — для проводу перерізом 25 мм².

Очевидно, вплив на ΔU індуктивності L зі зростанням еквівалентної частоти ω збільшується в порівнянні з опором r. Надійні оцін-

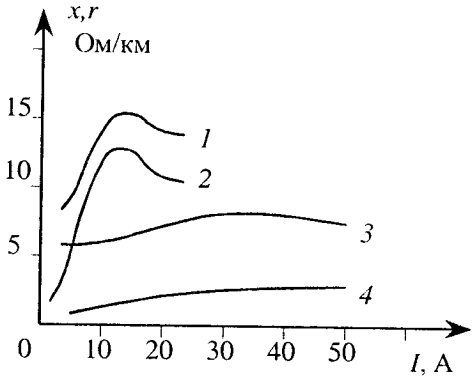


Рис. 4.14. Вплив струму на опори сталевого стрижня.

ки показують, що поздовжнім активним опором заземлювача можна знехтувати, при цьому похибка не перевищить 10 % принаймні для імпульсних струмів. Таким чином, у схемі заміщення заземлювача слід зберегти індуктивність L та еквівалент витікання g. Ще одне спрощення полягає в однорідності цих параметрів по довжині заземлювача.

Неважко побачити, що наявність поздовжнього реактансу є причиною нееквіпотенціальності по довжині електрода заземлювача. Така можлива нееквіпотенціальність зумовлює послаблення стікання струму з ділянок заземлювача, що мають знижений (порівняно з початком електрода — точки введення струму в заземлювач) потенціал, та опір $R_{з.н}$ заземлювача зростає. Відношення $R_з(R_{з.н})^{-1} = k < 1$ характеризує ефективність використання заземлювача.

Нееквіпотенціальність заземлювача помітно виявляє себе, коли поздовжній опір електрода (реактанс) спільномірний з опором розтікання.

Приклад. Спрощено заземлювач уявимо таким, що складається з багатьох комірок L-g (рис. 4.15). Нехай на вході однієї з комірок є напруга U, тоді на еквіваленті провідності на землю g напруга буде $U - \Delta U$ і відносна нееквіпотенціальність

$$\Delta U^* = \Delta U U^{-1} = (R(\omega L)^{-1} + 1)^{-1}. \quad (4.20)$$

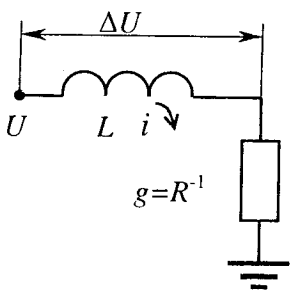


Рис. 4.15. Спрощена схема заміщення комірки заземлювача.

Для електрода на поверхні землі (див. рис. 4.12) при $l_0 = 10$ м та $d_0 = 1{,}2$ см $R = 0{,}236\rho$, або при $\rho = 20$ Ом·м, $R = 4{,}7$ Ом; при $\rho = 2 \cdot 10^3$ Ом·м, $R = 470$ Ом.

Індуктивність такого електрода при струмі 30 А орієнтовно становить 100 мкГн; для частоти $f = 10^5$ Гц реак-

танс $\omega L = 0{,}63$ Ом і для $f = 10^5$ Гц $\omega L = 63$ Ом. Очевидно, що при $\rho = 2 \cdot 10^3$ Ом·м $\Delta U^* = 0{,}19$ для $f = 10^3$ Гц і $\Delta U^* = 0{,}93$ для $f = 10^5$ Гц.

Нееквіпотенціальність підсилюється із зростанням довжини електрода, зі зменшенням питомого опору ґрунту ρ і зі збільшенням еквівалентної частоти ω струму.

Горизонтальні заземлювачі мають помітну нееквіпотенціальність у разі імпульсних струмів блискавки, що знижує ефективність їхнього використання. Довжини горизонтальних електродів, наприклад для заземлювачів опор ліній електропередачі, практично не перевищують 30 м.

Система (4.19) телеграфних рівнянь в операторній формі після повторного диференціювання і виключення напруги дає:

$$\frac{d^2 i}{dx^2} - pLgi = 0. \tag{4.21}$$

Загальне розв'язання має вигляд:

$$i = A\exp(\alpha_1 x) + B\exp(\alpha_2 x), \tag{4.22}$$

де $$\alpha_{1,2} = \pm\left(pLg\right)^{0.5} = \pm\alpha.$$

При одиничному імпульсі струму $i = 1$ маємо для початку заземлювача в точці введення струму $x = 0$, $i = A + B = 1$ і для кінця заземлювача $x = l$ $I = A\exp(\alpha l) + B\exp(-\alpha l) = 0$.

Тоді

$$i = \left(\exp\left(\alpha\left(l - x\right)\right) - \exp\left(-\alpha\left(l - x\right)\right)\right)\left(\exp\left(\alpha l\right) - \exp\left(-\alpha l\right)\right) =$$
$$= sh\alpha\left(l - x\right)sh\alpha l = \left(z\left(p\right)\right)^{-1}. \tag{4.23}$$

Часову форму розв'язання для одиничного струму $i = 1$ дістають, застосовуючи теорему розкладання; перетворення досить об'ємні [4], і тут наведемо лише здобуті вирази.

При введенні косокутного струму $i = at$ вхідний опір заземлювача

$$z_{(0,t)} = R(1 + \pi^2 T_1 (3t)^{-1}(1 - 6\pi^{-2}\sum_{k=1}^{k=n}\exp(-tT_k^{-1}))), \tag{4.24}$$

де $R = (gl)^{-1}$ — стаціонарний опір заземлення електрода з довжиною l та радіусом r_0, визначається за (4.15); $T_k = Lgl^2 k^{-2}\pi^{-2}$ при індуктивності електрода $Ll = L_e$;

$$L_e = 0{,}5\mu_0 l\pi^{-1}\left(\ln 2lr_0^{-1} - 1\right) + 0{,}3(\pi r_0)^{-1}\left(\mu\omega^{-1}\gamma^{-1}\right)^{0.5}. \tag{4.25}$$

У розрахунку індуктивності $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; l, r_0 виміряються в метрах; $\omega = 2f_{скв}$; γ — питома провідність матеріалу електрода;

μ — абсолютна магнітна проникність за основною кривою намагнічування матеріалу в полі $H = I(2\pi r_0)$, тобто при розрахунковому струмі I.

Число n ураховуваних у виразі (4.24) доданків залежить від заданої похибки результату розрахунку $z_{(0.t)}$.

Для струму блискавки трикутної форми з $\tau_ф > 3T_1$ опір у момент амплітуди

$$z(0,\tau_ф) = R + L_e(3\tau_ф)^{-1}, \tag{4.26}$$

а потенціал на кінці електрода $x = l$ і при амплітуді струму

$$u(l,\tau_ф) = a(R\tau_ф - 0{,}17L_e). \tag{4.27}$$

Вважають, що заземлювач використовується ефективно, якщо $Z_{(0.t)}R^{-1} \leqslant (1{,}2, ..., 1{,}3)$. У разі стікання із заземлювача струму низької частоти, а в границі — постійного струму схема заміщення за рис. 4.13 спрощується через виключення індуктивності L та ємності C. За умови $\Delta x = 1$ з (4.19) дістанемо:

$$\left.\begin{aligned} -du &= ridx; \\ -di &= gudx. \end{aligned}\right\} \tag{4.28}$$

Відповідно до (4.28) $d^2u/dx^2 = rgu = \lambda^2 u$ при $\lambda^2 = (rg)^{-1}$ і загальне розв'язання має вигляд:

$$u = u_1 chx\lambda^{-1} + u_2 shx\lambda^{-1}; \tag{4.29}$$

$$i = -r^{-1}\frac{du}{dx} = -(r\lambda)^{-1}(u_1 shx\lambda^{-1} + u_2 chx\lambda^{-1}). \tag{4.30}$$

Врахуємо, що при $x = 0$ на початку заземлювача $u = U_0$; при $x = l$, $i = 0$. Підстановка цих граничних просторових умов дозволяє одержати з (4.29) вирази $U_0 = u_1 ch0 + u_2 sh0$; $u_1 = U_0$, а з (4.30) рівняння $i = 0 = -(r\lambda)^{-1}(U_0 shl\lambda^{-1} + U_2 shl\lambda^{-1})$, $u_2 = -U_0 thl\lambda^{-1}$.

Ввівши розшифровані сталі u_1 та u_2 в (4.29), знайдемо:

$$u = U_0(chx\lambda^{-1} - chl\lambda^{-1} - shl\lambda^{-1}shx\lambda^{-1})(chl\lambda^{-1})^{-1} =$$
$$= U_0 chl\lambda^{-1}(1 - xl^{-1})chl\lambda^{-1}, \tag{4.31}$$

а з (4.30)

$$i = i_0 shl\lambda^{-1}(1 - xl^{-1})shl\lambda^{-1}, \tag{4.32}$$

де $i_0 = -(r\lambda^{-1})(-U_0 thl\lambda^{-1}) = U_0(r\lambda)^{-1}thl\lambda^{-1}$.

Вхідний опір заземлювача, що описується схемою заміщення з опорами в ланках кола g і r,

$$R = U_0 i_0^{-1} = r\lambda cthl\lambda^{-1} = (rg^{-1})^{0,5} cthl(rg)^{0,5}. \tag{4.33}$$

Вираз (4.33) показує, що при збільшенні довжини заземлювача l його вхідний опір $R \rightarrow (rg^{-1})^{0.5}$, тобто перестає залежати від довжини l.

4.4. Опір заземлювача в багатошаровій електричній структурі ґрунту

Практика і теоретичний аналіз підтверджують задовільні результати визначення, зокрема, опору розтіканню заземлювача при вдалій заміні багатошарової (в електричному розумінні) моделі ґрунту двошаровою. У порівнянні вже з однорідним ґрунтом введення в розрахунок двошаровості також зближує розрахунки з результатами експериментів. Обсяг розрахунків при цьому збільшується.

Визначення власне багатошарової моделі ґрунту становить самостійну задачу і розглядається найбільш докладно серед геофізичних методів; окремі методи пристосовані і для випадків підготовки початкових даних при розрахунках заземлювачів.

Вивчення кернів при бурінні з метою підготовки початкових даних про механічні властивості ґрунтів у місці передбачуваного спорудження фундаменту деякої будівельної конструкції також дозволяє скласти багатошарову модель ґрунту з урахуванням даних рис. 4.16.

Пошук двошарової моделі для реальної багатошаровості ґрунтується на положенні рівнозначності опору заземлювача в обох структурах. Щодо заземлювального пристрою задача розглядалася професором О. І. Якобсом [3]. У цьому розгляді одним з принципових припущень є подання реальної системи електродів еквіпотенціального заземлювача провідною обвідною цієї системи поверхнею стисненого півеліпсоїда обертання (рис. 4.17,*б*). Переріз

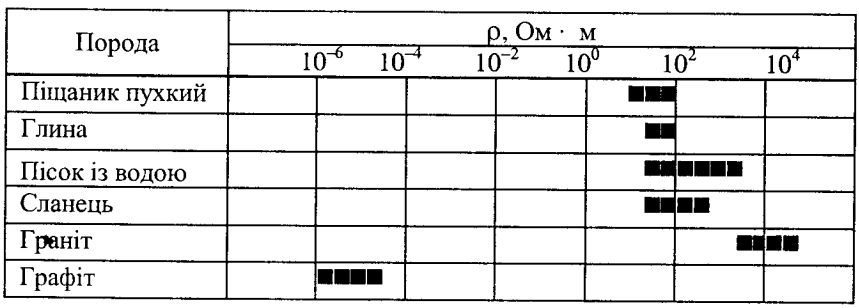
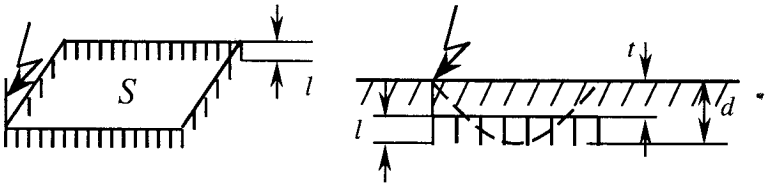


Рис. 4.16. Питомі опори окремих порід.



а *б*

Рис. 4.17. Вибір стисненого півеліпсоїда для розрахунку опору складного заземлювача.

еліпсоїда на поверхні землі приймається рівновеликим площі S, займаної заземлювачем. Мала піввісь еліпсоїда $d = l + t$.

Приймемо для розгляду початкову багатошарову модель відповідно до рис. 4.18. Один з варіантів розміщення вертикального електрода заземлювального пристрою приводить до перетину електродом трьох шарів, тоді задача еквівалентування допускає визначення моделі з двома шарами: перший — до глибини $h_1 + h_2$ з опором ρ_{1e}; другий враховує всі розміщені нижче шари і має опір ρ_{2e}. Опір півеліпсоїда обертання в n-шаровій структурі ґрунту

$$R_3 = \arcsin ab^{-1}\left(2\pi\sum_{i=1}^{i=n}\rho_i^{-1}\left(\left(a^2 - m_i^2\right)^{0,5} - \left(a^2 - m^2{}_{i-1}\right)^{0,5}\right)\right)^{-1}, \quad (4.34)$$

де $a = (b^2 - d^2)^{0,5}$ при $b = (S\pi^{-1})^{0,5}$;

$$m_i = 2^{-0,5}\left(q^2 + H_i^2 + a^2 - \left(\left(q^2 + H_i^2 + a^2\right)^2 - 4q^2a^2\right)^{0,5}\right)^{0,5};$$

$$q = \left(2b(b+d)\right)^{0,5};\ H_i = h_1 + h_2 + \ldots + h_i\ .$$

Умова інваріантності, тобто незалежності від типу вигляду моделі, для опору півеліпсоїда при заміні k-верхніх шарів одним еквівалентним з опором ρ_{e1-k} має вигляд:

$$(\rho_{e1-k})^{-1}(a^2 - m_k^2)^{0,5} =$$

$$= \sum_{i=1}^{i=k}\rho_i^{-1}\left(\left(a^2 - m_i^2\right)^{0,5} - \left(a^2 - m_{i-1}^2\right)^{0,5}\right),$$

звідки

$$\rho_{e1-k} = F_k\left(\sum_{i=1}^{i=k}\rho_i^{-1}\left(F_i - F_{i-1}\right)^{-1}\right).$$

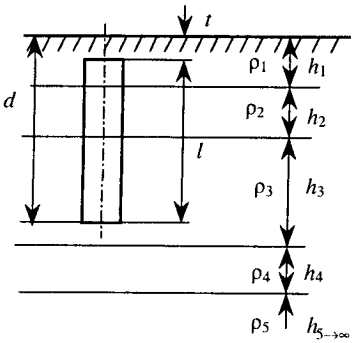


Рис. 4.18. Вертикальний заземлювач в багатошаровому ґрунті.

при

$$F_i = (1 - m_i^2 a^{-2})^{0,5}. \tag{4.35}$$

Опір нижніх шарів набуває вигляду:

$$\rho_{e(k+1)-n} = (1 - F_k)\left(\sum_{i=k+1}^{i=n} \rho_i^{-1} \left(F_i - F_{i-1} \right) \right)^{-1}. \tag{4.36}$$

Для зручності функцію F табульовано в межах $H_i a^{-1} = 0,01...0,6$ та $da^{-1} = 0,02...0,5$.

Для одного вертикального електрода-заземлювача знаходження розрахункової двошарової моделі може бути спрощене. Висота верхнього еквівалентного шару береться за глибиною вкладання заземлювача:

$$h_{e1} = l_в + t; \tag{4.37}$$

$$\rho_{e1} = \sum_{i=1}^{i=k} h_i \left(\sum_{i=1}^{i=k} h_i \rho_i^{-1} \right)^{-1}. \tag{4.38}$$

Припускається, таким чином, що по висоті h_{e1} розміщується кілька $\left(h_{c1} = \sum_{i=1}^{i=k} h_i \right)$, а саме k шарів. Нижній (другий) шар згідно з надійними оцінками має враховувати ґрунти з глибиною залягання до $H = 1,4 l_в$. У випадку убування опору ρ_i зі зростанням глибини h рекомендується використовувати вираз

$$\rho_{e2} = (H - h_{e1})^{-1} \sum_{i=k+1}^{i=n} \rho_i h_i, \tag{4.39}$$

а при наростанні опорів ρ_i з глибиною h — вираз

$$\rho_{e2} = (\gamma_{e2})^{-1};\ \ \gamma_{e2} = (H - h_{e1})^{-1} \sum_{i=k+1}^{i=n} \gamma_i h_i. \tag{4.40}$$

Необхідні для обчислення опорів заземлення вирази як для горизонтальних, так і для вертикальних електродів наводяться в літературі, що рекомендується.

4.5. Фізичне моделювання заземлювачів

Розрахунок заземлюючого пристрою виявляється можливим при наявності досить коректного опису окремих заземлювачів, їх системи, властивостей ґрунту (значення питомих опорів ґрунту з прив'язкою цих значень до елементів об'єму ґрунту в ближній і віддаленій відносно електродів зонах та можливій зміні опорів

ґрунту під впливом стікаючих з електродів у землю струмів) і використанні алгоритму методу розрахунку з урахуванням усіх зазначених факторів. Створення такого алгоритму у формі програми є досить складним і припускає ряд допущень і спрощень, що знижують точність результату, але полегшують сам розрахунок. Тому, незважаючи на невисокі вимоги до збігання результату обчислення і прийнятого за істинне значення виміру опору фізичного об'єкта — заземлювача (допускається розбіжність порядку 20 %), питання про спрощення і припущення при складанні розрахункової моделі заземлювача цілком обґрунтоване.

Певне обґрунтування спрощень і припущень можна здобути шляхом фізичного моделювання заземлювачів. Моделювання й саме по собі може дати необхідний кінцевий результат для оцінки заземлювачів [5].

Використання аналогового моделювання має бути значно зручнішим для дослідження, ніж використання натурного об'єкта. Геометричні розміри модельного заземлювача є, звичайно, істотно меншими, ніж його реальний крупногабаритний прототип. В основу моделювання заземлювача покладено дотримання так званих критеріальних співвідношень та геометричної подібності. Використовуються критеріальні співвідношення, спільні з критеріями подібності електромагнітних процесів:

$$\mu\gamma l^2 t^{-1} = idem; \quad \varepsilon(\gamma t)^{-1} = idem.$$

Оскільки масштаб, наприклад, довжини $m = l_{\text{моделі}} \cdot l^{-1}_{\text{натури}}$ та інші масштаби визначають коректність моделі, повинні виконуватися подібні до основних критеріїв критеріальні співвідношення масштабів, зокрема, для стаціонарного режиму заземлювача

$$m_R m_\gamma m_l = 1, \qquad (4.41)$$

де m_R — масштаб опору заземлювача; m_γ, m_l — масштаби відповідно питомої електричної провідності ґрунту і лінійний (геометричний).

Співвідношення (4.41) дозволяє дати кілька рекомендацій щодо практики фізичного моделювання заземлювачів. Оскільки зменшення геометричного розміру заземлювача можна вважати початково доцільним, співвідношення опору заземлювача та опору ґрунту моделі пов'язані прямо пропорційно. Цей висновок не створює проблем для моделювання, тим більше, що зниження провідності заземлювача дозволяє використовувати джерела напруги невеликої потужності. Складніше з ґрунтом. Реальний ґрунт є композицією твердих частинок, пилоподібних мас, повітряних включень (пор). Очевидно, перехідний опір з металевого електрода на ґрунт зале-

жить від співвідношення розмірів поверхні електрода та фракцій ґрунту, а зі зменшенням масштабу m_l моделі заземлювача перехідний опір у загальному випадку зростає, а ступінь зростання визначити важко.

Можлива постановка питання про моделювання самого ґрунту, що складно реалізувати. Часткове розв'язання полягає в заміні ґрунту рідким середовищем (електролітом), як це зроблено в електролітичній ванні для моделювання електричних і струмових полів. Така заміна дає очікуваний результат за певних умов, коли зміни властивостей ґрунту від картини струмів не виявляють себе. При фізичному моделюванні термічних та імпульсних (великі струми) параметрів заземлювача доводиться використовувати реальні ґрунти. Знизити похибку, викликану зміною відношення розміру довжини заземлювача до площі фракцій ґрунту, можливо екстраполюванням результату моделювання за даними вимірювань на моделях, що відрізнялися геометричними розмірами. Метод неодноразово використовувався в дослідженнях заземлювачів, виконаних на кафедрі в НТУ «ХПІ».

Електрод заземлювача в ґрунті є джерелом струму, тобто густини струму в ґрунті з віддаленням від поверхні електрода убувають. Струм нагріває ґрунт, перегрівання ґрунту змінює його електропровідність, зумовлену водяними розчинами (електролітом). За певних енергій ґрунт підсихає, і тоді розглядається ситуація, за якої на поверхні електрода утвориться підсушена ділянка ґрунту й опір заземлювача зросте внаслідок його термічної поразки. Вивчення квазістаціонарного температурного поля в ґрунті також виконується на фізичних моделях заземлювачів.

Рівняння стаціонарного температурного поля має вигляд:

$$\operatorname{div}\operatorname{grad}\theta = -E^2(\lambda\rho)^{-1},$$

де θ — температура перегріву відносно навколишнього середовища; E — напруженість електричного поля; λ — питома теплопровідність ґрунту; ρ — питомий опір (електричний) ґрунту.

Геометрична подібність визначає такі аналогії: для $div grad\theta$ аналогом є θl^{-2}; для E^2 — аналог $U^2 l^{-2}$. Тоді достатній критерій подібності термічного процесу

$$\rho\lambda\theta U^{-2} = \pi_1. \qquad (4.42)$$

Відсутність у критерії характерного геометричного розміру l заземлювача означає, що при фіксованих ρ і λ температура θ завжди пропорційна квадрату діючої напруги U^2 незалежно від геоме-

тричних розмірів подібних заземлювачів. З виразу (4.42) знайдемо при необхідності напругу на заземлювачі, якщо задано температуру θ.

Зміна в часі напруги U визначає зміни й у тепловому режимі, оскільки стан описується виразом

$$c\gamma\frac{d\theta}{dt} = E^2\rho^{-1} + \mathrm{div}(\lambda \mathrm{grad}\theta),$$

де C — питома теплоємність; λ — коефіцієнт кінематичної в'язкості середовища.

Критерій, що характеризує швидкість зміни теплового поля, є відносною постійною часу:

$$\rho c\gamma\theta l^2 u^{-2} t^{-1} = \pi_2,$$

або з урахуванням виразу (4.42) для π_1 і при $c\gamma = C$

$$\pi_2 = Cl^2(\lambda t)^{-1} = Tt^{-1}, \qquad (4.43)$$

де t — поточний час; $T = Cl^2\lambda^{-1}$ — теплова постійна процесу.

При моделюванні теплових процесів зі зменшенням довжини l моделі порівняно з натурою доцільним є збереження однакового в обох випадках ґрунту, тому урахування співвідношення розмірів заземлювача і фракцій ґрунту зберігає актуальність.

4.6. Фізичне заземлення

Фізичне заземлення забезпечує низький (практично нульовий) потенціал на корпусах, що заземлюються, і колах фізичних приладів у схемах особливо точних вимірів, на елементах електронних машин тощо. Наявність деякого потенціалу на пристроях змінного струму, що заземлюються, у нормальному режимі роботи визначається стіканням невеликого ємнісного струму з електродів заземлення. Крім того, електроди заземлення можуть знаходитись у полі струмів у землі. Такі струми (змінні чи односпрямовані) створюють у землі установки електротранспорту і меншою мірою космічними тілами — так звані телуричні струми. Названі причини появи потенціалу на фізичному заземленні визначили особливості його конструкції і значення опору розтіканню. Вважають, що опір заземлення не повинен перевищувати 4 Ом, і в конкретних випадках це значення уточнюється. Розміщення заземлювача в такому місці, де поле блукаючих струмів слабке, вимагає спеціального пошуку такого місця.

Початковим варіантом вирішення фізичного заземлення може бути занурення власне електродів заземлювача в ґрунтові води на глибину 30 ÷ 50 м і використання для провідника, що заземлює,

екранованого кабеля. Екран кабеля, як і струмопровідна жила, з'єднується одноразово з електродом заземлювача. Можлива конструкція, коли навколо власне електрода заземлювача створюється система охоплюючих його вертикальних електродів.

4.7. Приклади виконання заземлень

В окремих випадках виконання заземлення може бути нескладним. Так, часто виникає завдання заземлення окремо розташованого блискавковідводу чи струмоспуску від блискавковідводу невеликої споруди типу котеджу. В інших випадках потрібно заземлити корпус електронної системи, радіоприймальний пристрій. Але не передбачається повторне заземлення нульового проводу.

Відомо [6, 7], що питомий об'ємний опір садової землі і вологої глини варіюється приблизно від 10 до 70 Ом·м при середньому значенні $\rho = 40$ Ом·м. Приблизно таким же опором характеризується вода в колодязі.

Заземлювач поодинокий вертикальний (рис. 4.2,*а*) у названих ґрунтах створює $R_з \approx 10$ Ом, якщо $t = 0{,}6 \div 0{,}8$ м і довжина $l = 3$ м для електрода зі сталі діаметром $d \approx 10 \div 20$ мм. Застосування кутового профілю 40×40×4 мм дозволить для одержання $R_з \approx 10$ Ом використовувати $l = 2$ м.

Опір $R_з = 4$ Ом можна також одержати, використовуючи три паралельно розміщених у ґрунті поодиноких електроди зі сполучною перемичкою з того ж матеріалу на глибині t. Досить мати два електроди завдовжки по 3 м і взаємним видаленням 5 м. Інший варіант має три електроди завдовжки по 2,5 м і зсувом у ряді на 2,5 м.

У випадку, коли електрод виходить на поверхню землі (рис. 4.2,*а*), у ґрунті з $\rho = 40$ Ом·м опір $R_з = 10$ Ом має система двох електродів завдовжки по 3 м і взаємно віддалених на 3 м. Опір $R_з = 4$ Ом має система з чотирьох електродів довжиною 3 м, розміщених по вершинах квадрата зі стороною 6 м.

Порівняння двох варіантів розташування електродів (із зануренням на глибину $t = 0{,}6 \div 0{,}8$ м і такого, що виходить на поверхню) дозволяє відзначити, що при зануренні:

— опір заземлення стабільний протягом року, тому що на нього слабко впливають підсушування і промерзання ґрунту в шарі завтовшки t;

— трохи зменшується використовувана довжина вертикальних електродів, тому потрібний горизонтальний сполучний електрод;

— обсяг земляних робіт визначається глибиною t траншеї;

— висота помосту, використовуваного при забиванні електродів у землю кувалдою, зменшується на глибину траншеї.

У варіанті виходу електродів на поверхню траншея не потрібна, але все одно необхідний провідник для з'єднання їх паралельно, і цей провідник не використовується як електрод заземлення. Кінці електродів на поверхні землі утрудняють господарське використання ділянки.

Занурення електродів у землю здійснюється по-різному залежно від довжин електродів і можливостей механізації цього процесу [8]. При забиванні кувалдою електродів завдовжки від 2,5 м слід використовувати підмостки. Вдавлення електрода в ґрунт потребує вже спеціальних механізмів, змонтованих на причіпному пристрої трактора або на відвалі бульдозера. Укручування електродів допускає спеціальну форму наконечника електрода і використання промислової електросвердлилки з редуктором. В окремих випадках (ґрунт мерзлий) використовується віброзанурення.

Довідковий матеріал з різних аспектів (норми, розрахунок заземлюючих пристроїв і їх конструктивне виконання, монтаж і вимірювання параметрів) щодо заземлюючих пристроїв промислових електроустановок наведено у [9].

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Які особливості вимірювання опору заземлення?
2. Як розрахувати електричні параметри сферичного і півсферичного заземлювача в однорідному і неоднорідному ґрунтах при сферичних поверхнях розподілу середовищ (ґрунтів)?
3. Як використовувати електростатичні аналогії для розрахунку заземлювачів?
4. Розробити алгоритм розрахунку лінійного еквіпотенціального вертикального заземлювача в однорідному ґрунті.
5. Розробити алгоритм розрахунку нееквіпотенціальності протяжного заземлювача.
6. Як виконується фізичне моделювання режимів заземлювача?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Заземляющие устройства электроустановок высокого напряжения*: Учеб. пособие /Ю. В. Целебровский. — Новосибирск: Новосиб. электротехн. ин-т, 1987. — 78 с.

2. *Иоссель Ю. Я.* Расчет электрической емкости. — 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоиздат, 1981. — 228 с.
3. *Бургсдорф В. В., Якобс А. И.* Заземляющие устройства электроустановок. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 480 с.
4. *Рябкова Е. Я.* Заземления в установках высокого напряжения. — М.: Энергия, 1978. — 224 с.
5. *Веников В. А.* Теория подобия и моделирования (применительно к задачам электроэнергетики): Учеб. пособие для вузов. — Изд. 2-е, доп. и перераб. — М.: Высшая школа, 1976. — 479 с.
6. *Долин П. А.* Основы техники безопасности в электроустановках: Учеб. пособие для вузов. — М.: Энергия, 1979. — 408 с.
7. *Сидоров В. С., Хохулін Б. К.* Заземлення електричних мереж. — К.: ІЗМН, 1997. — 140 с.
8. *Гордон С. В.* Монтаж заземляющих устройств. — М: Энергоатомиздат, 1987. — 128 с.
9. *Карякин Р. Н., Солнцев В. И.* Заземляющие устройства промышленных электроустановок: Справочник электромонтажника. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 191 с.

Розділ II
ВИСОКОВОЛЬТНІ ІЗОЛЯЦІЙНІ КОНСТРУКЦІЇ

Глава 5
ВИСОКОВОЛЬТНА ІЗОЛЯЦІЯ
(О. С. Ільєнко)

5.1. Загальні відомості про високовольтну ізоляцію

Високовольтна ізоляція — один з найголовніших елементів електрообладнання сучасних енергосистем, електротехнічних, електрофізичних та електротехнологічних високовольтних установок. Для практичного використання високих напруг та захисту від них необхідно мати можливість керувати потоками енергії, створеними високими напругами. Ці потоки енергії виникають за умови протікання електричних струмів, у першу чергу струмів електропровідності. Щоб уникнути небажаних потоків енергії, електричні провідники, на яких існує висока напруга, треба оточити діелектриками, що не проводять струм. Ці діелектрики ізолюють високовольтні провідники від землі та інших провідників, тобто є високовольтною ізоляцією. Без високовольтної ізоляції не може бути створене жодне високовольтне обладнання [1].

Характеристики високовольтної ізоляції значною мірою визначають техніко-економічні показники електрообладнання ліній електропередач, підстанцій та електропередачі в цілому. Крім того, високовольтна ізоляція відіграє значну роль не лише в електроенергетичних установках, але й у багатьох інших електротехнічних, електрофізичних та електротехнологічних установках [2, 3].

5.1.1. Класифікація високовольтної ізоляції

Залежно від агрегатного стану діелектричних матеріалів, що використовуються, високовольтна ізоляція може бути газовою, рідинною, твердою та комбінованою.

Серед **газової ізоляції** найпоширенішою є повітряна високовольтна ізоляція, яка часто входить до складу електричних пристро-

їв, а в окремих випадках (наприклад, у повітряних лініях електропередач на відрізках між опорами) — це єдина ізоляція між фазними проводами. Для заповнення газових конденсаторів та в деяких інших випадках використовують азот, електричні характеристики якого приблизно однакові з повітрям, але який на відміну від повітря не викликає окислювання конструктивних матеріалів. Електричну міцність майже у 3 рази більшу, ніж повітря, має елегаз (гексафторид сірки або шестифтористa сірка SF_6), який останнім часом широко використовується у високовольтній електротехніці. Знаходять застосування у газовій ізоляції також водень, фреон, гелій, неон та деякі інші гази [4].

Рідинна ізоляція — це, в першу чергу, нафтові електроізоляційні масла (трансформаторне, конденсаторне та кабельне), а також синтетичні рідкі діелектрики (совол, совтол, гексол, нітробензол, октол та ін.).

Оскільки гази та рідини не мають механічної міцності, вони можуть використовуватись лише **у комбінації з твердою ізоляцією**, яка бере на себе дію різноманітних механічних навантажень. Наприклад, у повітряних лініях електропередач вагу проводів разом з вітровими і льодовими навантаженнями беруть на себе гірлянди підвісних ізоляторів, розташовані на опорах.

Серед **твердої ізоляції** найпоширенішою є високовольтна ізоляція, виконана з електротехнічної порцеляни (фарфору), скла, слюди, пластмас, а також з дерева, паперу, картону та інших діелектриків [4]. Тверда ізоляція використовується переважно у комбінаціях з газовою та рідинною (наприклад, комбінована паперово-масляна ізоляція деяких типів конденсаторів), але може використовуватись і без газових та рідинних діелектриків (наприклад, поліетиленова ізоляція деяких типів кабелів).

Відповідно до умов експлуатації розрізняють зовнішню та внутрішню ізоляцію високовольтних конструкцій.

Зовнішньою ізоляцією називають зовнішні частини ізоляційних конструкцій, у яких ізолюючим середовищем є атмосферне повітря, або сукупність поверхні твердого діелектрика з атмосферним повітрям. Електричні характеристики зовнішньої ізоляції залежать від атмосферних та інших зовнішніх умов, у тому числі від тиску, температури і вологості атмосферного повітря, ступеня забруднення та зволоження поверхні твердого діелектрика.

Внутрішньою ізоляцією називають внутрішні частини ізоляційних конструкцій, де ізолюючим середовищем є газові, рідинні чи тверді діелектрики або їх комбінації, які не мають безпосередніх

контактів з атмосферним повітрям. Електричні характеристики внутрішньої ізоляції практично не зазнають впливу атмосферних умов.

Зовнішню високовольтну ізоляцію поділяють на ізоляцію електрообладнання зовнішньої установки та ізоляцію електрообладнання внутрішньої установки.

Електрообладнання **зовнішньої установки** використовується на відкритому повітрі. Тому зовнішня ізоляція електрообладнання зовнішньої установки у процесі експлуатації зазнає частої зміни температури атмосферного повітря, вона постійно забруднюється (внаслідок дії на неї пилоподібних домішок, що містяться у повітрі та переносяться вітром) та зволожується атмосферними опадами. Ця ізоляція працює у важчих умовах, ніж зовнішня ізоляція електрообладнання **внутрішньої установки**, яке використовується лише у приміщеннях при більш стабільній температурі, а також менше забруднюється та зволожується.

Для зовнішньої ізоляції електрообладнання зовнішньої установки розрізняють згідно з ГОСТ 9920 **три категорії** виконання ізоляції залежно від допустимого ступеня **забруднення** атмосфери. Категорія А відповідає ступеням забруднення 1...3 (найменші забруднення), категорія Б — ступеням забруднення 3...5 (середні забруднення), категорія В — ступеням забруднення 5...6 (найбільші забруднення).

Високовольтну ізоляцію поділяють на самовідновлювальну та несамовідновлювальну.

Самовідновлювальною називають ізоляцію, яка повністю відновлює свої ізолюючі властивості після електричного розряду, що мав місце в цій ізоляції внаслідок дії високої напруги. До самовідновлювальної належить така зовнішня ізоляція і така газова внутрішня ізоляція, у якій розряд не викликає пошкодження поверхні твердого діелектрика. Приклад самовідновлювальної ізоляції — проміжки між проводами різних фаз повітряної лінії електропередач.

Несамовідновлювальна ізоляція повністю або частково втрачає свої ізолюючі властивості після електричного розряду. До несамовідновлювальної належить практично вся внутрішня ізоляція, а також така зовнішня ізоляція, в якій розряд пошкоджує поверхню твердого діелектрика.

Поділ ізоляції на самовідновлювальну та несамовідновлювальну значною мірою є умовним. Наприклад, гірлянда ізоляторів на опорі повітряної лінії електропередач самовідновлює свої властивості, якщо розряд пройшов у повітрі, а супроводжуюча електрична дуга була відведена від ізоляторів і не пошкодила їх, але ця сама гірлянда втрачає свої ізолюючі властивості, якщо розряд

пройшов у товщі ізоляторів і зруйнував їх або якщо електрична дуга пошкодила ізолятори. При конструюванні високовольтної ізоляції намагаються зробити її по можливості самовідновлювальною, бо це підвищує надійність її роботи.

Високовольтна ізоляція електрообладнання, призначеного для роботи в електричних мережах, поділяється за **класами напруги**. Клас напруги — це номінальна лінійна (міжфазова) напруга електричної мережі. В Україні встановлено такі основні класи напруги: 6, 10, 35, 110, 150, 220, 330 та 750 кВ.

Класи напруги 6...35 кВ називають середніми напругами, а класи 330...750 кВ — надвисокими напругами.

За призначенням та особливостями **електрообладнання** високовольтну ізоляцію поділяють на ізоляцію повітряних ліній електропередач та відкритих розподільчих пристроїв; ізоляцію газонаповненого електрообладнання; ізоляцію вводів, силових і вимірювальних трансформаторів, силових кабелів та силових конденсаторів тощо.

5.1.2. Вимоги до високовольтної ізоляції

При визначенні вимог до високовольтної ізоляції треба враховувати такі основні фактори, що діють на неї в процесі експлуатації:

1) електричні навантаження — тривало діюча робоча напруга при нормальних експлуатаційних умовах, внутрішні та грозові перенапруги;

2) теплові навантаження — тривале нагрівання у робочому режимі, перегріви в аварійних і форсованих режимах;

3) механічні навантаження — тривалі статичні та динамічні навантаження у робочих режимах, вібрації, ударні механічні навантаження в аварійних і форсованих режимах;

4) вплив оточуючого середовища — атмосферні опади (для ізоляції зовнішньої установки), вологість, тиск і забруднення атмосферного повітря;

5) вплив агресивних компонентів, що виникають у сильному електричному полі — окисли азоту, озон, хлористі та фтористі сполуки тощо;

6) вплив живих організмів — комахи, грибки тощо (переважно для тропічних районів експлуатації).

Ці фактори, в першу чергу, впливають на вибір матеріалу та конструкції ізоляції високовольтного обладнання. Крім того, з урахуванням цих факторів високовольтна ізоляція має бути розрахована, спроектована та виготовлена таким чином, щоб у загальному випадку були забезпечені такі її показники [1, 3]:

1) необхідні електричні параметри обладнання (робоча напруга, ємність, індуктивність, активний опір тощо);

2) потрібний ресурс (строк служби) при робочій напрузі;

3) достатня електрична міцність при дії внутрішніх і грозових (якщо це потрібно) перенапруг;

4) достатня механічна міцність при всіх можливих робочих та аварійних навантаженнях;

5) потрібний рівень надійності;

6) мінімальна вартість;

7) у ряді випадків — мінімальні розміри та маса;

8) технологічність виготовлення ізоляції та усього обладнання в цілому;

9) простота ремонту;

10) безпека обслуговування;

11) екологічна безпека.

Створення високовольтної ізоляції, що задовольняла б всі перелічені вимоги, становить складну науково-технічну проблему, для вирішення якої необхідне виконання наукових досліджень та відповідних техніко-економічних розрахунків. Економічно недоцільно виготовляти як занадто дорогі та понадмірно надійні конструкції, що технічно застарівають, не виробивши свого ресурсу, так і занадто дешеві, але ненадійні конструкції, що спричиняють високу аварійність обладнання.

Оптимальна високовольтна ізоляція має відповідати критерію мінімуму наведених щорічних розрахункових витрат. Ці витрати B залежать від капітальних вкладень у високовольтну ізоляцію K з урахуванням коефіцієнта їх ефективності E, від щорічних витрат на обслуговування O та від щорічних збитків $З$ внаслідок аварій з урахуванням недовідпущеної електроенергії [1]:

$$B = EK + O + З = \min.$$

Існування мінімуму розрахункових витрат B спричинено тим, що підвищення надійності ізоляції з метою зменшення збитків $З$ від аварій, як правило, вимагає збільшення капітальних вкладень K. Тому розрахункові витрати B будуть більшими за оптимальні як при занадто надійній ізоляції (внаслідок великих капітальних вкладень K), так і при ненадійній ізоляції (через великі збитки $З$ від аварій).

5.1.3. Електрична міцність та координація ізоляції

Як ми вже з'ясували, вибирати ізоляцію високовольтного електрообладнання слід таким чином, щоб у процесі експлуатації під-

тримувалась така її електрична міцність, яка б забезпечувала оптимальну з економічної точки зору надійність роботи ізоляції з урахуванням характеристик захисних апаратів та інших способів обмеження перенапруг. Це досягається шляхом узгодження **електричної міцності**, тобто **рівня ізоляції**, з **рівнем напруг**, що діють на ізоляцію. Таке узгодження називають **координацією ізоляції**.

Для забезпечення потрібної надійності роботи ізоляції її електрична міцність повинна бути вищою за рівень напруг. Але оскільки як електрична міцність, так і рівень напруг залежать від багатьох випадкових величин, то лише з певною імовірністю можна визначити, чи достатньою є електрична міцність ізоляції у кожному конкретному випадку.

При сучасному стані досліджень високовольтної ізоляції виконати координацію ізоляції шляхом точних статистичних техніко-економічних розрахунків практично неможливо. Тому на основі досвіду експлуатації та наближених техніко-економічних розрахунків прийнято координувати ізоляцію таким чином, щоб надійність ізоляції ліній електропередач характеризувалась приблизно однією відмовою протягом 10 років, а надійність ізоляції підстанцій — однією відмовою протягом 50—100 років [1].

Оскільки в процесі експлуатації на високовольтну ізоляцію діють робоча напруга, внутрішні та грозові перенапруги, то координацію ізоляції треба виконувати для кожного виду зазначених напруг.

Координація ізоляції при робочій напрузі полягає у забезпеченні достатньо малої кількості перекрить зовнішньої ізоляції при її забрудненні та зволоженні, а також малої кількості пробоїв внутрішньої ізоляції з урахуванням старіння твердих ізоляційних матеріалів.

При квазістаціонарних тривалих перенапругах та комутаційних перенапругах координація ізоляції у загальному випадку передбачає обмеження імовірності перекриття та пробою ізоляції з урахуванням захисних пристроїв, що обмежують перенапруги.

Координація ізоляції при грозових перенапругах повинна виконуватись з урахуванням характеристик розрядників та відстаней від розрядників до обладнання, яке захищається.

Найбільш доцільною є така координація ізоляції, за якої внаслідок заходів щодо обмеження внутрішніх та грозових перенапруг основні габаритні розміри ізоляції, обрані за умови координації при робочій напрузі, забезпечують також координацію при внутрішніх та грозових перенапругах. Такий комплекс заходів називають приведенням ізоляції «до норми» [1].

У зв'язку зі складністю приведення ізоляції до норми та відсутністю методики його виконання для спрощення координації ізоляції в Україні, Росії та ряді інших країн рівні ізоляції (точніше, рівні **електричної міцності** ізоляції) визначають за допомогою нормованих випробувальних напруг промислової частоти та імпульсних випробувальних напруг. При цьому для кожного класу напруги чисельні значення випробувальних напруг встановлені ГОСТ 1516.1, а методики проведення випробувань — ГОСТ 1516.2.

Внутрішні перенапруги моделюються однохвилинною випробувальною напругою промислової частоти та нормованими комутаційними імпульсами. Крім того, для зовнішньої ізоляції, що перебуває в сухому стані та під дощем, визначаються допустимі значення напруги, яка плавно підвищується. Для деяких типів обладнання передбачається випробування підвищеною напругою промислової частоти протягом 30—60 хв. з вимірюванням характеристик часткових розрядів.

Грозові перенапруги моделюються випробувальними повними імпульсами напруги 1,2/50 мкс та зрізаними імпульсами при часі зрізу 2—3 мкс. Числові значення випробувальної напруги для кожної номінальної напруги електромережі визначаються через залишкові напруги на вентильних розрядниках.

Рекомендації Міжнародної електротехнічної комісії (МЕК) однозначно не пов'язують рівень ізоляції та номінальну напругу мережі. Рівні ізоляції за рекомендаціями МЕК вибирають за багатоступеневою шкалою випробувальних імпульсних напруг залежно від захисних характеристик вентильних розрядників.

Таким чином, як за нормативами ГОСТ 1516.1, так і за рекомендаціями МЕК випробувальні напруги визначають залежно від характеристик вентильних розрядників. Але останнім часом замість вентильних розрядників використовують нелінійні обмежувачі перенапруг (ОПН), характеристики яких істотно відрізняються від характеристик вентильних розрядників. Тому існуючі методики координації ізоляції та вибору випробувальних напруг потребують суттєвих уточнень.

5.2. Газова ізоляція

Багатогранність і складність фізичних процесів, які протікають в електричній ізоляції під впливом сильного електричного поля, утруднюють створення адекватної математичної моделі, придатної

для точних розрахунків високовольтної ізоляції. Тому до недавнього часу розрахунки високовольтної ізоляції виконувались за спрощеними, наближеними емпіричними формулами, що не потребувало навіть використання ЕОМ.

Проте необхідність подальшої оптимізації високовольтної ізоляції та поліпшення її техніко-економічних показників викликає потребу в розробці таких математичних моделей, які б враховували основні фізичні процеси в діелектриках при дії на них високої напруги. Використання математичних моделей підвищує точність обчислень і дає можливість розраховувати значну кількість варіантів виконання високовольтної ізоляції та вибрати серед них найкращий.

Нижче наведено розрахунок газової (повітряної та елегазової) високовольтної ізоляції, для якої математичні моделі розроблено краще, ніж для рідинної та твердої ізоляції. Разом з тим характер основних залежностей, описаних цими математичними моделями, однаковий як для газової, так і для рідинної та твердої ізоляцій.

5.2.1. Основні електрофізичні процеси у газовій ізоляції та їх математичний опис

Електрофізичні процеси у газовій ізоляції докладно розглянуто у розділі І. Виділимо з них лише ті, що враховуються при розрахунках газової ізоляції.

В електричному полі заряджені частинки газу (електрони та іони) дрейфують у напрямку поля з швидкістю

$$\bar{V} = K \cdot \bar{E}, \qquad (5.1)$$

де K — рухомість частинки; $\bar{E}$ — напруженість електричного поля.

За результатами експериментів при нормальних атмосферних умовах (тиск p_0 = 101,3 кПа = 760 мм рт. ст., температура T_0 = 293 К) рухомість іонів повітря приблизно становить K_i = 2 см/(В·с), а рухомість електронів K_e = – 400 см²/(В·с) [2].

Швидкість дрейфу електронів у атмосферному повітрі при E = 10 кВ/см досягає 40 000 м/с, що наближається до середньої швидкості їх хаотичного теплового руху (приблизно 100 км/с). Внаслідок зіткнення електронів з нейтральними молекулами повітря відбувається ударна іонізація молекул. Цей процес характеризується коефіцієнтом ударної іонізації $\alpha_{\text{ион}}$, який дорівнює числу іонізацій, викликаних електроном на шляху дрейфу завдовжки 1 см.

Поряд з ударною іонізацією в електронегативних газах (повітря, елегаз тощо) відбувається процес прилипання електронів до моле-

кул, який характеризується коефіцієнтом прилипання η, що дорівнює числу актів прилипання на шляху завдовжки 1 см. Тому в електронегативних газах процес ударної іонізації характеризується ефективним коефіцієнтом іонізації

$$\alpha_{еф} = \alpha_{ібн} - \eta. \tag{5.2}$$

Для повітря встановлена емпірична формула [2, 3]

$$\frac{\alpha_{еф}}{\delta} = K_0 (E/\delta - E_{кр})^2, \tag{5.3}$$

де K_0 = 0,2 см/кВ^2; δ — відносна густина газу,

$$\delta = \frac{pT_0}{p_0 T}; \tag{5.4}$$

$E_{кр}$ = 24,5 кВ/см — критична напруженість за нормальних атмосферних умов. Тут p та T — тиск і температура газу для умов розрахунку. Формула (5.3) справджується при 24,5 кВ/см $\leqslant E/\delta \leqslant$ 45 кВ/см.

Для елегазу використовують емпіричну формулу [5, 6]:

$$\frac{\alpha_{еф}}{p} = K\left(\frac{E}{p} - \left(\frac{E}{p}\right)_{кр}\right), \tag{5.5}$$

або

$$\frac{\alpha_{еф}}{\delta} = K\left(\frac{E}{\delta} - E_{кр}\right), \tag{5.6}$$

при $E_{кр}$ = 89 кВ/см; K = 27 кВ$^{-1}$; $(E/p)_{кр} = 8{,}9 \cdot 10^{-4}$ кВ/(см·Па); $E/p \leqslant 15 \cdot 10^{-4}$ кВ/(см·Па).

Надалі будемо користуватися формулами (5.3) та (5.6), випускаючи для спрощення записів індекс «еф».

Оскільки при кожному акті ударної іонізації з'являється вільний електрон, виникає лавина електронів. Число електронів у лавині, що пройшла шлях x, становить:

$$n = n_0 \exp\left(\int_0^x \alpha dx\right), \tag{5.7}$$

де n_0 — початкове число електронів (звичайно приймають n_0 = 1).

Самостійний розряд, що може відбуватися при відсутності зовнішнього іонізатора за рахунок вторинних електронів (наприклад, при фотоіонізації в об'ємі газу), виникає за умови

$$n \geqslant n_{кр}, \tag{5.8}$$

де $n_{кр} \approx 10^7 ... 10^9$ — критичне число електронів у лавині.

Об'єднуючи (5.7) та (5.8), отримаємо умову самостійності розряду:

$$\int_0^L \alpha dx \geqslant N_{кр}, \tag{5.9}$$

де $N_{кр} = ln\, n_{кр} \approx 20$; L — довжина шляху розвитку лавини електронів, що дорівнює відстані між електродами у випадку однорідного поля або відстані від електрода до точки, де $\alpha = 0$ у випадку неоднорідного поля.

Для розряду в елегазі інтеграл (5.9) з урахуванням лінійної залежності (5.5) має простий вигляд, що дозволяє записати умову самостійності розряду таким чином [7]:

$$\Delta\varphi \geqslant \left(\frac{E}{p}\right)_{кр} pL + A_к, \tag{5.10}$$

де $\Delta\varphi$ — абсолютне значення різниці потенціалів на шляху розвитку лавини електронів L; p — тиск елегазу; $A_к \approx 1$ кВ; $(E/p)_{кр} = 8{,}9 \cdot 10^{-4}$ кВ/(см·Па). При цьому для спрощення розрахунків приймають температуру елегазу рівною температурі нормальних атмосферних умов $T = T_0$, але за необхідності можна врахувати бажане значення температури, від якого залежить відносна густина газу згідно з формулою (5.4).

Для практичного використання умови самостійності розряду з метою обчислення розрядної напруги необхідно знати розподіл електричного поля у розрядному проміжку.

5.2.2. Електричні поля у газовій ізоляції. Електроди Роговського та Фелісі. Тороїдні екрани

У загальному випадку електричні поля у високовольтній ізоляції описуються основними рівняннями електродинаміки — рівняннями Максвелла. Висока напруга, що діє на ізоляцію, практично завжди змінна у часі, а отже, створює електромагнітну хвилю. Але довжина цієї хвилі практично завжди набагато більша за розміри ізоляції. Наприклад, для промислової частоти 50 Гц довжина електромагнітної хвилі становить 6000 км, що на кілька порядків перевищує габаритні розміри високовольтних конструкцій. Тому, як правило, з достатньою для потреб практики точністю хвильовий характер електромагнітного поля у високовольтній ізоляції не враховують і вважають поле безвихоровим.

Із зазначеної причини припускається, що електричне поле у високовольтній ізоляції є потенціальним, а отже, створюється лише

електричними зарядами. Таке поле описується рівнянням Пуассона (яке інколи називають четвертим рівнянням Максвелла) [8, 9]: .

$$\operatorname{div}(\varepsilon \vec{E}) = -\rho_e, \qquad (5.11)$$

де $\vec{E}$ — напруженість електричного поля; ε — діелектрична проникність середовища; ρ_e — об'ємна густина вільного електричного заряду.

Вектор напруженості електричного поля $\vec{E}$ визначається як градієнт скалярного потенціалу електричного поля φ:

$$\vec{E} = -\operatorname{grad}\varphi. \qquad (5.12)$$

У газовій ізоляції діелектрична проникність практично незмінна і дорівнює електричній сталій $\varepsilon = \text{const}$, а вільні електричні заряди до виникнення самостійного розряду практично відсутні ($\rho = 0$). Тому для випадку газової ізоляції рівняння Пуассона (5.11) переходить у більш просте рівняння Лапласа:

$$\operatorname{div}(\operatorname{grad}\varphi) = 0. \qquad (5.13)$$

Рівняння Пуассона (5.11) та Лапласа (5.13) мають нескінченну множину розв'язань. Щоб виділити з цієї множини єдиний розв'язок, який відповідає конкретній фізичній задачі, треба задати граничні умови, тобто співвідношення, що характеризують розподіл поля на межі області, в якій досліджується поле.

При аналізі електростатичного поля граничні умови — це крайові умови, тобто умови на краях просторової області, бо зміна поля у часі не розглядається. Тому дослідження електричного поля зводиться до розв'язання відповідної крайової задачі.

Найчастіше виникає потреба у розв'язанні крайової задачі Дірихле, тобто при граничних умовах першого роду, коли задано значення потенціалу φ_S на крайовій поверхні S

$$\varphi(x, y, z) = \varphi_S \text{ при } (x, y, z) \in S. \qquad (5.14)$$

Якщо $\varphi_S = \text{const}$, то S — еквіпотенціальна поверхня. У високовольтній конструкції еквіпотенціальна поверхня — це поверхня електрода. Отже, задача Діріхле виникає, коли задано потенціали електродів.

При цьому можлива як внутрішня, так і зовнішня крайова задача. Внутрішня задача передбачає обчислення поля всередині області, обмеженої поверхнями електродів, а зовнішня — обчислення поля у зовнішньому просторі при додатковій граничній умові про значення потенціалу на нескінченності:

$$\varphi \to 0 \text{ при } r \to \infty, \tag{5.15}$$

де r — відстань до точки, в якій визначається потенціал.

Внутрішня задача Діріхле виникає, наприклад, при визначенні електричного поля всередині металевого бака трансформатора або шунтуючого реактора, а зовнішня — при розрахунку поля навколо ізолятора повітряної лінії електропередач.

У реальних високовольтних конструкціях поверхні електродів є досить складними, що перешкоджає використанню аналітичних методів розв'язання рівнянь Пуассона та Лапласа. Тому використовують переважно числові методи розрахунків електричного поля. Наприклад, для розв'язання зовнішніх крайових задач застосовують метод еквівалентних зарядів, або метод інтегральних рівнянь, а для розв'язання внутрішніх крайових задач — метод сіток (метод скінченних різниць), або метод скінченних елементів [10, 11]. Але розгляд числових методів виходить за межі цього видання. Тому обмежимось розглядом електричного поля поблизу електрода, де напруженість електричного поля є найбільшою і де відбувається формування лавини електронів.

При аналізі електростатичних полів без урахування об'ємних зарядів, що відповідає випадку газової ізоляції, використовують так званий закон кривизни [1, 10]:

$$\frac{\partial \ln E}{\partial n} = \frac{1}{E} \cdot \frac{\partial E}{\partial n} = -\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right), \tag{5.16}$$

де E — абсолютне значення напруженості поля у деякій точці; n — нормаль до еквіпотенціальної поверхні у цій точці; r_1 та r_2 — головні (найменший та найбільший) радіуси кривизни еквіпотенціальної поверхні у тій самій точці.

Надалі при використанні закону кривизни під еквіпотенціальною поверхнею будемо розуміти поверхню електрода, а співвідношення (5.16) для зручності використання запишемо у такому вигляді:

$$\frac{\partial E}{\partial n} = -E\left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2} \right). \tag{5.17}$$

Формула (5.17) визначає швидкість зменшення напруженості поля при віддаленні від електрода.

Високовольтна ізоляція використовується найефективніше, якщо в усіх її точках напруженість електричного поля є однаковою, тобто поле — однорідне. При цьому E = const. Згідно з (5.17) це можливо, якщо обидва радіуси кривизни нескінченно великі ($r_1 = \infty$; $r_2 = \infty$), що відповідає випадку плоского електрода

$$\frac{\partial E}{\partial n} = 0. \qquad (5.18)$$

Однорідне електричне поле може бути досягнуте лише у плоскому конденсаторі, де спеціальними засобами запобігають підвищенню напруженості поля поблизу кінців електродів внаслідок крайового ефекту.

Виключити небажаний крайовий ефект можна, використовуючи один зі спеціальних профілів електрода [1]. Наприклад, профіль електрода Роговського у площині (x, y) описується рівнянням

$$y_* = \exp(2\pi x_*)/(2\pi) + 0{,}5, \qquad (5.19)$$

де $x_* = x/d$; $y_* = y/d$; d — відстань між електродами; x, y — прямокутні декартові координати.

Профіль електрода Роговського, розрахований за формулою (5.19), показано на рис. 5.1, крива *1*. При напрузі на конденсаторі U найбільша напруженість електричного поля становить:

$$E_{max} = U/d. \qquad (5.20)$$

Ця напруженість E_{max} має місце лише далеко від краю електрода, теоретично при $x_* \to -\infty$, а у всіх інших точках ($x_* > -\infty$) напруженість поля менша від найбільшої ($E < E_{max}$), що є недоліком електрода Роговського. Тому останнім часом використовують так званий електрод Фелісі. Для нього напруженість на поверхні електрода у всіх точках є однаковою і дорівнює максимальному значенню E_{max}, обчисленому згідно з (5.20). Профіль електрода Фелісі теж показано на рис. 5.1 і може бути розраховано за формулами:

$$x_* = \left(2\ln\cos\frac{\theta}{2} - \cos\theta\right)/(2\pi);$$
$$y_* = (2\pi - \theta + \sin\theta)/(2\pi), \qquad (5.21)$$

де θ — параметр, що змінюється від 0 до π.

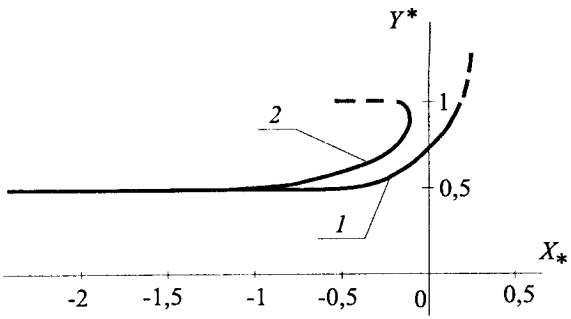


Рис. 5.1. Профіль електрода: *1* — Роговського; *2* — Фелісі.

Формули (5.19) і (5.21) описують профілі електродів, що створюють плоскопаралельне електричне поле. Проте їх використовують також для осесиметричних конструкцій, тобто для визначення форм країв дискових та циліндрич-

них електродів [1]. Ці формули також дають можливість наближено розрахувати форму екранів, які встановлюються у високовольтних конструкціях з метою регулювання електричних полів, тобто зменшення їх неоднорідності.

За відсутності екранів у більшості високовольтних конструкцій електричне поле дуже відрізняється від однорідного, що веде до неефективного використання високовольтної ізоляції, бо лише незначна її частина навантажена дією сильного електричного поля. Для створення більш однорідного електричного поля на багатьох ізоляційних конструкціях високої напруги використовують так звані тороїдні екрани — металева труба радіуса ρ, зігнута по колу радуса R у вигляді тора. Досвід показує, що при $R \geqslant 7\rho$ із похибкою, меншою 10 %, потенціал, створений зарядженим тороїдом, можна розраховувати як потенціал кільцевого еквівалентного заряду.

Кільцеві еквівалентні заряди використовують для розрахунків так званих плоскомеридіанних або осесиметричних полів, тобто полів, що мають симетрію відносно певної осі. Такі поля виникають, наприклад, між електродами, які мають форму тіл обертання навколо осі симетрії, що характерне для більшості ізоляційних конструкцій електрообладнання (ізолятори на лініях електропередач та на підстанціях, порцелянові вводи високої напруги на трансформаторах та ін.).

При розрахунках осесиметричних полів вважатимемо, що вісь симетрії — це вісь z циліндричної системи координат. Кільцевий еквівалентний заряд розглядатимемо як нескінченно тонке рівномірно заряджене кільце, розташоване на відстані z_i від площини $z = 0$ (тут індекс «i» — номер даного заряду). Сукупність таких кільцевих зарядів створює у довільній точці з координатами r, z електричний потенціал [11]

$$\varphi_i = \sum_{i=1}^{n} \frac{q_i K(\alpha_i)}{2\pi^2 \varepsilon \sqrt{(z - z_i)^2 + (r + R_i)^2}}, \qquad (5.22)$$

де q_i — заряд кільця; R_i — радіус кільця; n — кількість кільцевих зарядів за $K(\alpha_i)$ — спеціальна математична функція, так званий повний еліптичний інтеграл першого роду, його чисельні значення наведені у таблицях спеціальних функцій при різних значеннях модуля α, який визначається за формулою:

$$\alpha_i = \sqrt{\frac{4rR_i}{(z - z_i)^2 + (r + R_i)^2}}. \qquad (5.23)$$

Межі зміни модуля:

$$0 \leqslant \alpha \leqslant 1. \tag{5.24}$$

З похибкою, не більшою за 2 % повний еліптичний інтеграл першого роду можна обчислити за наближеними формулами:

$$K(\alpha) = \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{\alpha^2}{4} + \frac{9\alpha^4}{4 \cdot 16}\right) \text{ при } \alpha \leqslant 0,7; \tag{5.25}$$

$$K(\alpha) = \ln\frac{4}{\gamma} + \frac{1}{4}\left(\ln\frac{4}{\gamma} - 1\right)\gamma^2 \text{ при } \alpha \geqslant 0,7; \tag{5.26}$$

де γ — додатковий модуль

$$\gamma = \sqrt{1-\alpha^2}. \tag{5.27}$$

У Національному технічному університеті України «Київський політехнічний інститут» запропоновано використовувати таку формулу (В. О. Бржезицький):

$$K(\alpha) = \ln\left[\frac{4}{\gamma}\left(1 + 0,20262\gamma\right)^{1,3385}\right], \tag{5.28}$$

яка дає похибку не більшу 0,1 % в усьому діапазоні зміни модуля α $0 \leqslant \alpha \leqslant 1$ [11].

Оскільки тороїдний екран завжди знаходиться над поверхнею землі, необхідно враховувати відображення кільцевого заряду в площині землі (рис. 5.2).

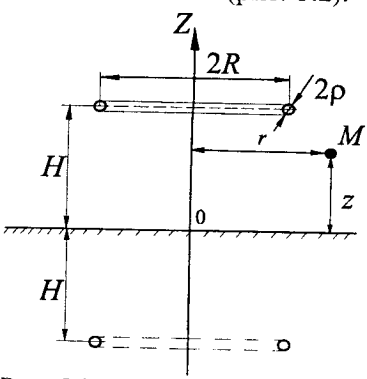


Рис. 5.2. Електричне поле тороїдного екрана.

Якщо відстань від екрана до землі дорівнює H, то потенціал φ у довільній точці $M(r, z)$ визначається згідно з формулою (5.22) за співвідношенням:

$$\varphi = \frac{q_i}{2\pi^2\varepsilon}\left(\frac{K(\alpha)}{\sqrt{(z-H)^2 + (r+R)^2}} - \frac{K(\alpha')}{\sqrt{(z+H)^2 + (r+R)^2}}\right), \tag{5.29}$$

де

$$\alpha = \sqrt{\frac{4rR}{(z-H)^2 + (r+R)^2}}; \quad \alpha' = \sqrt{\frac{4rR}{(z+H)^2 + (r+R)^2}}. \tag{5.30}$$

Заряд тороїдного екрана q знайдемо з умови, що потенціал точки з координатами $z = H$; $r = R + \rho$ (тобто точки на зовнішній поверхні екрана) дорівнює заданій напрузі U на екрані. Ця умова відповідає таким співвідношенням:

$$U = \frac{q}{2\pi^2\varepsilon}\left(\frac{K(\alpha_1)}{2R+\rho} - \frac{K(\alpha_2)}{\sqrt{4H^2+(2R+\rho)^2}}\right), \tag{5.31}$$

де

$$\alpha_1 = \frac{2\sqrt{R(R+\rho)}}{2R+\rho};\quad \alpha_2 = 2\sqrt{\frac{R(R+\rho)}{4H^2+(2R+\rho)^2}}. \tag{5.32}$$

Напруженість електростатичного поля, створеного кільцевими зарядами, може бути виражена через еліптичні інтеграли другого роду. Але це значно ускладнює розрахунки. Тому часто користуються наближеними формулами:

$$E_{ri} = -\frac{\partial\varphi_i}{\partial r} \approx \frac{\varphi_i(r,z) - \varphi_i(r+\Delta r, z)}{\Delta r}; \tag{5.33}$$

$$E_{zi} \approx \frac{\varphi_i(r,z) - \varphi_i(r, z+\Delta z)}{\Delta z}, \tag{5.34}$$

де Δr та Δz — незначний приріст координат r та z.

На рис. 5.3 зображено графіки залежностей $\varphi(z)$ та $E(z)$ при $r = 0$, розрахованих для вихідних даних $U = 100$ кВ; $R = 50$ см; $\rho = 5$ см; $H = 500$ см. Як видно з рис. 5.3, тороїдний екран дозволяє одержувати нульову напруженість електричного поля на осі симетрії всередині екрана.

Але загальний розподіл напруженості поля далекий від рівномірного. Тому для вирівнювання поля часто використовують не один тороїдний екран, а систему таких екранів, розташованих на одній осі симетрії, але на різних рівнях і при різних радіусах тора.

Для тороїдного екрана закон кривизни (5.17) набирає вигляду:

$$\frac{\partial E}{\partial n} = -E\left(\frac{1}{R} + \frac{1}{\rho}\right). \tag{5.35}$$

З формули (5.35) випливає, що для створення більш рівномірного поля, тобто для зменшення швидкості зміни напруженості поля при віддаленні від екрана, можна збільшувати як радіус тора, так і радіус труби. Але практично на розміри цих радіусів накладено ряд конструктивних обмежень, за межі яких виходити недоцільно.

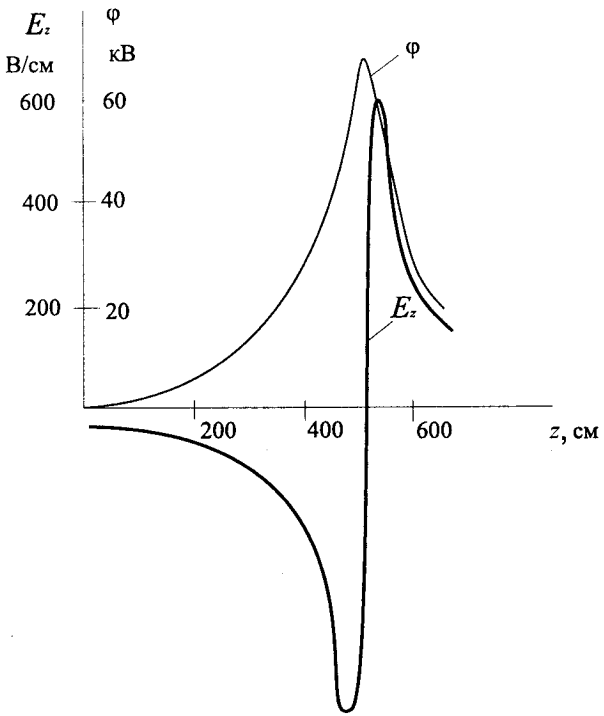


Рис. 5.3. Розподіл потенціалу та напруженості електричного поля вздовж осі симетрії тороїдного екрана.

На розглянутому прикладі тороїдного екрана видно, що в загальному випадку головні радіуси кривизни R та ρ, які враховуються законом кривизни (5.17), різні. З практичної точки зору важливо мати можливість порівнювати між собою різні варіанти конструкції, виділяючи при цьому граничні випадки.

Найчастіше з конструктивних міркувань встановлюють оптимальне значення меншого радіуса кривизни ρ. Тоді згідно з (5.17) поле буде найближчим до однорідного, коли більший радіус кривизни є нескінченно великим. Цей граничний випадок відповідає циліндричній поверхні електрода, для якої

$$\frac{\partial E}{\partial r} = -\frac{E}{r};\ E = \frac{\text{const}}{r}. \qquad (5.36)$$

У другому граничному випадку більший радіус кривизни приймає те саме значення, що й менший радіус кривизни, а поле стає найбільш неоднорідним. Це відповідає сферичній поверхні електрода, для якої

$$\frac{\partial E}{\partial r} = -\frac{2E}{r};\ E = \frac{\text{const}}{r^2}. \qquad (5.37)$$

Порівнюючи між собою вирази (5.36) та (5.37), можна помітити, що поблизу сферичного електрода швидкість зменшення на-

пруженості поля при віддаленні від електрода є у два рази вищою, ніж поблизу циліндричного електрода. Отже, циліндричний електрод створює суттєво однорідніше поле, ніж сферичний електрод.

Таким чином, при аналізі електричного поля в осесиметричних розрядних проміжках газової ізоляції доцільно розглядати граничні випадки циліндричної та сферичної поверхонь електродів.

5.2.3. Закон Пашена та ефект тонкого прошарку

Проаналізуємо деякі особливості газової ізоляції для найпростішого випадку плоского конденсатора з однорідним електричним полем. Завдання аналізу полягає у визначенні залежності розрядної напруги, при якій починається самостійний розряд (тому цю напругу називають також початковою напругою) від відстані між електродами.

Для випадку елегазової ізоляції розрядна напруга згідно з (5.10) визначається рівнянням

$$U_{\text{р}} = \left(\frac{E}{p}\right)_{\text{кр}} pd + A_{\text{к}}, \qquad (5.38)$$

де d — відстань між електродами, яка в однорідному полі збігається з довжиною шляху L розвитку лавини електронів.

При повітряній ізоляції розрядна напруга плоского конденсатора відповідно до (5.3) та (5.9) має бути визначена за допомогою виразу

$$\int_0^d 0{,}2 \cdot \delta \cdot \left(\frac{U_{\text{р}}}{d\delta} - 24{,}5\right)^2 dx = N_{\text{кр}}, \qquad (5.39)$$

що приводить до квадратного рівняння:

$$U_{\text{р}}^2 - 49d\delta U_{\text{р}} + (600d\delta - 100)d\delta = 0, \qquad (5.40)$$

звідки

$$U_{\text{р}} \approx 24{,}5d\delta + 10\sqrt{d\delta}. \qquad (5.41)$$

У цих формулах розмірності величин такі: $[U_{\text{р}}]$ = кВ; $[d]$ = см.

Формули (5.38) та (5.41) відповідають експериментально встановленому закону Пашена, згідно з яким при незмінній температурі розрядна напруга $U_{\text{р}}$ газу в проміжку з однорідним полем є функцією добутку тиску p та відстані між електродами d [2, 8].

Закон Пашена розглядають як закон подібності розрядів у газі в однорідному полі [2]. Справді, якщо довжину розрядного проміжку збільшити у k разів, а тиск, відповідно, зменшити у k разів, то розрядна напруга не зміниться, а отже, такі розряди є подібними.

Для проміжків з неоднорідним полем закон Пашена має бути доповненим вимогою про геометричну подібність систем електродів [8].

Співвідношення (5.38) та (5.41) також дають можливість виявити так званий «ефект тонкого прошарку», який полягає у тому, що розрядна напруженість електричного поля за певних умов може значно збільшуватись при зменшенні відстані між електродами.

Для випадку плоского конденсатора з елегазовою ізоляцією розрядна напруженість $E_р = U_р/d$ згідно з (5.38) становить:

$$E_р = \left(\frac{E}{p}\right)_{кр} p + \frac{A_к}{d}, \qquad (5.42)$$

звідки

$$\frac{E_р}{p} = \left(\frac{E}{p}\right)_{кр} + \frac{A_к}{pd}. \qquad (5.43)$$

Графік залежності $(E_р/p) = f(pd)$, розрахованої за формулою (5.43), показано на рис. 5.4. Він свідчить, що розрядна напруженість значно збільшується при $pd < 0{,}1$ см·МПа. Оскільки елегаз використовується, як правило, при тиску 0,4 МПа, згадана нерівність відповідає умові $d < 0{,}25$ см.

Для випадку плоского конденсатора з повітряною ізоляцією згідно з (5.41) одержуємо:

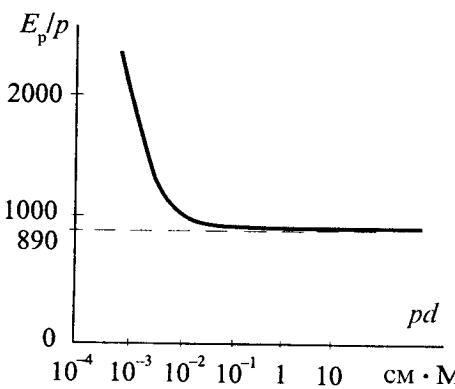


Рис. 5.4. Графік розрядної напруженості $E_р$ (кВ/см) для елегазу в однорідному полі (p — тиск, МПа; d — відстань між електродами, см).

$$E_р = \left(24{,}5 + \frac{10}{\sqrt{d\delta}}\right)\delta, \qquad (5.44)$$

де $[E_р]$ = кВ/см; $[d]$ = см.

Графік залежності $(E_р/\delta) = f(d\delta)$, розрахованої за формулою (5.44), показано на рис. 5.5. Як видно з нього, ефект тонкого прошарку для повітряної ізоляції виявляється при відстанях між електродами, менших за 10 см, що значно перевищує аналогічні відстані для елегазової ізоляції.

Слід зазначити, що одержані співвідношення випливають з емпіричних формул (5.3) та (5.6), які виконуються в певному діапазоні напруженості електричного поля ($E/\delta \leqslant 45$ кВ/см для повітря та $E/\delta \leqslant 150$ кВ/см для елегазу). При дуже малих відстанях між електродами або при малому тиску газу напруженість може виходити за межі цього діапазону. Наприклад, для повітря за нормальних атмосферних умов при відстані між електродами приблизно 3 мкм або при тиску 1 мм рт. ст. та відстані між електродами близько 2 мм розрядна напруга при однорідному полі становить 0,5 кВ [2]. Це відповідає значенню $E/\delta \approx 1500$ кВ/см >> 45 кВ/см.

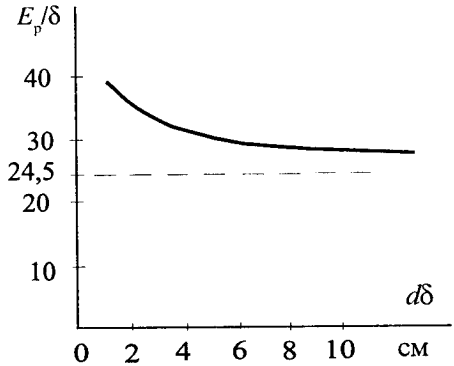


Рис. 5.5. Графік розрядної напруженості E_p для повітря в однорідному полі.

Отже, одержані співвідношення не можна використовувати при дуже малих відстанях між електродами (менших за 0,1 мм) та малому тиску газу (меншому за 100 мм рт. ст.), де ефект тонкого прошарку виявляється ще сильніше. Це зумовлене тим, що на так званій лівій вітці експериментальної кривої Пашена, яка відображає залежність розрядної напруги від добутку тиску на відстань між електродами, розрядна напруга збільшується при зменшенні зазначеного добутку, а наближені співвідношення (5.38) та (5.41) цього не враховують.

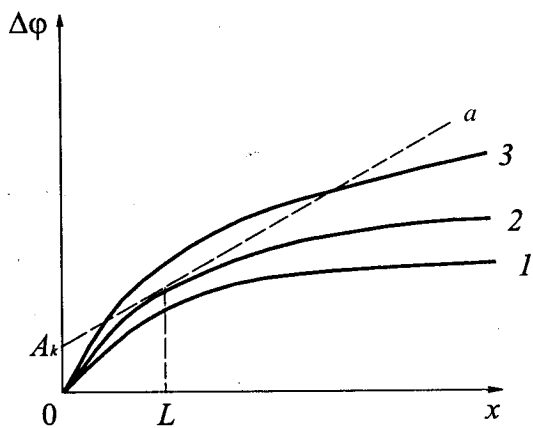


Рис. 5.6. Графіки до пояснення умови самостійності розряду (5.10): *a* — графік залежності $(E/p)_{кр}pL + A_к$; *1* — $\Delta\varphi(x)$ при $U = U_1$; *2* — $\Delta\varphi(x)$ при $U = U_2 > U_1$; *3* — $\Delta\varphi(x)$ при $U = U_3 > U_2$.

Ефект тонкого прошарку спостерігається не лише в елегазовій та повітряній ізоляції, але практично в усіх видах газової, рідинної та твердої ізоляції (відомий ефект тонкої плівки). Використання цього ефекту може значно поліпшити техніко-економічні показники високовольтної ізоляції, хоча і пов'язане з ускладненням технології виготовлення конструкцій.

5.2.4. Розрахунок елегазової ізоляції при сферичній та циліндричній симетрії поля

При осьовій симетрії поля довжина шляху розвитку лавини електронів L може бути меншою за відстань між електродами, причому в такому випадку L дорівнює відстані від електрода до точки, де $\alpha = 0$, тобто $E = \delta E_{кр}$. Необхідність визначення величини L ускладнює розрахунки розрядної напруги.

Оскільки при осьовій симетрії поле неоднорідне, значення $\Delta\varphi$ за умови самостійності розряду (5.7) нелінійно залежить від пройденого лавиною шляху x і лінійно — від різниці потенціалів (напруги) між електродами U (рис. 5.6). Якщо напруга менша за розрядну, то значення $\Delta\varphi$ менше правої частини виразу (5.10) і умова самостійності розряду не виконується при жодних значеннях x. Якщо напруга більша за розрядну, то умова (5.10) виконується при багатьох значеннях x. І нарешті, якщо напруга дорівнює розрядній, то нерівність (5.10) переходить у рівність при $x = L$. При цьому, як видно з рис. 5.6, графіки $\Delta\varphi(x)$ та $(E/p)_{кр} px + A_к$ дотикаються в одній точці. Тому умова (5.5) набирає вигляду системи рівнянь [7]:

$$\begin{cases} \Delta\varphi = (E/p)_{кр}\, pL + A_к; \\ \dfrac{\partial}{\partial L}(\Delta\varphi) = (E/p)_{кр}\, p, \end{cases} \tag{5.45}$$

де $\partial(\Delta\varphi)/\partial L$ — похідна $\Delta\varphi$ за L .

При цьому значення $\Delta\varphi$ залежить від розрядної напруги $U_р$ та довжини L. Отже, задача полягає у визначенні двох невідомих: $U_р$ та L. Але в загальному випадку залежність $\Delta\varphi(U_р, L)$ є досить складною, тому задача може бути розв'язана лише числовими методами. Розглянемо два граничні випадки осьової симетрії — сферичну та циліндричну.

Вважатимемо, що шлях розвитку лавини електронів закінчується на відстані r_k від центра або осі симетрії. Тоді

$$L = r_k - r_0, \tag{5.46}$$

де r_0 — радіус внутрішнього електрода.

При радіусі зовнішнього електрода R різниця потенціалів $\Delta\varphi$ у випадку сферичної симетрії з урахуванням (5.37) становить:

$$\Delta\varphi = \int_{r_0}^{r_к} E dr = U \frac{R(r_к - r_0)}{r_к (R - r_0)}. \tag{5.47}$$

Підставляючи (5.47) в (5.45), одержимо:

$$\begin{cases} U_р \dfrac{R(r_к - r_0)}{r_к (R - r_0)} = \left(\dfrac{E}{p}\right)_{кр} p(r_к - r_0) + A_к; \\ U_р \dfrac{R r_0}{r_к^{\,2} (R - r_0)} = \left(\dfrac{E}{p}\right)_{кр} p. \end{cases} \tag{5.48}$$

Виключаючи з системи (5.48) невідому $U_р$, одержимо квадратне рівняння:

$$r_к^{\,2} - 2 r_0 r_к + r_0^{\,2} - \frac{A_к r_0}{(E/p)_{кр}\, p} = 0, \tag{5.49}$$

звідки

$$r_к = r_0 + \sqrt{\frac{A_к r_0}{(E/p)_{кр}\, p}}. \tag{5.50}$$

Отже, для визначення розрядної напруги при сферичній симетрії необхідно знайти $r_к$ за (5.50), після чого згідно з другим рівнянням (5.48) обчислити

$$U_р = \left(\frac{E}{p}\right)_{кр} p \frac{r_к^{\,2} (R - r_0)}{R r_0}. \tag{5.51}$$

Наприклад, при радіусі внутрішнього електрода $r_0 = 10$ см відстані між електродами $R - r_0 = 10$ см та тиску $p = 0{,}4$ МПа визначаємо за (5.50) $r_к \approx 10{,}2$ см. Після цього згідно з (5.51) знаходимо, що розрядна напруга елегазової ізоляції при сферичній симетрії поля для названих умов становить $U_р \approx 1850$ кВ.

Для порівняння зазначимо, що у випадку однорідного поля розрядна напруга для подібних умов становить відповідно до (5.38) $U_р \approx 3560$ кВ. Таким чином, неоднорідність поля, зумовлена його сферичною симетрією, у даному конкретному випадку знижує розрядну напругу приблизно вдвічі.

У випадку циліндричної симетрії з урахуванням (5.36), значення $\Delta\varphi$ визначається виразом:

$$\Delta\varphi = U\frac{\ln(r_к / r_0)}{\ln(R / r_0)}, \tag{5.52}$$

що при підстановці в (5.45) приводить до такої системи рівнянь:

$$\begin{cases} \dfrac{U_р \ln(r_к / r_0)}{\ln(R / r_0)} = \left(\dfrac{E}{p}\right)_{кр}(r_к - r_0) + A_к; \\ \dfrac{U_р / r_к}{\ln(R - r_0)} = \left(\dfrac{E}{p}\right)_{кр} p. \end{cases} \tag{5.53}$$

Останнє рівняння дає можливість обчислити розрядну напругу:

$$U_р = \left(\frac{E}{p}\right)_{кр} p r_к \ln(R / r_0), \tag{5.54}$$

причому значення $r_к$ згідно з першим рівнянням системи (5.53) з урахуванням (5.54) має бути визначене шляхом розв'язання трансцендентного рівняння:

$$r_к(\ln(r_к / r_0) - 1) + r_0 - \frac{A_к}{\left(\dfrac{E}{p}\right)_{кр} p} = 0. \tag{5.55}$$

З метою відділення кореня рівняння (5.55) використаємо метод хорд [13]. Для цього приймаємо:

$$r_1 = r_0;\ r_2 = R;\ B_к = \frac{A_к}{\left(\dfrac{E}{p}\right)_{кр} p} \tag{5.56}$$

і вираховуємо значення функцій:

$$\begin{aligned} F_1 &= r_1(\ln(r_1 / r_0) - 1) + r_0 - B_к; \\ F_2 &= r_2(\ln(r_2 / r_0) - 1) + r_0 - B_к. \end{aligned} \tag{5.57}$$

За правилом прямопропорційних відношень записуємо:

$$\frac{r_2 - r_к}{r_1 - r_к} = \frac{F_2}{F_1}, \tag{5.58}$$

звідки

$$r_к = \frac{r_1 F_2 - r_2 F_1}{F_2 - F_1}. \tag{5.59}$$

Оскільки формула (5.59) визначає наближене значення величини $r_к$, обчислюємо:

$$F_к = r_к(\ln(r_к / r_0) - 1) + r_0 - B_к. \tag{5.60}$$

Якщо $F_к \neq 0$, то необхідно уточнити значення $r_к$. За умови, що:

$$F_1 \cdot F_2 < 0, \qquad (5.61)$$

приймаємо $r_2 = r_к$, а якщо умова (5.61) не виконана, приймаємо $r_1 = r_к$, після чого уточнюємо величину $r_к$, повторюючи обчислення за формулами (5.57) — (5.59).

Наприклад, при радіусі внутрішнього електрода $r_0 = 10$ см, відстані між електродами $R - r_0 = 10$ см та тиску $p = 0{,}4$ МПа за розрахунком маємо $r_к \approx 10{,}24$ см. При цьому розрядна напруга елегазової ізоляції з циліндричною симетрією поля становить згідно з (5.54): $U_р \approx 2500$ кВ.

Нагадаємо, що за тих самих умов, але при сферичній симетрії поля розрядна напруга дорівнює 1850 кВ, а при однорідному полі становить 3560 кВ. Таким чином, розрядна напруга при циліндричній симетрії порівняно з однорідним полем знижується значно менше, ніж при сферичній симетрії, при якій поле є найбільш неоднорідним.

5.2.5. Коронний розряд і пробій газової ізоляції

В однорідному електричному полі напруженість є однаковою в усьому розрядному проміжку, лавини електронів розвиваються від одного електрода до другого, а тому виникнення самостійного розряду означає повну втрату розрядним проміжком ізоляційних властивостей — виникає так званий пробій ізоляції (саме цей випадок розглядався вище при аналізі ефекту тонкого прошарку).

У випадку неоднорідного електричного поля в газовій ізоляції довжина шляху розвитку лавини електронів може бути меншою за відстань між електродами, бо лавина електронів розвивається лише у тій частині розрядного проміжку, де напруженість електричного поля більша за критичну напруженість. Тому за умови, що електричне поле неоднорідне, розрядна (початкова) напруга може характеризувати як початок пробою ізоляції (тобто глобального, повного розряду між електродами), так і початок так званого коронного розряду (тобто локального розряду поблизу електрода).

Причина названої неоднозначності характеру розряду полягає, головним чином, у тому, що внаслідок створення електропровідної зони навколо електрода при розвитку лавин електронів розмір електрода фактично збільшується (до металевого електрода додається своєрідний «чохол» іонізованого газу). При цьому максимальна напруженість електричного поля в розрядному проміжку може як спадати, так і зростати. Це зумовлено одночасною дією

двох протилежних факторів: зниженням максимальної напруженості внаслідок збільшення радіуса кривизни електрода та зростанням максимальної напруженості через зменшення відстані між електродами. Залежно від того, який з цих двох факторів переважає, можлива корона або пробій. Якщо максимальна напруженість зменшується, то розряд далі не розвивається, локалізується навколо електрода, тобто виникає корона. А якщо максимальна напруженість збільшується, то розряд переходить у пробій ізоляції.

Досвід показує, що коронний розряд виникає за умови [3]:

$$K_{\text{н}} = \frac{E_{\max}}{E_{\text{ср}}} > 5, \tag{5.62}$$

де $K_{\text{н}}$ — коефіцієнт неоднорідності електричного поля; $E_{\max}$ — максимальна напруженість поля до виникнення розряду; $E_{\text{ср}}$ — середня напруженість поля, яка визначається прикладеною напругою U та найкоротшою відстанню між електродами d ($E_{\text{ср}} = U/d$).

Для випадків сферичної симетрії поля зазначена умова виникнення корони може бути записана так:

$$\frac{dE_{\max}}{dr_{\text{к}}} < 0, \tag{5.63}$$

де $E_{\max}$ — максимальна напруженість електричного поля у розрядному проміжку; $r_{\text{к}}$ — критичний радіус.

У першому наближенні можна вважати, що внаслідок розвитку лавин електронів радіус внутрішнього електрода зростає від r_0 до $r_{\text{к}}$. Тоді максимальна напруженість $E_{\max}$ для випадку сферичної симетрії з урахуванням (5.37) становить:

$$E_{\max} = \frac{UR}{r_{\text{к}}(R - r_{\text{к}})}. \tag{5.64}$$

Підставляючи (5.64) у (5.63), знаходимо умову:

$$r_{\text{к}} < R/2. \tag{5.65}$$

Для випадку циліндричної симетрії з урахуванням (5.36) має місце рівняння:

$$E_{\max} = \frac{U}{r_{\text{к}} \ln(R/r_{\text{к}})}, \tag{5.66}$$

що при підстановці у (5.63) дає:

$$r_{\text{к}} < R/e, \tag{5.67}$$

де $e \approx 2{,}7183$.

Таким чином, якщо умови (5.65) або (5.67) виконані, то розрядна напруга $U_р$ характеризує коронний розряд, а в іншому випадку — пробій ізоляції.

Коронний розряд переходить у пробій ізоляції при підвищенні напруги, прикладеної до ізоляції. Але при виникненні коронного розряду напруга пробою ізоляції практично не може бути розрахована через значне спотворення електричного поля стримерами та лідерними каналами [2, 8]. Разом із тим за нормальних умов коронний розряд у високовольтній ізоляції є небажаним не лише тому, що він призводить до зайвих втрат електроенергії та створення сильних електромагнітних та акустичних шумів, але й тому, що при цьому утворюються хімічно активні речовини, які виводять з ладу металеві та діелектричні елементи високовольтних конструкцій. Через це розрахунок газової ізоляції часто зводиться до обчислення розрядної напруги $U_р$ за умови самостійності розряду (тобто обчислення початкової напруги) незалежно від того, буде це коронний розряд чи пробій ізоляції. Характер розряду (корона чи пробій) враховують лише при визначенні допустимої робочої напруги та перенапруги.

У загальному випадку алгоритм розрахунку початкової розрядної напруги такий [12]:

1. Розраховують електричне поле та визначають розподіл у просторі напруженості поля при довільно обраному значенні напруги U між електродами.

2. Визначають точки на електродах, де напруженість електричного поля є максимальною (можливе існування кількох локальних максимумів), та будують силові лінії електричного поля, що виходять з цих точок.

3. Обчислюють інтеграл (5.9) уздовж кожної з вибраних силових ліній при різних значеннях напруги U з урахуванням залежностей (5.3) або (5.6) і визначають найменше значення U, за якого виконується умова самостійності розряду (5.9), що дає початкову розрядну напругу $U = U_р$.

Для правильно обраної ізоляційної конструкції початкова розрядна напруга має бути вищою за тривало діючу на ізоляцію робочу напругу та тривалі квазістаціонарні перенапруги. У такому разі будуть виключені як пробій ізоляції, так і коронний розряд в ізоляції.

Але в окремих випадках (наприклад, на повітряних лініях електропередач надвисокої напруги) повністю вилучити можливість

коронного розряду в ізоляції практично неможливо або економічно недоцільно. У таких випадках досліджують не лише початкову розрядну напругу, але й інші характеристики коронного розряду, що виходить за межі змісту цього навчального посібника.

5.2.6. Розрахунок повітряної ізоляції трифазної лінії електропередачі

У трифазній лінії електропередачі напруги U_1, U_2, U_3 в усіх трьох фазах змінюються у часі t з кутовою частотою ω:

$$U_1 = U_{max}\sin(\omega \cdot t);\quad U_2 = U_{max}\sin\left(\omega \cdot t - \frac{2\pi}{3}\right);$$

$$U_3 = U_{max}\sin\left(\omega \cdot t + \frac{2\pi}{3}\right), \qquad (5.68)$$

де U_{max} — амплітуда напруги.

Це утруднює розрахунок електричного поля, бо картина поля у різні моменти часу є різною, причому точка, де напруженість поля найбільша, переміщується по поверхні проводів протягом усього періоду. Тому необхідно виконати розрахунки для різних моментів часу та знайти такий момент і вказати таку точку, що відповідають найбільшому значенню напруженості поля і найменшому — розрядної напруги.

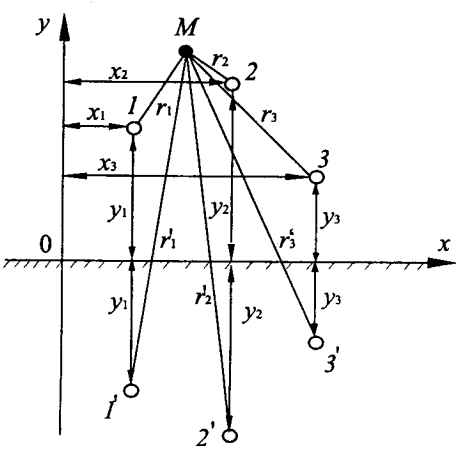


Рис. 5.7. Схема до розрахунку електричного поля трифазної лінії електропередачі.

У повітряних лініях електропередачі відстані між проводами завжди є значно більшими за їх радіуси. Це дає можливість розглядати електричне поле лінії як поле, створене зарядженими осями, причому вважати, що ці електричні осі збігаються з геометричними осями проводів [9].

Оскільки проводи лінії пролягають над поверхнею землі, необхідно враховувати їх дзеркальні відображення (рис. 5.7).

Будемо розглядати випадок, коли в одній фазі міс-

титься лише один провід, тобто лінія є трипровідною. У довільній точці M, що має геометричні координати (x, y) (рис. 5.7), напруженість електричного поля становить [9]:

$$E = \sqrt{E_x^{\,2} + E_y^{\,2}}, \tag{5.69}$$

де

$$E_x = \sum_{i=1}^{3} E_{xi}; \quad E_y = \sum_{i=1}^{3} E_{yi}; \tag{5.70}$$

$$E_{xi} = \left(\frac{x - x_i}{r_i^{\,2}} - \frac{x - x_i}{(r_i')^2} \right) \frac{\tau_i}{2\pi\varepsilon_0}; \; E_{yi} = \left(\frac{y - y_i}{r_i^{\,2}} - \frac{y + y_i}{(r_i')^2} \right) \frac{\tau_i}{2\pi\varepsilon_0}; \tag{5.71}$$

$$r_i = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y - y_i)^2}; \; r_i' = \sqrt{(x - x_i)^2 + (y + y_i)^2}. \tag{5.72}$$

Тут τ_i — заряд на одиницю довжини проводу відповідної фази лінії; x_i, y_i, r_i; r_i' — відстані, показані на рис. 5.7.

Потенціал U_M у довільній точці M визначається за формулою:

$$U_M = \sum_{i=1}^{3} \tau_{*i} \ln(r_i'/r_i), \tag{5.73}$$

де

$$\tau_{*i} = \tau_i / (2\pi\varepsilon_0). \tag{5.74}$$

Щоб визначити три невідомі величини: τ_{*1}, τ_{*2} та τ_{*3}, треба скласти та розв'язати систему із трьох рівнянь, що випливають із (5.73), розміщуючи для цього точку M послідовно на поверхні проводів трьох фаз. Нехтуючи радіусом проводу $r_д$ порівняно з відстанями між проводами, одержимо систему рівнянь:

$$\begin{aligned}
&\tau_{*1} \ln(2y_1 / r_д) + \tau_{*2} \ln(r_{21}' / r_{21}) + \tau_{*3} \ln(r_{31}' / r_{31}) = U_1, \\
&\tau_{*1} \ln(r_{12}' / r_{12}) + \tau_{*2} \ln(2y_2 / r_д) + \tau_{*3} \ln(r_{32}' / r_{32}) = U_2, \\
&\tau_{*1} \ln(r_{13}' / r_{13}) + \tau_{*2} \ln(r_{23}' / r_{23}) + \tau_{*3} \ln(2y_3 / r_д) = U_3.
\end{aligned} \tag{5.75}$$

Тут r_{21}, r_{31}, r_{21}', r_{31}' — відстані r_2, r_3, r_2', r_3' за умови, що точка M знаходиться на осі проводу фази 1. Аналогічно визначаються відстані r_{12}, r_{12}', r_{32}, r_{32}', r_{13}, r_{13}', r_{23}, r_{23}'.

Для зручності обчислень запишемо систему (5.75) у звичайній формі:

$$\begin{cases}
a_{11}\tau_{*1} + a_{12}\tau_{*2} + a_{13}\tau_{*3} = U_1 \\
a_{21}\tau_{*1} + a_{22}\tau_{*2} + a_{23}\tau_{*3} = U_2 \\
a_{31}\tau_{*1} + a_{32}\tau_{*2} + a_{33}\tau_{*3} = U_3,
\end{cases} \tag{5.76}$$

після чого використаємо відомі формули, одержані методом послідовного вилучення невідомих величин:

$$\tau_{*3} = \frac{c_1(a_{11}U_3 - a_{31}U_1) - c_2(a_{11}U_2 - a_{21}U_1)}{c_1c_3 - c_2c_4};$$

$$\tau_{*2} = \frac{a_{11}U_2 - a_{21}U_1 - c_4\tau_{*3}}{c_1};\ \tau_{*1} = \frac{U_1 - a_{12}\tau_{*2} - a_{13}\tau_{*3}}{a_{11}}, \qquad (5.77)$$

де

$$c_1 = a_{11}a_{22} - a_{12}a_{21};\ c_2 = a_{11}a_{32} - a_{12}a_{31};$$
$$c_3 = a_{11}a_{33} - a_{13}a_{31};\ c_4 = a_{11}a_{23} - a_{13}a_{21}. \qquad (5.78)$$

Обчисливши величини $\tau_{*1}.....\tau_{*3}$, можемо знайти напруженість поля у довільній точці за формулами (5.70)—(5.72), причому (5.71) для зручності запишемо так:

$$E_{xi} = d_{xi}\tau_{*i};\ E_{yi} = d_{yi}\tau_{*i}, \qquad (5.79)$$

де

$$d_{xi} = \frac{x - x_i}{r_i^2} - \frac{x - x_i}{(r_i')^2};\ d_{yi} = \frac{y - y_i}{r_i^2} - \frac{y + y_i}{(r_i')^2}. \qquad (5.80)$$

Алгоритм розрахунку на персональному комп'ютері розрядної напруги повітряної ізоляції трифазної лінії електропередачі може бути визначено так:

1. Ввести у комп'ютер початкові дані (радіус $r_д$; геометричні координати фаз x_i та y_i при i =1...3; відносна густина повітря δ).

2. Вибрати певну кількість n_t моментів часу протягом періоду змінного струму та кількість n_M точок на поверхні проводу в одній фазі, що необхідно для обмеження кількості обчислень при пошуку найбільшого значення напруженості електричного поля. Практично досить прийняти n_t = 20; n_M = 20.

3. Обчислити геометричні координати (x, y) для $3n_M$ точок на поверхні проводів у всіх фазах, значення $d\alpha_{xi}$ та $d\alpha_{yi}$ згідно з (5.80) для всіх цих точок з урахуванням всіх трьох фаз, а також коефіцієнтів a_{11}, $a_{12}...a_{33}$ у системі (5.76) з урахуванням (5.75). Знайдені значення доцільно зберігати у пам'яті ЕОМ у вигляді масивів чисел, бо вони будуть використовуватись багато разів — для кожного з n_t вибраних моментів часу. При цьому геометричні координати точок на поверхні проводів будемо знаходити за формулами:

$$x_j = x_i + r_д \sin\left(\frac{2\pi k}{n_M}\right);\ y_j = y_i + r_д \cos\left(\frac{2\pi k}{n_M}\right), \qquad (5.81)$$

де $1 \leqslant i \leqslant 3$ — номер фази; x_i, y_i — їх координати; $r_д$ — радіус проводу; $1 \leqslant k \leqslant n_M$ — номер точки в межах однієї фази; $1 \leqslant j \leqslant 3n_M$ — номер точки на поверхні дротів для всіх фаз.

4. Вибрати момент часу $t = 0$ та перше наближення для розрядної напруги, наприклад: $U_р = 10^6$ кВ (свідомо завищена).

5. Обчислити напругу на трьох фазах за формулами (5.68), прийнявши $U_{max} = 1$ кВ.

6. Знайти значення зарядів на проводах, використовуючи формули (5.77)—(5.78).

7. Обчислити напруженість поля у всіх вибраних точках на поверхні проводів, використовуючи формули (5.68)—(5.72) та (5.79)—(5.80).

8. Знайти точку, де напруженість поля є найбільшою. Побудувати відрізок силової лінії електричного поля, що виходить з цієї точки. При цьому пересування уздовж силової лінії досягається зміною координат початкової точки на приріст:

$$\Delta x = \Delta l E_x / E\,;\ \Delta y = \Delta l E_y / E\,, \qquad (5.82)$$

де Δl — довжина одного кроку. Практично досить прийняти 50 кроків при $\Delta l = r_д / 2$.

Побудову відрізка силової лінії доцільно візуалізувати, використовуючи екран дисплея. Обчислені на кожному кроці значення E раціонально зберігати в пам'яті ЕОМ у вигляді масиву чисел, бо вони будуть використовуватись багато разів для визначення розрядної напруги.

9. Прийняти амплітуду напруги

$$U_{max} = E_{кр}/E_{max},\ \text{де}\ E_{кр}=24{,}5\ \text{кВ/см}; \qquad (5.83)$$

тут E_{max} — найбільша напруженість поля, визначена у п. 8 при $U_{max} = U_1 = 1$ кВ.

10. Визначити масштаб напруги та напруженості поля

$$m = U_{max} / U_1 = E_{кр} / E_{max}. \qquad (5.84)$$

11. Наближено розрахувати інтеграл (5.9) з урахуванням (5.3), що зводиться до обчислення суми

$$N = \sum_{i=1}^{50} k_0 \delta (m E_i / \delta - \tilde{E}_{кр})^2 \Delta l, \qquad (5.85)$$

де E_i — напруженості електричного поля, знайдені у п. 8 при побудові силової лінії. Якщо $mE_i / \delta < E_{кр}$, то обчислення суми (5.85) слід припинити, бо формула (5.3) втрачає силу.

12. Якщо $N < 20$, то необхідно амплітуду напруги U_{max} збільшити на приріст ΔU_{max} і повернутись до п. 10. Практично досить прийняти $\Delta U_{max} = 1$ кВ.

13. Якщо $U_{max} < U_p$, то слід прийняти $U_p = U_{max}$, бо при $N \geqslant 20$ величина U_{max} — це напруга, за якої виконується умова самостійності розряду при даному розподілі потенціалів на трьох фазах.

14. Збільшити момент часу на приріст

$$\Delta t = 2\pi/(\omega n_t), \tag{5.86}$$

і повертаються до п. 5, якщо $t < 2\pi/\omega$.

15. Знайти ефективне значення розрядної напруги $U_p = U_p/\sqrt{2}$. Наприклад, при $r_д = 1$ см; $x_1 = 0$; $y_1 = 800$ см; $x_2 = 100$ см; $y_2 = 900$ см; $x_3 = 200$ см; $y_3 = 800$ см; $\delta = 1$ розрахунки дають $U_p = 160$ кВ.

Порівняємо отриманий результат з результатом розрахунків розрядної напруги для однопровідної лінії, поблизу проводу якої напруженість поля визначається за формулою [9]:

$$E = \frac{U}{r \ln(2h/r_д)}, \tag{5.87}$$

де U — напруга на лінії; r — відстань від даної точки до осі проводу; h — відстань від осі проводу до землі.

Підставивши (5.87) в (5.3) та (5.9), одержимо:

$$N = \int_{r_п}^{r_k} k_0 \delta \left(\frac{U}{r\delta \ln \dfrac{2h}{r_д}} - E_{кр} \right)^2 dr \geqslant N_{кр}, \tag{5.88}$$

де

$$r_k = \frac{U}{E_{кр} \ln(2h/r_д)}. \tag{5.89}$$

Враховуючи (5.89), інтеграл (5.88) після перетворень можна привести до виразу:

$$N = k_0 \delta E_{кр}^{\,2} \int_{r_д}^{r_k} \left(\frac{r_k}{(r\delta) - 1} \right)^2 dr =$$

$$= k_0 \delta r_д E_{кр}^{\,2} [(r_* / \delta)^2 (1 - r_*^{-1}) - 2(r_* / \delta) \ln r_* + r_* - 1] \geqslant N_{кр}, \tag{5.90}$$

де $r_* = r_k / r_д$.

Для випадку $r_д = 1$ см, $\delta = 1$ обчислення показують, що умова (5.90) виконується при $r_* = 1{,}9$ см. Враховуючи (5.89), при $h = 800$ см знаходимо:

$$U = 1{,}9 \cdot 24{,}5 \ln 1600 = 345 \text{ кВ},$$

а звідси ефективне значення розрядної напруги для однопровідної лінії

$$U_p = 345/\sqrt{2} = 245 \text{ кВ}.$$

Таким чином, для трифазної трипровідної лінії розрядна напруга (160 кВ) значно нижча, ніж для однопровідної лінії (245 кВ), що зумовлено впливом близько розміщених сусідніх фаз. Слід підкреслити, що розрахована розрядна напруга — це напруга, за якої починається коронний розряд на повітряній лінії електропередачі.

5.2.7. Вплив мікровиступів поверхні електродів на розрядну напругу

Електрична міцність газової ізоляції значною мірою залежить від розмірів мікровиступів на поверхні електродів, тобто від шорсткості цієї поверхні. Розглянемо вплив мікровиступів на розрядну напругу для випадку елегазової ізоляції.

Для моделювання електричного поля мікровиступу на плоскому електроді використаємо метод еквівалентних зарядів. З цією метою розглянемо рівномірно заряджену площину $x = 0$, що створює однорідне електричне поле з напруженістю E_0, та точковий заряд Q, розміщений на осі x на відстані h від площини (рис. 5.8).

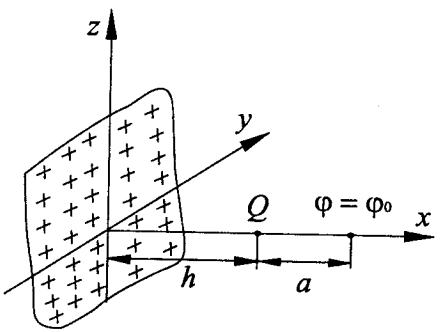


Рис. 5.8. Система еквівалентних зарядів.

Для точки, що лежить у площині $z = 0$, потенціал

$$\varphi = \varphi_0 - E_0 x + \frac{Q}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{(x-h)^2 + y^2}}, \qquad (5.91)$$

де φ_0 — потенціал рівномірно зарядженої площини; x, y — координати даної точки.

Поставимо умову, що на осі x на відстані $h + a$ від площини потенціал має дорівнювати потенціалу площини φ_0, тобто

$$\varphi = \varphi_0 \text{ при } x = h + a;\ y = 0. \qquad (5.92)$$

З рівнянь (5.91) та (5.92) випливає співвідношення:

$$\frac{Q}{4\pi\varepsilon_0} = E_0(h+a)a. \qquad (5.93)$$

Підставивши (5.93) у (5.91), знаходимо рівняння еквіпотенціальної лінії (еквіпотенціалі):

$$\varphi = \varphi_0 - E_0\left(x - \frac{(h+a)a}{\sqrt{(x-h)^2 + y^2}}\right), \qquad (5.94)$$

або у відносних величинах:

$$\varphi_* = \varphi_{*0} - x_* + \frac{(1+a_*)a_*}{\sqrt{(x_*-1)^2 + y_*^2}}, \qquad (5.95)$$

де $$\varphi_* = \frac{\varphi}{E_0 h};\ \varphi_{*0} = \frac{\varphi_0}{E_0 h};\ x_* = \frac{x}{h};\ y_* = \frac{y}{h};\ a_* = \frac{a}{h}. \qquad (5.96)$$

Для побудови еквіпотенціалі рівняння (5.95) зручно записати у вигляді

$$(\varphi_* - \varphi_{*0} + x_*)^2 = \frac{(1+a_*)^2 a_*^2}{(x_*-1)^2 + y_*^2}, \qquad (5.97)$$

звідки

$$y_* = \pm\sqrt{\left[\frac{(1+a_*)a_*}{x_* - \Delta\varphi_*}\right]^2 - (x_*-1)^2}, \qquad (5.98)$$

де $\Delta\varphi_* = \varphi_{*0} - \varphi_*$.

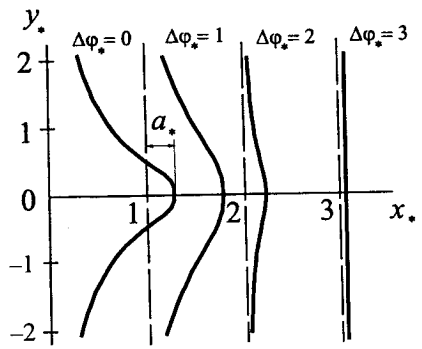


Рис. 5.9. Характер еквіпотенціальних ліній.

Формула (5.98) дає можливість обчислити координату y, що відповідає координаті x_*, за певних значень величин a_* та $\Delta\varphi_*$. Характер еквіпотенціалей показано на рис. 5.9.

При побудові еквіпотенціалі значення x_* слід приймати в таких межах:

$$x_{*\min} < x_* \leqslant x_{*\max}, \qquad (5.99)$$

де $x_{*\max}$ — координата точки перетину еквіпотенціалі з віссю x_* (при цьому $y_* = 0$).

Як випливає з (5.98), значення $x_{*\max}$ може бути знайдене з квадратного рівняння:

$$(1+a_*)a_* = \pm(x_{*\max} - 1)(x_{*\max} - \Delta\varphi_*), \qquad (5.100)$$

звідки

$$x_{*\max} = \frac{1+\Delta\varphi_*}{2 \pm \sqrt{(1-\Delta\varphi_*)^2/4 \pm (1+a_*)a_*}}. \qquad (5.101)$$

Фізичний зміст має тільки значення

$$x_{*\max} = \frac{1+\Delta\varphi_*}{2+\sqrt{(1-\Delta\varphi_*)^2/4 + (1+a_*)a_*}} \quad \text{при } a_* > 0{,}21; \qquad (5.102)$$

бо в інших випадках еквіпотенціаль при $\Delta\varphi_* = 0$ відділена від зарядженої площини, що не відповідає поставленому завданню. Для випадку $\Delta\varphi_* = 0$ з (5.102) отримуємо:

$$x_{*\max} = 1 + a_*. \tag{5.103}$$

Нижча межа:

$$x_{*\min} = \Delta\varphi_*. \tag{5.104}$$

Це пояснюється тим, що при $x_* \to \Delta\varphi_*$ формула (5.98) дає $y_* \to \infty$. З фізичної точки зору це означає, що на великих відстанях від мікровиступу його вплив на електричне поле є незначним і поле практично так само однорідне, як і без мікровиступу.

Таким чином, для побудови еквіпотенціалі у відносних величинах необхідно задати лише значення різниці потенціалів $\Delta\varphi_*$ між зарядженою площиною та еквіпотенціаллю, а також параметр a_*. Використовуючи персональний комп'ютер, побудову еквіпотенціалі зручно виконати на екрані ЕОМ. При цьому величина $\Delta\varphi_*$ послідовно набирає значення 0, 1, 2 та 3, а значення величини x_* зменшується від $x_{*\max}$ на приріст $\Delta x_* = 0{,}01$ доти, доки $(y_*) < 2$. Характер еквіпотенціальних ліній (див. рис. 5.9) вказує на те, що напруженість електричного поля є найбільшою на осі x, тобто при $y = 0$. Ця напруженість згідно з (5.94) визначається рівнянням

$$E = -\frac{d\varphi}{dx} = E_0 k_E, \text{ при } k_E = 1 + \frac{(1+a_*)a_*}{(x_* - 1)^2}, \tag{5.105}$$

де k_E — коефіцієнт неоднорідності електричного поля.

Проаналізуємо умову самостійності розряду, розглядаючи розвиток лавини електронів уздовж осі x. Врахуємо, що в загальному випадку електрод може бути вкритий тонким шаром діелектрика завтовшки S. Тому вважатимемо, що лавина електронів стартує із точки, яка має координату

$$x_0 = x_{\max} + S, \text{ або } x_{*0} = x_{*\max} + S_*, \tag{5.106}$$

де $S_* = S/h$; $x_{\max} = x_{*\max} h$.

Лавина електронів розвивається до певної точки x_k, за якою число електронів у лавині починає зменшуватись, бо прилипання електронів до молекул переважає іонізацію. У точці x_k ефективний коефіцієнт ударної іонізації $\alpha = 0$, або згідно з (5.5) напруженість електричного поля становить:

$$E = p(E/p)_{\text{кр}}. \tag{5.107}$$

Порівнюючи між собою праві частини рівнянь (5.105) та (5.107), знаходимо для координати x_k рівняння

$$p(E/p)_{\text{кр}} = E_0\left[1 + \frac{(h+a)a}{(x_k - h)^2}\right],$$

звідки

$$x_k = h + \sqrt{\frac{(h+a)aE_0}{p(E/p)_{\text{кр}} - E_0}}. \qquad (5.108)$$

Відстані від x_0 до x_k відповідає певна різниця потенціалів $\Delta\varphi$, яку знайдемо, використовуючи (5.94) за умови $y = 0$:

$$\Delta\varphi = E_0\left[x_k - x_0 + \frac{(h+a)a}{x_0 - h} - \frac{(h+a)a}{x_k - h}\right]. \qquad (5.109)$$

Згідно з (5.10) відстань $x_k - x_0$ буде критичною, тобто число електронів у лавині досягне критичного значення, якщо напруженість однорідного електричного поля E_0 відповідає рівнянню

$$E_0\left[x_k - x_0 + \frac{(h+a)a}{x_0 - h} - \frac{(h+a)a}{x_k - h}\right] - p(E/p)_{\text{кр}}(x_k - x_0) = A_{\text{к}}. \qquad (5.110)$$

Одержані співвідношення дають можливість дослідити методом математичного моделювання залежність електричної міцності елегазової ізоляції від висоти мікровиступу на плоскому електроді та від товщини ізоляційного покриття електроду. Для зручності обчислень подамо (5.108) та (5.110) у відносних одиницях:

$$x_{*k} = 1 + \sqrt{\frac{(1+a_*)a_*E_*}{1-E_*}}; \qquad (5.111)$$

$$E_*\left[x_{*k} - x_{*0} + \frac{(1+a_*)a_*}{x_{*0} - 1} - \frac{(1+a_*)a_*}{x_{*k} - 1}\right] - (x_{*k} - x_{*0}) = \frac{M_k}{ph}, \qquad (5.112)$$

де $$E_* = \frac{E_0}{p(E/p)_{\text{кр}}}; \; M_k = \frac{A_k}{(E/p)_{\text{кр}}} \approx 10 \text{ Па·м}. \qquad (5.113)$$

Алгоритм моделювання буде таким:

1. При заданому параметрі a_* та товщині ізоляційного покриття S_* знайти величину x_{*0} за формулою (5.106), яку з урахуванням (5.103) зручно записати у вигляді:

$$x_{*0} = 1 + a_* + S_*.$$

2. Обрати певне значення $E_* < 1$, що характеризує зниження електричної міцності елегазу за наявності мікровиступу (порівняно з однорідним полем). Наприклад, можна приймати $E_* = 0{,}95$; 0,9;…; 0,5.

3. Знайти числове значення величини $x_{*к}$ за формулою (5.111). Із фізичних міркувань випливає, що необхідно дотримуватись співвідношення $x_{*k} > x_{*0}$.

4. Використовуючи (5.112), знайти добуток тиску p на розмір мікровиступу h, при якому міцність елегазу зменшується до E_*. При цьому (5.112) зручно записати у вигляді:

$$ph = \frac{M_k}{(x_{*k} - x_{*0})(E_* - 1) + E_*(1 + a_*)a_*\left(\frac{1}{x_{*0} - 1} - \frac{1}{x_{*k} - 1}\right)}. \quad (5.114)$$

5. При необхідності повторити обчислення з п. 2.

Наприклад, при $a_* = 0{,}3$; $S_* = 0$; $E_* = 0{,}9$ одержимо $ph = 12$ Па·м, тобто при тиску 0,4 МПа для зменшення міцності елегазової ізоляції на 10 % висота мікровиступу має бути не менша, ніж 30 мкм.

Якщо ж прийняти товщину покриття $S_* = 1$, то одержимо $ph = 395$ Па·м, що відповідає висоті мікровиступу 990 мкм ≈ 1 мм.

Цікаво зазначити, що при $ph < 10$ Па·м мікровиступи зовсім не впливають на міцність елегазової ізоляції.

5.3. Комбінована ізоляція

5.3.1. Основні електрофізичні процеси, що протікають у зовнішній ізоляції

Зовнішньою ізоляцією називають частину ізоляційної конструкції, в якій головним ізоляційним середовищем є атмосферне повітря, у тому числі поблизу поверхні твердого діелектрика [1]. Електрична міцність зовнішньої ізоляції залежить від атмосферних та інших зовнішніх умов, зокрема від тиску, температури та вологості атмосферного повітря, забрудненості оточуючого середовища, інтенсивності та характеру метеорологічних опадів.

Дослідження свідчать, що електрична міцність зовнішньої ізоляції електроустаткування є найменшою при забрудненні та зволоженні її поверхні [1, 2, 8]. Отже, з точки зору забезпечення достатньої електричної міцності основні електрофізичні процеси у зовнішній ізоляції — це процеси в її поверхневому шарі.

Внаслідок дії високої напруги по забрудненій та зволоженій поверхні ізолятора протікає електричний струм (струм витоку) й відбувається нагрівання шару забруднення. Крім того, енергія, що виділяється струмом, витрачається на нагрівання матеріалу ізолятора, на випаровування вологи, а також частково віддається в оточуюче середовище шляхом тепловіддачі.

При протіканні струму витоку спочатку спостерігається його підвищення внаслідок того, що при нагріванні питома електро-

провідність поверхневого шару збільшується. Потім у зв'язку з випаровуванням вологи підвищується електричний опір на тих ділянках поверхні з найбільшими густиною струму та виділеною поверхневою питомою потужністю. Підсушування даних ділянок збільшує нерівномірність розподілу густини струму, напруги та виділеної питомої потужності. Це, у свою чергу, викликає подальше падіння напруги на підсушених ділянках та їх інтенсивне подальше підсушування. Напруга на найбільш підсушеній ділянці може зрости до значення, при якому відбудеться перекриття цієї ділянки, внаслідок чого струм витоку може збільшитись. Якщо струм витоку дорівнює одному міліамперу та більше, виникає дуговий електричний розряд, який прийнято називати поверхневою частковою дужкою або просто дужкою [1, 14]. Залежно від співвідношення параметрів дужки та поверхневого шару вона може або подовжуватись з усе більшою швидкістю до повного перекриття між металевими електродами, або рухатись порівняно повільно вздовж краю зволоженого шару, підсушуючи та скорочуючи його. При цьому довжина дужки збільшується, але якщо напруга на ізоляторі недостатньо висока, дужка може згаснути.

Дослідження описаних електрофізичних процесів дозволяють розробити їх математичну модель, що використовується для розрахунку напруги перекриття забрудненої та зволоженої зовнішньої ізоляції [14, 15]. Розглянемо головні положення цієї моделі.

5.3.2. Моделювання електрофізичних процесів, що протікають у поверхневому шарі ізоляції

Розроблена математична модель дозволяє для різних моментів часу (починаючи з включення напруги до моменту утворення сухої зони) розрахувати значення таких величин:

1) струму витоку;

2) температури на різних ділянках поверхні;

3) питомого поверхневого опору та електропровідності різних ділянок поверхні ізолятора;

4) розподілу потенціалів і напруженості електричного поля вздовж шляху струму витоку [15].

При розробці математичної моделі було обрано режим роботи ізоляції, що відповідає включенню напруги поштовхом на ізолятор з попередньо зволоженим до насичення шаром забруднення. У цьому випадку математична модель спрощується, а фізична картина процесів у зволоженому шарі не спотворюється (бо у поверхне-

вому шарі відбуваються послідовно всі стадії нагрівання та підсушування). Розрядні напруги у такому режимі відповідають мінімальним значенням, що спостерігаються при безпосередньому зволоженні. Крім того, цей режим відповідає одному з режимів випробування високовольтної ізоляції, що рекомендується ГОСТ 10390.

При розрахунках можна брати різний стан нерівномірного забруднення вздовж шляху струму витоку. По колу осесиметричного ізолятора розподіл забруднення вважають рівномірним. Математична модель дозволяє знайти розподіл електричних потенціалів та питомого поверхневого опору ізолятора ρ_S у момент, що передує перекриттю, причому цей розподіл у загальному випадку суттєво відрізняється від початкового, що дуже важливо для правильного визначення розрядної напруги.

Початковими даними для розрахунку є геометричні розміри та форма ізолятора, значення прикладеної напруги, розмір і характер початкової нерівномірності шару забруднення. Для врахування початкової нерівномірності забруднення та геометричних розмірів шлях струму витоку ізолятора l розбивають на елементарні ділянки h_i, для кожної з яких задаються початковий опір ρ_{si} та радіус ізолятора r_i (рис. 5.10). Надалі розрахунок виконують за схемою, наведеною на рис. 5.11 (для спрощення розрахунків можна приймати h_i = const).

За початковим розподілом питомого опору ρ_{Si} визначають опір кожної з ділянок

$$R_i = \rho_{Si} h_i / (2\pi r_i). \qquad (5.115)$$

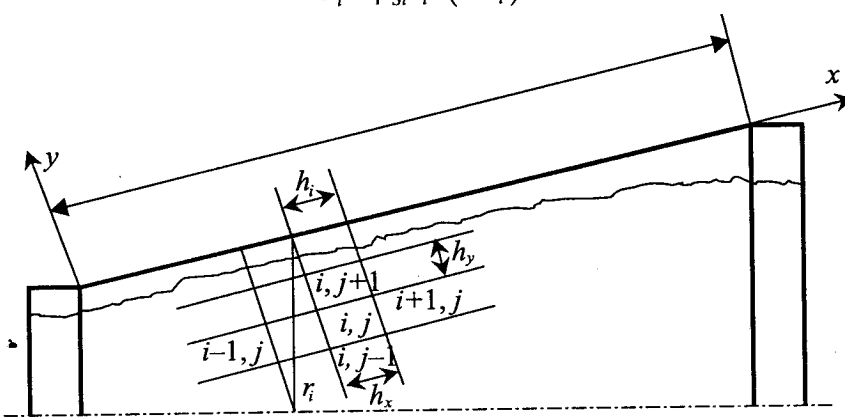


Рис. 5.10. Схематичне зображення розрахункової моделі ізолятора.

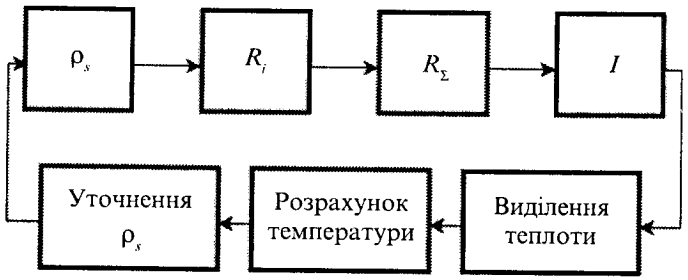


Рис. 5.11. Схема розрахунку процесів у поверхневому шарі ізоляції.

Сума R_i дає значення повного опору поверхневого шару:

$$R_\Sigma = \sum_{i=1}^{i_M} R_i, \tag{5.116}$$

де $i_M = 1/h_i$ — кількість ділянок.

За заданим значенням докладеної напруги U і загальним опором R_Σ визначають струм витоку

$$I = U / R_\Sigma \tag{5.117}$$

і знаходять розподіл напруженості електричного поля E_i по шляху витоку

$$E_i = IR_i / h_i . \tag{5.118}$$

За відомим значенням струму витоку та опору елементарних ділянок оцінюють виділення теплоти на одиницю площі для кожної ділянки поверхні:

$$P_i = I^2 R_i / \left(2\pi r_i h_i\right). \tag{5.119}$$

Це дозволяє розрахувати зміну температури на поверхні ізоляції ΔT_i за певний проміжок часу Δt і врахувати, що це викликає зміну початкового розподілу питомого опору ρ_S, бо останній залежить від температури та вмісту вологи. Виконавши уточнення значень питомого опору ρ_S з урахуванням зміни температури, одержимо новий розподіл питомих опорів, за яким обчислюють нові значення електричних величин R_i, R_Σ, I, E_i. Подібним чином розрахунок повторюють необхідну кількість разів. Розрахунки закінчують за умови виникнення сухої зони $R_i \to \infty$, або за умови створення на одній із ділянок поверхні ізолятора напруженості електричного поля, достатньої для перекриття ділянки.

5.3.3. Розрахунок температури поверхні ізоляції

При теплових розрахунках високовольтної ізоляції необхідно розв'язати диференційне рівняння теплопровідності [1]:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = a\nabla^2 T + P_V / (mc), \qquad (5.120)$$

де T — температура, К; t — час, с; $a = \lambda/(m \cdot c)$ — температуропровідність, м²/с; λ — теплопровідність, Вт/(м·К); P_V — потужність тепловиділення в одиниці об'єму, Вт/м³; m — густина матеріалу, кг/м³; c — питома теплоємність, Дж/(кг·К).

У зовнішній ізоляції при забрудненні та зволоженні її поверхні потужність тепловиділення в об'ємі незрівнянно менша, ніж на поверхні. Тому у рівнянні (5.120) приймають $P_V = 0$ і враховують, що теплота надходить в ізоляцію з поверхні, внаслідок чого гранична крайова умова має вигляд [14; 15]:

$$-\lambda \frac{\partial T}{\partial n} = P_i - k_T (T_i - T_0) - W(t, T_i) r, \qquad (5.121)$$

де n — нормаль до граничної поверхні; P_i — потужність тепловиділення на одиницю площі, що визначається за формулою (5.119); k_T — коефіцієнт тепловіддачі, Вт/(м²·К); T_0 — температура оточуючого середовища, К; $W(t, T_i)$ — інтенсивність випаровування, кг/(м²·с); r — питома теплота пароутворення, що залежить від температури, Дж/кг. Для води $r \approx 2{,}5 \cdot 10^6$ Дж/кг.

Інтенсивність випаровування залежить від температури поверхневого шару T_i. Для розрахунків беруть наближену формулу [14, 15]:

$$W(t, T_i) = A \exp(-B / T_i), \qquad (5.122)$$

де $A = 2 \cdot 10^2$ кг/(м²·с); $B = 8 \cdot 10^3$ К.

При розрахунках потужності тепловиділення за формулою (5.119) враховують опір кожної з ділянок R_i, який згідно з (5.115) залежить від питомого поверхневого опору ρ_S. При нагріванні поверхневого шару ізоляції струмом витоку існують, як уже було визначено, дві тенденції зміни величини ρ_S. З одного боку, питомий опір зменшується при підвищенні температури електроліту, що міститься у поверхневому шарі, бо електроліт має позитивну температурну електропровідність β. З іншого боку, відбувається випаровування вологи та підсушування поверхневого шару, що приводить до підвищення питомого опору.

На різних стадіях процесу нагрівання ізоляції вирішальний вплив на зміну питомого поверхневого опору ρ_S має одна з цих

тенденцій. У загальному випадку зміну питомого поверхневого опору при зростанні температури поверхні ізоляції з урахуванням обох тенденцій можна оцінити за допомогою емпіричного співвідношення [14, 15]:

$$\rho_S = \rho_{S0}\left[1{,}06\cdot 10^8\left(\frac{100G}{G_0}\right)^{-4{,}95} + 0{,}985\right]/(1+\beta T), \qquad (5.123)$$

де ρ_{S0} — значення питомого поверхневого опору ізоляції при насиченні вологою шару забруднення, Ом; G_0 — початковий вміст вологи, кг/м^2; $\beta = (0{,}022\ldots 0{,}025)$ К$^{-1}$ — температурний коефіцієнт електропровідності.

У формулі (5.123) вміст вологи G визначається за рівнянням:

$$G = G_0 - \sum_0^t W(t,T)\Delta t. \qquad (5.124)$$

Формула (5.123) справедлива при $G \geqslant 0{,}1G_0$. Якщо $G < 0{,}1G_0$, то поверхню ізоляції можна вважати сухою.

Для числового розв'язання диференціального рівняння (5.120) з урахуванням граничної умови (5.121) використовують відомий метод сіток [13]. З цією метою застосовують прямокутну сітку, розмір h_x якої вимірюється вздовж поверхні, а розмір h_y — по нормалі до поверхні (див. рис. 5.10). Враховуючи, що при вмиканні напруги поштовхом на ізолятор нагрівання, що підсушує поверхню, не встигає проникнути глибоко у тіло ізолятора, слід приймати $h_y << h_x$.

Внаслідок цього картину теплового поля можна вважати плоскопаралельною, а диференціальний оператор Лапласа у формулі (5.120) записати так:

$$\nabla^2 T = \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2}. \qquad (5.125)$$

Використовуючи нумерацію вузлів сітки, показану на рис. 5.10, і переходячи до скінчених різниць, отримаємо апроксимації похідних [16]:

$$\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} = (T_{i+1,j} + T_{i-1,j} - 2T_{i,j})/h_x^2;$$
$$\frac{\partial^2 T}{\partial y^2} = (T_{i,j+1} + T_{i,j-1} - 2T_{i,j})/h_y^2. \qquad (5.126)$$

При цьому приймають $h_x = h_i = \text{const}$, $h_y = \text{const}$.

Вводячи позначення $T_{i,j}^{m}$ та $T_{i,j}^{m+1}$ для температури відповідно для двох моментів часу, що відрізняються між собою на величину Δt, і об'єднуючи вирази (5.120), (5.125) та (5.126), прийдемо до рекурентної формули:

$$T_{i,j}^{m+1} = F\left[T_{i,j+1}^{m} + T_{i,j-1}^{m} + kT_{i-1,j}^{m} + \left(\frac{1}{F} - 2k - 2\right)T_{i,j}^{m}\right], \quad (5.127)$$

де $F = a \cdot \Delta t / h_y^2$ — критерій Фур'є; $k = h_y^2 / h_x^2$.

Формула (5.127) застосовується у межах:

$$1 \leqslant i \leqslant i_M - 1;\ 1 \leqslant j \leqslant j_M - 1, \quad (5.128)$$

де $i_M = l / h_x$; $j_M = H / h_y$; H — глибина, на якій приймають $T = T_0 = \text{const}$.

Граничні умови враховують таким чином.

При $i = 0$ та $i = i_M$ (тобто на фланцях ізолятора), як і при $j = 0$ (тобто на максимальній глибині H, куди не встигає проникнути нагрівання), приймають $T = T_0$. При $j = j_M$ (тобто на поверхні ізоляції) застосовують граничну умову (5.121), яка у скінчених різницях має вигляд:

$$T_{i,j_M}^{m} = T_{i,j_{M-1}}^{m} + \left[P_i - k_T\left(T_{i,j_M}^{m} - T_0\right) - Wr\right] \cdot h_y / \lambda. \quad (5.129)$$

Наведені формули дозволяють розрахувати процес формування сухої зони на поверхні забрудненої та зволоженої ізоляції.

5.3.4. Розрахунок характеристик електричної дуги на поверхні ізоляції

Як уже зазначалось, на підсушеній ділянці поверхні ізоляції може виникнути електрична часткова дуга. Ця дуга може або згаснути, або привести до повного перекриття ізоляції залежно від співвідношення характеристик дуги та поверхневого шару ізоляції. З цієї точки зору головною характеристикою дуги є її вольт-амперна характеристика, яка, як показали експериментальні дослідження, наближено описується формулою [1, 14]:

$$E_д = AI^{-n} + U_{ел} / l_д, \quad (5.130)$$

де $E_д$ — напруженість електричного поля в дузі, В/м; $A = 1{,}8 \cdot 10^4$ В · А · n/м; $n = 0{,}55$; I — струм витоку, А; $U_{ел}$ — падіння напруги в приелектродних зонах дуги, В $l_д$ — довжина дуги, м.

При розрахунках приймають, що спочатку дуга виникає на одній із елементарних ділянок h_i, на які розбито весь шлях витоку, тобто приймають $l_д = h_i$. Момент виникнення дуги визначають по-

рівнянням $E_{i\max}$ (максимального значення напруженості поля на елементарній ділянці h_i) із значенням $E_д$, визначеним за формулою (5.130) при $l_д = h_i$.

Умова виникнення дуги при цьому:

$$E_{i\max} \geqslant E_д. \qquad (5.131)$$

Для визначення характеру процесу, що розвивається після виникнення дуги, необхідно проаналізувати умову її стійкості. З цією метою розглянемо електричну схему на рис. 5.12, де U_0 — напруга, що діє на ізолятор; $R_н$ — електричний опір неперекритої частини ізолятора; $U_д$ — напруга на дузі. З аналізу рис. 5.12 випливає, що має місце рівняння:

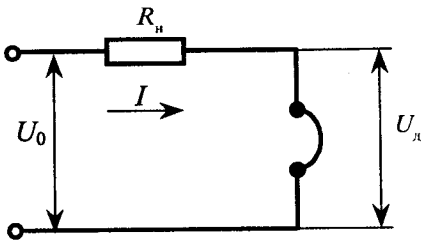


Рис. 5.12. Схема визначення умови стійкості дуги.

$$U_д = U_0 - IR_н. \qquad (5.132)$$

Згідно з (5.132) напруга на дузі лінійно спадає при зростанні струму витоку I (рис. 5.13). Разом з тим напруга на дузі згідно з (5.130) є нелінійною функцією струму витоку:

$$U_д = E_д l_д = AI^{-n} l_д + U_{ел}. \qquad (5.133)$$

Як видно з рис. 5.13, якщо напруга U_0 на ізоляторі недостатньо висока (U_0' на рис. 5.13), то графіки залежностей (5.132) та (5.133) не мають спільних точок. У такому випадку існування дуги неможливе — вона згасає. Якщо ж названі графіки мають одну спільну точку, то це відповідає найменшому значенню напруги U_0 на ізо-

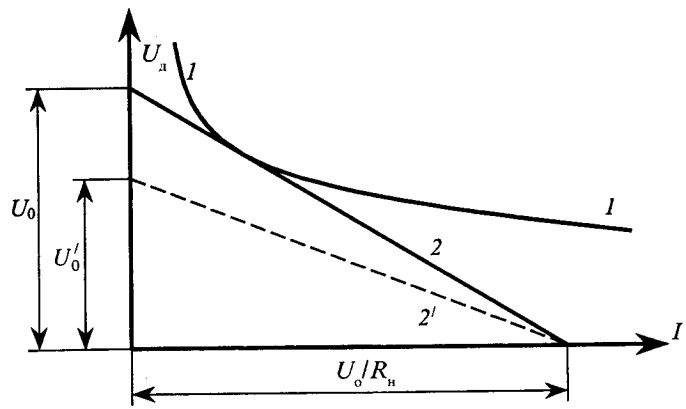


Рис. 5.13. Схема умови стійкості дуги: *1* — вольт-амперна характеристика; *2* та *2′* — характеристика джерела енергії.

ляторі, при якій дуга може існувати. У цьому випадку графік залежності (5.132) являє собою дотичну до графіка залежності (5.133). При цьому похідні за I (тобто $\partial U_д / \partial I$) для залежностей (5.132) та (5.133) у точці дотику мають однакове значення. Тому з названих залежностей випливає система рівнянь:

$$\begin{cases} U_0 - IR_н = AI^{-n} l_д + U_{ел}; \\ -R_н = -nAI^{-n-1} l_д. \end{cases} \tag{5.134}$$

Друге рівняння системи (5.134) дозволяє визначити критичний струм витоку:

$$I = \left(\frac{R_н}{nAl_д} \right)^{-\frac{1}{1+n}}. \tag{5.135}$$

Підставивши вираз (5.135) у перше рівняння системи (5.134), знайдемо найменше значення напруги U_0 на ізоляторі, за якої дуга не згасає:

$$U_0 = R_н \left(\frac{R_н}{nAl_д} \right)^{-\frac{1}{1+n}} + Al_д \left(\frac{R_н}{nAl_д} \right)^{\frac{n}{1+n}} + U_{ел}. \tag{5.136}$$

Електричний опір неперекритої частини ізолятора визначають за формулою:

$$R_н = k \sum_{i=1}^{i_н} R_i, \tag{5.137}$$

де k — коефіцієнт, що враховує ефект збільшення опору внаслідок розтікання струму від опорної точки дуги; $i_н$ — кількість неперекритих ділянок ізолятора.

Дослідження показали, що коефіцієнт k розрахувати аналітичним шляхом неможливо. Тому для оцінки значення коефіцієнта k було використано метод числового розрахунку електричного поля у поверхневому шарі ізоляції з наступним графічним визначенням опору розтікання по картині поля. За допомогою комплексу програм «КСИ-БЭСМ», розроблених в Обчислювальному центрі Сибірського відділення АН СРСР, були розраховані картини електричного поля струму в поверхневому шарі для різних положень опорної точки та різних нерівномірностей забруднення поверхні при врахуванні зміни розміру опорної точки дуги. Розрахунки показали, що значення коефіцієнта k лежить у межах 2,2...11 [14].

5.3.5. Алгоритм розрахунку розрядної напруги

При розрахунку розрядної напруги необхідно враховувати, що залежність найменшого значення напруги U_0 на ізоляторі, за якої дуга не згасає, від довжини дуги $l_д$ має максимум $U_0 = U_{кр}$, якому відповідає значення довжини дуги $l_д = l_{кр}$. Щоб переконатись в існуванні цього максимуму, перепишемо співвідношення (5.136) у вигляді:

$$U_0 = A^{\frac{1}{1+n}} R_н^{\frac{n}{1+n}} l_д \left(n^{\frac{1}{1+n}} + n^{-\frac{n}{1+n}} \right) + U_{ел}. \qquad (5.138)$$

Оскільки $n > 0$, то зростання довжини дуги $l_д$ згідно з (5.138) приводило б до збільшення значення U_0, якби решта величин, що входять до (5.138), залишались би незмінними. Але електричний опір неперекритої частини ізолятора $R_н$, що входить до (5.138), зменшується при зростанні довжини дуги $l_д$, досягаючи нуля, коли дуга перекриває весь ізолятор. У цьому крайньому випадку (при $R_н = 0$), як і в протилежному крайньому випадку (при $l_д = 0$), значення U_0 досягає нуля. Отже, існує певна довжина $l_д = l_{кр}$, за якої значення U_0 є найбільшим і дорівнює $U_{кр}$.

Залежність $R_н(l_д)$ для реальних ізоляційних конструкцій є досить складною, а тому величини $l_{кр}$ та $U_{кр}$ не вдається описати простими формулами і їх доводиться визначати числовими методами.

Після формування сухої зони на поверхні забрудненої та зволоженої ізоляції можливі три випадки:

1) утворення сухої зони без виникнення дуги, що можливо, якщо не виконується умова (5.131);

2) утворення стійкої дуги без перекриття ізоляції, що можливе при виконанні умови (5.131), але напруга U, прикладена до ізолятора, відповідає умові:

$$U < U_{кр}. \qquad (5.139)$$

3) перекриття ізоляції, що відповідає умові:

$$U \geqslant U_{кр}. \qquad (5.140)$$

За розрядну напругу при розрахунках приймають найменше значення прикладеної до ізолятора напруги, за якої можливе перекриття ізоляції, тобто $U_0 = U_{кр}$ [14].

Таким чином, алгоритм розрахунку розрядної напруги складається з двох частин: розрахунку процесу утворення сухої зони на поверхні ізоляції з виникненням електричної дуги та розрахунку критичної напруги $U_{кр}$.

Детальніший алгоритм повинен включати в себе такі операції.

1. Розрахунок процесу утворення сухої зони:

1) Вибрати початковий розподіл температур T у матеріалі ізолятора та початковий вміст вологи G_0 і значення питомого поверхневого опору ρ_{S0} (при $t = 0$).

2) Вибрати початкове значення напруги U, прикладеної до ізолятора.

3) Розрахувати опір кожної з елементарних ділянок на поверхні ізолятора R_i, повний опір R_Σ, струму витоку I, напруженість електричного поля E_i на кожній із ділянок, а також виділення теплоти на одиницю площі P_i за формулами (5.115)—(5.119). При цьому визначити також максимальне значення $E_{i\max}$.

4) Розрахувати за формулою (5.130) напруженість електричного поля $E_д$ у дузі, що може існувати при даному струмі витоку I, та перевірити умови виникнення дуги (5.131). Якщо дуга виникає, то необхідно перейти до виконання п. 2 цього алгоритму.

5) Обчислити для кожної з елементарних ділянок значення інтенсивності випаровування за формулою (5.122) та температуру поверхні за формулою (5.129).

6) Знайти для наступного моменту часу $t + \Delta t$ температури у всіх вузлах сітки за формулою (5.127) та вмісту вологи за формулою (5.124). Визначити мінімальний вміст вологи $G_{\min}$.

7) Перевірити умову $G_{\min} > 0{,}1G_0$. Якщо ця умова не виконується, то це означає, що утворилась суха зона без виникнення дуги. У такому випадку необхідно збільшити значення напруги U, прикладеної до ізолятора (наприклад, у 1,25 раза) і повернутись до виконання п. 3.

2. Розрахунок критичної напруги:

1) Вибрати початкову довжину дуги $l_д = h_i$.

2) Розрахувати початкові значення опору неперекритої частини ізоляції $R_н$ та напруги U_0, необхідної для підтримки дуги, за формулами (5.137) і (5.136).

3) Збільшити довжину дуги до значення $l_д + h_i$ та розрахувати нові значення $R_н$ і U_0.

4) Перевірити умову $R_н = 0$. Якщо ця умова не виконана, то відбулось перекриття ізоляції і необхідно перейти до п. 7.

5) Перевірити умову, за якою нове значення U_0 повинне бути більшим, ніж попереднє. Якщо ця умова не виконана, то досягнута критична довжина дуги $l_{кр}$, створені умови для перекриття ізоляції і необхідно перейти до п. 7.

6. Перейти до виконання п. 3.

7. Надрукувати повідомлення про перекриття ізоляції та значення величин $l_д = l_{кр}$ і $U_0 = U_{кр}$.

5.3.6. Урахування основних електрофізичних процесів, що протікають у внутрішній ізоляції

Внутрішньою ізоляцією називають частини ізоляційної конструкції, у яких ізоляційним середовищем є рідинні, тверді або газоподібні діелектрики чи їх комбінації, що не мають безпосередніх контактів з атмосферним повітрям [1].

Основні електрофізичні процеси у газовій ізоляції було розглянуто раніше. У рідинній та твердій ізоляціях рух вільних електронів має дуже складний характер. Тому математичний опис процесу розвитку розряду є досить утрудненим, і теорії електричного пробою внутрішньої ізоляції, придатної для інженерних розрахунків, до цього часу не існує [1, 2].

Залежно від діелектричних матеріалів, що застосовуються, а також від особливостей ізоляційної конструкції на основі експериментів визначають напруженість електричного поля, яку можна допустити у даній ізоляції. Тому розрахунок внутрішньої ізоляції у більшості випадків зводиться до розрахунків електричного поля в ній [1, 2, 8, 10, 16]. Ці питання виходять за межі даного видання.

Внутрішня ізоляція практично завжди неоднорідна. Під впливом електричного поля в ній відбувається процес перерозподілу вільних електричних зарядів, що спричиняє перерозподіл електричного поля в ізоляції. Цей процес називають процесом абсорбції зарядів у високовольтній ізоляції [16—18].

При тривалій експлуатації відбувається старіння внутрішньої ізоляції, яке полягає у зменшенні її електричної міцності та погіршенні інших електрофізичних характеристик. Головні причини погіршення внутрішньої ізоляції: 1) електричне старіння внаслідок розвитку часткових розрядів при перенапругах або при робочій напрузі; 2) теплове старіння та окислення ізоляції; 3) зволоження ізоляції [5].

Розглянемо деякі особливості розрахунку вказаних електрофізичних процесів у внутрішній ізоляції.

5.3.7. Розрахунок струму абсорбції

Виявом процесів абсорбції є струм абсорбції, який вимірюють для одержання інформації про стан високовольтної ізоляції [16, 18]. Для аналізу взаємозв'язку між станом ізоляції та струмом абсорбції припускають, що ізоляція складається з певної кількості n однорідних шарів. Кожен шар ізоляції характеризують активним

опором R_i та ємністю C_i (при $1 \leqslant i \leqslant n$). Загальна схема заміщення ізоляції показана на рис. 5.14, де $R_ш$ — поверхневий опір, який шунтує внутрішню ізоляцію.

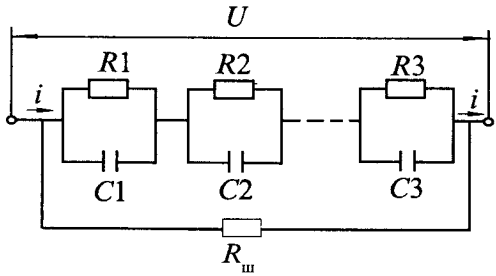


Рис. 5.14. Схема заміщення ізоляції.

Якщо до ізоляції прикладено постійну напругу U і виконується умова

$$T_1 \neq T_2 \neq T_3 .... \neq T_n , \qquad (5.141)$$

де $T_1 = R_1C_1$; $T_2 = R_2C_2$;... $T_n = R_nC_n$ — постійні часу кожного з шарів, то розподіл напруги за шарами ізоляції у початковий момент часу ($t = 0$) і в усталеному режимі ($t \to \infty$) не однаковий. Перерозподіл напруги від початкового розподілу до усталеного пов'язаний з перехідним процесом в електричному полі, яке існує в ізоляції. За умови, що до прикладення напруги U всі ємності (див. рис. 5.14) були розряджені, у зовнішньому колі протікає струм [18]

$$i = U\left[\frac{R_ш + \sum_{k=1}^{n} R_k}{R_ш \sum_{k=1}^{n} R_k} + \sum_{j=1}^{m} \frac{\exp(-t/\tau_j)}{\sum_{k=1}^{n} \frac{R_k}{(1 - T_k/\tau_j)^2}}\right], \qquad (5.142)$$

де τ_j — корені рівняння

$$\sum_{k=1}^{n}\left[\frac{R_k}{\tau - T_k}\right] = 0; \qquad (5.143)$$

m — число коренів рівняння (5.143)

$$m = n - 1. \qquad (5.144)$$

Струм i згідно з рівнянням (5.142) має дві складові частини: вимушену (перша у правій частині рівняння) та вільну (друга у правій частині рівняння). Вільна складова струму несе значно більше інформації про стан внутрішньої ізоляції, ніж вимушена складова. Але в реальній ізоляції практично завжди поверхневий опір $R_ш$ є значно меншим за сумарний внутрішній опір $\sum_{k=1}^{n} R_k$. При цьому вимушена складова струму є більшою за вільну.

Щоб одержати найбільше інформації про стан внутрішньої ізоляції, треба відсіяти непотрібну вимушену складову струму. З цією метою при дослідах вимірюють струм у зовнішньому колі не під

час заряду ємностей ізоляції, а під час їх розряду. Для цього до ізоляції на тривалий час прикладають постійну напругу U (щоб усі ємності зарядились до усталених значень), після чого відключають джерело напруги, а ізоляцію замикають практично накоротко. При цьому в зовнішньому колі майже миттєво протікає струм розряду загальної геометричної ємності ізоляції, яка складається з послідовно з'єднаних ємностей шарів $C_1, C_2 ..... C_n$ (див. рис. 5.14). Оскільки ємності шарів різні, а струм розряду геометричної ємності один і той самий для всіх ємностей, то після розряду геометричної ємності на шарах ізоляції лишаються певні напруги (хоча їх алгебраїчна сума дорівнює нулю, бо ізоляція закорочена). Ці залишкові напруги на шарах ізоляції викликають перехідний процес, пов'язаний з перерозподілом зарядів та електричного поля, тобто процес абсорбції.

Аналіз показує, що при цьому в зовнішньому колі протікає струм абсорбції [16, 18]

$$i_{\text{a}} = \sum_{j=1}^{m} \frac{U \exp(-t/\tau_j)}{\sum_{k=1}^{n} \left[\frac{R_k}{(1 - T_k/\tau_j)^2} \right]}. \qquad (5.145)$$

Порівнюючи (5.142) з (5.145), бачимо, що струм абсорбції дорівнює вільній складовій струму заряду ємностей ізоляції. Комплексні дослідження процесів абсорбції, виконані на кафедрі ТЕВН Національного технічного університету України «КПІ», показали також, що стан внутрішньої ізоляції доцільно оцінювати за допомогою коефіцієнта стану ізоляції [18]

$$K_{\text{c}} = \frac{i_1 - i_2}{U C_{\text{г}} (t_2 - t_1)}, \qquad (5.146)$$

де i_1 та i_2 — значення струму абсорбції у моменти часу $t_1 = 0{,}06$ с та $t_2 = 0{,}2$ с; $C_{\text{г}}$ — геометрична ємність ізоляції —

$$C_{\text{г}} = \frac{1}{\sum_{k=1}^{n} (1/C_k)}. \qquad (5.147)$$

Для розрахунку струму абсорбції необхідно розв'язати рівняння (5.143), яке запишемо так:

$$F = \sum_{k=1}^{n} \left[\frac{R_k}{\tau - T_k} \right] = 0. \qquad (5.148)$$

Якщо величина τ не є коренем рівняння (5.148), то $F \neq 0$. Залежність $F(\tau)$ показана на рис. 5.15 для випадку $n = 4$, $m = 3$, $T_1 < T_2 < T_3 < T_4$.

З метою відділення коренів рівняння (5.148) використаємо, як і при розрахунках елегазової ізоляції, відомий метод хорд [13]. Для цього приймаємо:

$$\tau_j' = T_j + \Delta\tau;$$

$$\tau_j'' = T_{j+1} + \Delta\tau; \quad (5.149)$$

і обчислюємо за (5.148) відповідні значення функцій F' та F'' (тут $\Delta\tau$ — допустима похибка у визначенні коренів τ_j; практично досить прийняти $\Delta\tau = 0{,}01$ с).

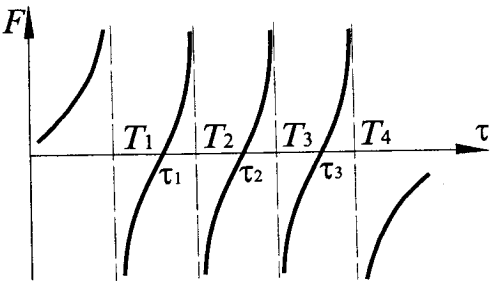


Рис. 5.15. Графік залежності F згідно (5.148).

За правилом прямо пропорційних відношень записуємо:

$$\frac{\tau_j' - \tau_j}{\tau_j'' - \tau_j} = \frac{F'}{F''},$$

звідси

$$\tau_j = (F'\tau_j'' - F''\tau_j')/(F' - F''). \quad (5.150)$$

Оскільки формула (5.150) визначає наближене значення величини τ_j, підраховуємо за виразом (5.148) значення функції F. Якщо $F \neq 0$, то необхідно уточнити значення τ_j.

За умови, що

$$F'F < 0, \quad (5.151)$$

приймаємо $\tau_j'' = \tau_j$; а якщо ця умова не виконана, приймаємо $\tau_j' = \tau_j$, після чого уточнюємо величину τ_j, повторюючи обчислення за формулами (5.148) та (5.150). Уточнення припиняємо, якщо $\left|\tau_j'' - \tau_j'\right| < \Delta\tau$.

Алгоритм розрахунку струму абсорбції реалізовано на персональному комп'ютері. У комп'ютер треба ввести числові значення кількості однорідних шарів n, характеристики шарів R_i та C_i ($1 \leqslant i \leqslant n$), а також значення напруги (у противному разі приймається U = 1000 В). Комп'ютер підраховує постійні часу шарів $T_1, T_2 \ldots T_n$ і систематизує їх за умовою $T_1 < T_2 < \ldots T_n$. Якщо ця умова не може бути виконаною (наприклад, $T_1 = T_2$), то робота програми зупиняється і на екрані ЕОМ з'являється відповідне повідомлення. Якщо дана умова виконана, то відбувається відділення коренів рівняння (5.148) описаним методом хорд, після чого обчис-

люються значення струму абсорбції за формулою (5.145) для моментів часу t = 0,06; 0,1; 0,2; 0,4; 1,0; 2,0 с (ці моменти часу фіксуються у приладі «Вимірювач абсорбції», який розроблено КПІ та Київським заводом реле та автоматики [18]). Крім того, знаходиться значення коефіцієнта K_0 за формулою (5.146).

Наприклад, при $n = 2$; $R_1 = 10^7$ Ом; $R_2 = 10^8$ Ом; $C_1 = C_2 = 10^{-7}$ Ф одержимо для вказаних моментів часу такі значення струму абсорбції: 17,8; 17,4; 16,5; 14,8; 10,6; 6,1 мкА. При цьому коефіцієнт стану ізоляції K_c = 0,19.

Якщо ж прийняти $R_1 = 10^6$ Ом при незмінних значеннях усіх інших величин, то одержимо значення струму абсорбції: 179; 146; 88,4; 32,2; 1,55; 0,01 мкА. При цьому коефіцієнт стану ізоляції K_c = 13. Отже, зниження опору першого шару в 10 разів (що можливо, наприклад, при зволоженні ізоляції) приводить до збільшення коефіцієнта K_c майже у 100 разів.

5.3.8. Розрахунок фактичного та уявного зарядів часткового розряду

На основі багатьох досліджень встановлено, що під дією електричного поля старіння високовольтної ізоляції відбувається головним чином за рахунок розвитку часткових розрядів (ЧР), тобто локальних розрядів у тих місцях, де послаблена ізоляція (наприклад, у газових вкрапленнях) або різко посилене електричне поле (біля гострих кромок електродів) [1, 2, 8]. Тому вивчення ЧР — одне з найголовніших завдань техніки та електрофізики високих напруг.

Фактичний заряд Q, що проходить через плазму ЧР, неможливо заміряти безпосередньо. Тому при індикації ЧР вимірюють так званий уявний заряд q, який, будучи миттєво підведеним до виводів досліджуваного об'єкта, викличе таку ж миттєву зміну напруги між його виводами ΔU, як реальний ЧР [1]

$$q = \Delta U \cdot C, \qquad (5.152)$$

де C — ємність ізоляції.

При електродах у вигляді нескінченних паралельних площин відношення q/Q наближено дорівнює відношенню розміру вкраплення l (рис. 5.16) до відстані між електродами H [19]

$$q/Q = l/H. \qquad (5.153)$$

Відстань між електродами H, як правило, перевищує розмір вкраплення l на 2—3 порядки та більше. Отже, уявний заряд q істотно менший за фактичний Q.

У реальних конструкціях електроди мають скінченні розміри, а тому співвідношення (5.153) не має сили. Для наближених розрахунків припускають, що зміна електричного поля ізоляційної конструкції при виникненні ЧР дозволяє зобразити його як поле диполя, що виникає внаслідок накопичення зарядів протилежних знаків на протилежних поверхнях вкраплення [20].

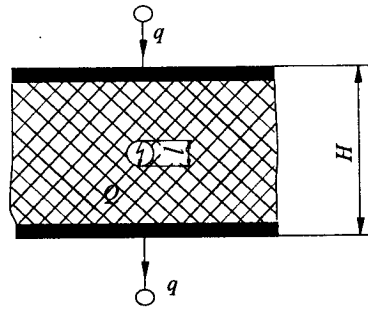


Рис. 5.16. Елемент ізоляції з частковим розрядом.

Розглянемо диполь, створений внаслідок проходження через вкраплення фактичного заряду Q, причому позитивний та негативний заряди диполя знаходяться на осі z на відстанях h від початку координат (рис. 5.17). Тоді потенціал, створений диполем у точці M з циліндричними координатами (ρ, z), становитиме [9]:

$$\varphi = Q\left(\frac{1}{\sqrt{\rho^2+(z-h)^2}} - \frac{1}{\sqrt{\rho^2+(z+h)^2}}\right)/(4\pi\varepsilon). \quad (5.154)$$

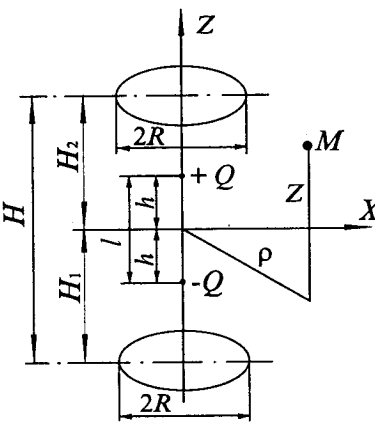


Рис. 5.17. Розрахункова модель ізоляції при зображенні ЧР диполем.

Використовуючи відому теорему Грінберга про наведені потенціали, визначимо зміну різниці потенціалів між електродами, що викликана ЧР:

$$\Delta U = \frac{1}{S_1}\int_0^{S_1}\varphi dS - \frac{1}{S_2}\int_0^{S_2}\varphi dS, \quad (5.155)$$

де S_1, S_2 — площі першого та другого електродів.

Для кількісної оцінки розглянемо електроди у вигляді круглих пластин радіусом R, розміщених на відстанях H_1 та H_2 від площини $z = 0$, що проходить через центр диполя (рис. 5.17). Обчислюючи інтеграли, що містяться в (5.155) при $S_1 = S_2 = \pi R^2$, $dS = 2\pi\rho d\rho$, знаходимо:

$$\Delta U = \frac{Q}{2\pi\varepsilon R^2}\left[4h + \sqrt{R^2 + (H_1 - h)^2} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{R^2 + (H_2 - h)^2} - \sqrt{R^2 + (H_1 + h)^2} - \sqrt{R^2 + (H_2 + h)^2}\right]. \quad (5.156)$$

Фактичний заряд Q можна оцінити, використовуючи такий фізичний підхід. Припустимо, що при розвитку ЧР накопичення зарядів на протилежних поверхнях вкраплення відбувається доти, доки електричне поле, створене цими зарядами, не скомпенсує зовнішнє електричне поле, обумовлене зарядами на електродах. При зображенні ЧР диполем напруженість електричного поля, створеного ним у центрі вкраплення (тобто при $r = 0$, $z = 0$, (рис. 5.18)), визначається рівністю [9]:

$$E_0 = \frac{2Q}{4\pi\varepsilon h^2}. \quad (5.157)$$

Приймаючи, що E_0 дорівнює напруженості зовнішнього електричного поля в тому місці, де виникає ЧР, одержимо із виразів (5.156) та (5.157) розрахункову формулу:

$$\Delta U = 0{,}5E_0 h l_*\left[2l_* + \sqrt{1 + (H_{1*} - l_*/2)^2} + \right.$$

$$\left. + \sqrt{1 + (H_{2*} - l_*/2)^2} - \sqrt{1 + (H_{1*} + l_*/2)^2} - \sqrt{1 + (H_{2*} + l_*/2)^2}\right], \quad (5.158)$$

де $l_* = l/R = 2h/R$; $H_{1*} = H_1/R$; $H_{2*} = H_2/R$.

Уявний заряд q визначається рівнянням (5.152), де ємність C для електродів у вигляді круглих пластин (рис. 5.17), можна розраховувати за такими формулами [21]:

при $H/R < 0{,}4$

$$C = \varepsilon R\left[\pi\frac{R}{H} + \ln\left(16\pi\frac{R}{H}\right) - 1 + \frac{1}{4\pi}\frac{H}{R}\left(\ln\frac{H}{2R}\right)^2\right]; \quad (5.159)$$

при $0{,}4 \leqslant H/R \leqslant 2{,}5$

$$C = 4\varepsilon R\left[\frac{\pi}{4}\frac{R}{H} + 1\right]; \quad (5.160)$$

при $H/R \geqslant 2{,}5$

$$C = \frac{4\varepsilon R}{1 - \dfrac{2R}{\pi H}}. \quad (5.161)$$

Тут $H = H_1 + H_2$.

Оцінки показують, що існує наближене співвідношення [20]:

$$Q = 2{,}73 \cdot 10^{-4} (\varepsilon_r E_0)^{1/3} (qH)^{2/3}, \qquad (5.162)$$

де ε_r — відносна діелектрична проникність ізоляції; розмірності величин:

$$[E_0] = \text{В/м}; \; [q] = [Q] = \text{Кл}; \; [H] = \text{м}.$$

У реальних електроізоляційних конструкціях вказані величини мають значення, що не виходять за такі межі: $\varepsilon_r = 2 \ldots 5$; $E_0 = (2{,}5 \ldots 10) \cdot 10^6$ В/м. Тому фактичний заряд ЧР залежить, головним чином, від добутку уявного заряду q на відстань між електродами H, тобто $Q = f(qH)$. Наприклад, при $qH = 10^{-10}$ Кл·м, $Q \approx 10^{-8}$ Кл, а при $qH = 10^{-7}$ Кл·м, $Q \approx 10^{-6}$ Кл [20]. Ця залежність має практичне значення, бо при експериментальних дослідженнях можна визначити уявний заряд q, але не фактичний заряд Q.

Наведені співвідношення дозволяють розрахувати як уявний, так і фактичний заряд ЧР при різних значеннях напруженості зовнішнього електричного поля E_0, діелектричної проникності ізоляції ε_r, розміру вкраплення l, відстані між електродами H, відстаней H_1 та H_2 між ЧР та електродами, а також радіуса електрода R.

Наприклад, при $l = 10^{-3}$ м, $H = 0{,}3$ м, $H_1 = 0{,}15$ м, $R = 0{,}5$ м, $E_0 = 5 \cdot 10^6$ В/м, $\varepsilon_r = 4$ одержимо: $Q = 2{,}8 \cdot 10^{-10}$ Кл, $q = 1{,}2 \cdot 10^{-12}$ Кл. Отже, у даному випадку уявний заряд q приблизно в 200 разів менший за фактичний.

5.4. Розрахунок багатофакторного старіння ізоляції

Старіння високовольтної ізоляції у процесі її експлуатації відбувається внаслідок одночасної дії електричного поля, механічного навантаження, нагрівання та ряду інших факторів, тобто являє собою багатофакторний процес. Експериментально встановлено, що при одночасній дії багатьох факторів швидкість старіння ізоляції може перевищувати суму тих швидкостей старіння, які були б при дії кожного із факторів окремо. Ця особливість багатофакторного старіння утруднює оцінку довговічності ізоляції і потребує розробки спеціальної математичної моделі, що описує процес старіння. Розглянемо модель, розроблену в Київському політехнічному інституті [22].

Старіння високовольтної ізоляції виявляється через зниження її пробивної напруги U. Швидкість зміни у часі пробивної напруги (тобто швидкість старіння) при багатофакторній дії можна уявити у вигляді суми:

$$\frac{dU}{dt} = \sum_{i=1}^{N} \frac{dU_i}{dt}, \qquad (5.163)$$

де N — кількість факторів; i — номер фактора; $\frac{dU_i}{dt}$ — швидкість старіння внаслідок впливу i-го фактора з урахуванням наявності всіх N факторів.

Визначення складових $\frac{dU_i}{dt}$ у виразі (5.163) утруднене взаємним впливом факторів. Останній викликає прискорення процесів старіння, бо часткові руйнування, обумовлені одним із факторів, інтенсифікують процеси руйнування ізоляції, зумовлені іншими факторами.

Ступінь взаємного впливу факторів може бути різним. В одному із крайніх випадків, за відсутності взаємодії факторів, складова $\frac{dU_i}{dt}$ має мінімальне значення $\left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{\min}$, яке відповідає дії на ізоляцію лише одного i-го фактора. У другому крайньому випадку при максимально сильній взаємодії складова $\frac{dU_i}{dt}$ має максимальне значення $\left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{\max}$.

У загальному випадку

$$\frac{dU_i}{dt} = \alpha_i \left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{\max} + (1-\alpha_i)\left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{\min}, \qquad (5.164)$$

де коефіцієнт α_i характеризує ступінь залежності швидкості протікання процесу старіння, викликаного наявністю i-го фактора, від решти факторів ($0 \leqslant \alpha_i \leqslant 1$).

Процес зміни пробивної напруги U з часом t при дії на ізоляцію лише одного фактора можна апроксимувати наближеним співвідношенням:

$$U = U_0(1 - t/T)^{1/n}, \qquad (5.165)$$

де U_0 — початкове значення пробивної напруги; n, T — постійні, числові значення яких залежать від характеристик ізоляції та впливаючого фактора і повинні бути визначені на основі експериментів. Методика обчислення величин n та T викладена в [19].

Використовуючи співвідношення (5.165) і замінюючи в ньому n на n_i, а T на T_i, одержимо для i-го фактора шляхом диференціювання за t таке рівняння:

$$\left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{\min} = -\frac{U_0}{n_i T_i}(1 - t/T_i)^{1/n_i - 1} = -\frac{U_0^{\,n_i}}{n_i T_i} U_i^{\,1-n_i}, \qquad (5.166)$$

де U_i — розрахункова пробивна напруга, яка була б за наявності лише одного i-го фактора.

За наявності багатьох факторів і їх гранично сильного взаємного впливу швидкість старіння під дією будь-якого з них визначається фактичною електричною міцністю ізоляції у даний момент часу незалежно від того, який з факторів чи їх сукупність викликали зменшення електричної міцності до даного конкретного значення. Тому максимальна швидкість старіння може бути знайдена з виразу (5.166) при заміні розрахункової пробивної напруги U_i фактичною пробивною напругою U у даний момент часу:

$$\left(\frac{dU_i}{dt}\right)_{\max} = -\frac{U_0^{\,n_i}}{n_i T_i} U_i^{\,1-n_i}. \qquad (5.167)$$

Враховуючи вирази (5.163)—(5.167), швидкість старіння ізоляції при багатофакторному впливі можна описати рівнянням

$$\frac{dU}{dt} = -U_0 \sum_{i=1}^{N} [B_i (1 - t/T_i)^{m_i} + C_i U^{p_i}], \qquad (5.168)$$

де $$B_i = \frac{1-\alpha_i}{n_i T_i};\ C_i = \frac{\alpha_i U_0^{\,n_i - 1}}{n_i T_i};\ m_i = \frac{1-n_i}{n_i};\ p_i = 1 - n_i. \qquad (5.169)$$

Інтегруючи диференціальне рівняння (5.168) у часі, знаходимо пробивну напругу U у момент часу t:

$$U = U_0 \left\{1 - \int_0^t \sum_{i=1}^{N} \left[B_i (1 - t/T_i)^{m_i} + C_i U^{p_i}\right] dt\right\}. \qquad (5.170)$$

Інтегральне рівняння (5.170) містить невідому величину U під знаком інтеграла і не має розв'язання у вигляді елементарних функцій, а тому має бути розв'язане числовим методом. Використовуючи метод Ейлера, можна записати для моменту часу $t + \Delta t$:

$$U_{t+\Delta t} = U_t - U_0 \Delta t \sum_{i=1}^{N} \left[B_i (1 - t/T_i)^{m_i} + C_i U_t^{\,p_i}\right]. \qquad (5.171)$$

Розрахункова формула (5.171) дає можливість прослідкувати зміну з часом пробивної напруги від початкового U_0 до значення, що дорівнює робочій напрузі $U_р$. Час, коли пробивна напруга досягає робочої, а отже, відбувається пробій ізоляції, характеризує довговічність ізоляції при дії на неї багатьох факторів.

Наприклад, при U_0=100 кВ; $U_р$ = 10 кВ; $n_1 = 2$; $n_2 = 4$; $T_1 = T_2 = 1000$ год. одержимо для випадку $\alpha_1 = \alpha_2 = 0$ довговічність

t_{max} = 810 год., а для випадку $\alpha_1 = \alpha_2 = 1$ має місце значення t_{max} = = 470 год. Отже, за наявності гранично сильного взаємного впливу факторів довговічність ізоляції знизилась приблизно вдвічі.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Умова самостійності розряду в повітряній та в елегазовій ізоляції.
2. Використання закону кривизни при аналізі електричного поля осесиметричних ізоляційних конструкцій для граничних випадків циліндричної та сферичної симетрії поля.
3. Методика розрахунку ізоляції плоского повітряного та елегазового конденсаторів з урахуванням спеціальних профілів електродів для усунення крайового ефекту.
4. Ефект тонкого прошарку в повітряній та в елегазовій ізоляції.
5. Особливості розрахунку ізоляції сферичного та циліндричного елегазових конденсаторів.
6. Особливості розрахунку повітряної ізоляції трифазної лінії електропередачі.
7. Вплив мікровиступів поверхні електродів на розрядну напругу газової ізоляції.
8. Основи математичного моделювання процесу перекриття забрудненої та зволоженої зовнішньої ізоляції.
9. Основи методики розрахунку струму абсорбції в неоднорідній ізоляції.
10. Основи математичного моделювання часткових розрядів у високовольтній ізоляції.
11. Особливості багатофакторного старіння високовольтної ізоляції.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Изоляция установок высокого напряжения*: Учеб. для вузов /Г. С. Кучинский, В. Е. Кизеветтер, Ю. С. Пинталь; Под общ. ред. Г. С. Кучинского. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 368 с.
2. *Техника высоких напряжений*: Изоляция и перенапряжения в электрических системах: Учебник для вузов /В. В. Базуткин, В. П. Ларионов, Ю. С. Пинталь; Под общ. ред. В. П. Ларионова. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 464 с.
3. *Техника высоких напряжений*: Учебное пособие для вузов /И. М. Богатенков, Г. М. Иманов, В. Е. Кизеветтер и др.; Под ред. Г. С. Кучинского. — СПб.: Изд. ПЭИПК, 1998. — 700 с.

4. *Электротехнические материалы*: Учеб. для вузов /Н. П. Богородицкий, В. В. Пасынков, Б. М. Тареев. — Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд-ние, 1985. — 304 с.
5. *Полтев А. И.* Конструкции и расчет элегазовых аппаратов высокого напряжения. — Л.: Энергия, 1976. — 240 с.
6. *Бортник И. М.* Физические свойства и электрическая прочность элегаза. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 80 с.
7. *Бортник И. М., Иерусалимов М. Е., Борин В. Н. и др.* Оценка требований к состоянию поверхности электродов в элегазовой изоляции //Электричество. — 1985. — № 10. — С. 54—56.
8. *Техника высоких напряжений: теоретические и практические основы применения*: Пер. с нем. /М. Бейер, В. Бек, К. Меллер, В. Цаенгль; Под ред. В. П. Ларионова. — М.: Энергоатомиздат, 1989. — 555 с.
9. *Бессонов Л. А.* Теоретические основы электротехники. Электромагнитное поле. — М.: Высш. шк., 1986. — 263 с.
10. *Резвых К. А.* Расчет электростатических полей в аппаратуре высокого напряжения. — М.: Энергия, 1967.
11. *Ильенко О. С., Шеховцев В. И.* Расчет электростатических полей на персональном компьютере. — К.: УМК ВО, 1991. — 124 с.
12. *Иерусалимов М. Е., Ильенко О. С., Аксенов В. А.* Расчеты высоковольтной изоляции на персональных компьютерах. — К.: УМК ВО, 1991. — 68 с.
13. *Перхач В. С.* Математичні задачі електроенергетики. — Львів: Вищ. шк., 1989. — 464 с.
14. *Шумилов Ю. Н., Аксенов В. А.* Электрофизические процессы в поверхностном слое при перекрытии загрязненных изоляторов //Электричество. — 1983. — № 4. — С. 22—26.
15. *Аксенов В. А., Храмов Л. Ф., Шумилов Ю. Н.* Исследования электрофизических характеристик поверхностного слоя изолятора //Изв. СО АН СССР. — 1981. — Вып. 2. — № 8. — С. 151—157.
16. *Техника высоких напряжений*: Лабораторный практикум /Под ред. М. Е. Иерусалимова. — К.: Высш. шк., 1987. — 216 с.
17. *Иерусалимов М. Е., Ильенко О. С.* Математическая модель процессов абсорбции в неоднородной изоляции //Электричество. — 1980. — № 10. — С. 36—41.
18. *Иерусалимов М. Е., Ильенко О. С.* Абсорбционные явления в неоднородной изоляции. — К.: КПИ, 1986. — 92 с.
19. *Иерусалимов М. Е., Ильенко О. С., Виноградный А. Н.* Оценка соотношения между кажущимся и фактическим зарядами ча-

стичных разрядов //Изв. вузов СССР. — Энергетика. — 1982. — № 3. — С. 113—116.
20. *Иерусалимов М. Е., Ильенко О. С., Виноградный А. Н.* Оценка фактических зарядов при частичных разрядах в электрической изоляции //Изв. вузов СССР. — Энергетика. — 1982. — № 12. — С. 26—30.
21. *Иоссель Ю. А., Кочанов Э. С., Струнский М. Г.* Расчет электрической емкости. — Л.: Энергоиздат, 1981. — 288 с.
22. *Иерусалимов М. Е., Ильенко О. С.* Математическая модель многофакторного старения высоковольтной изоляции //Электричество. — 1979. — № 7. — С. 28—31.

Глава 6
ІЗОЛЯЦІЯ ПРОХІДНИХ ІЗОЛЯТОРІВ
(*О. Р. Проценко*)

6.1. Типи і конструкції прохідних ізоляторів

Прохідні ізолятори призначені для введення високої напруги всередину закритих об'ємів, таких як металеві баки трансформаторів, реакторів, вимикачів та інших апаратів, а також всередину будинків і споруд розподільчих пристроїв.

Конструкція найпростішого прохідного ізолятора та розподіл електричних полів, які виникають у такій конструкції, зображені на рис. 6.1.

Прохідний ізолятор складається зі струмопровідного стрижня *1*, ізолятора *2* і металевих фланців *3*, *4*. Фланці *4* мають електричний потенціал стрижня і служать для захисту внутрішньої по-

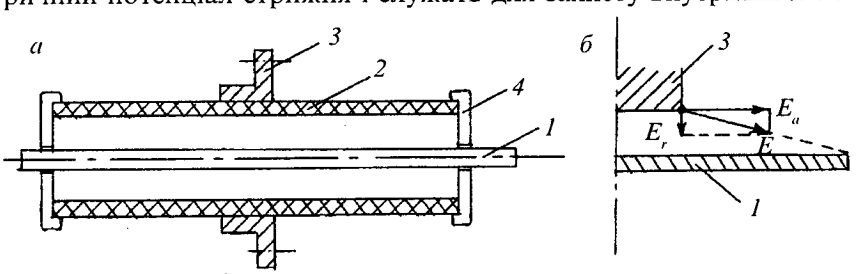


Рис. 6.1. Ескіз конструкції та конфігурація електричного поля прохідного ізолятора.

рожнини ізолятора від впливу оточуючого середовища, центрують струмопровідний стрижень, можуть використовуватися для розміщення допоміжних пристроїв. Фланець *3* призначений для механічного кріплення ізолятора на стінці корпусу апарата чи споруди і має потенціал землі.

Згідно з рис. 6.1,*б* лінія, що з'єднує протилежні кінці електродів, є силовою лінією, а напруженість, наприклад, у точці *A*, може бути представлена вектором, напрямок якого збігається з напрямком силової лінії. Напруженість поля в точці *A* можна розкласти на дві складові — радіальну, що збігається за напрямком з радіусом, та аксіальну, спрямовану уздовж осі ізолятора. Радіальна напруженість поля залишається постійною по довжині ізолятора при незмінному радіусі фланця; аксіальна складова напруженості виникає на краю фланця, де вона є максимальною, та в міру просування до його центра зменшується до нуля. Аналіз картини електричного поля показує, що таке розташування електродів створює вкрай нерівномірний розподіл аксіальної та радіальної його складових.

У зоні розташування фланця *3* напруженість на його гострій кромці (рис. 6.2) може бути приблизно оцінена за формулою:

$$E_{\max} = E_{\text{ср}} \sqrt[3]{\frac{d+r}{r}}.$$

Розрахунок показує, що у разі вибору прийнятних для практики розмірів елементів ізолятора напруженість поблизу середнього фланця може досягти критичних значень і для запобігання пробою діелектрика необхідно відповідним чином вибрати його тип і товщину або використати який-небудь з відомих способів регулювання розподілу електричного поля.

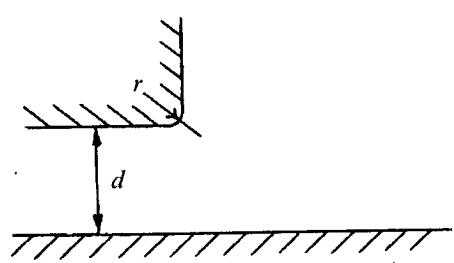


Рис. 6.2. Типова конфігурація ізоляційного проміжку для прохідного ізолятора.

Залежно від типу і конструкції внутрішньої ізоляції прохідні ізолятори поділяються на ізолятори:

із суцільним твердим діелектриком;

із суцільним твердим діелектриком (наприклад, фарфором) та з повітряною порожниною;

маслобар'єрні;

паперово-бакелітові;
паперово-масляні.

У найпростіших ізоляторах внутрішня ізоляція може виконуватися як з суцільного діелектрика, так і з комбінації декількох діелектриків, як правило, твердого і газоподібного. Ізолятори з такою конструкцією ізоляції використовуються при напрузі не вище 35 кВ.

Для введення високих напруг усередину баків високовольтних апаратів (110—750 кВ) внутрішня ізоляція прохідних ізоляторів (які в даному випадку носять загальну назву — вводи) повинна виконуватися із застосуванням методів регулювання розподілу електричного поля, інакше одержати прийнятні масо-габаритні показники неможливо.

Для вирівнювання розподілу аксіальної та радіальної складових електричного поля у внутрішній ізоляції вводу застосовують металеві обкладки, що закладаються в ізоляцію в процесі її виготовлення. Така ізоляція зветься ізоляцією конденсаторного типу, а металеві обкладки — конденсаторними або вирівнюючими обкладками. Отримана таким чином ізоляційна конструкція в технічній літературі носить назву ізоляційний остов (каркас), або просто остов.

Першими вводами конденсаторного типу були ті, ізоляція яких складалась із паперу, просоченого бакелітовим лаком. Остов вводу з паперово-бакелітовою ізоляцією виготовляється шляхом намотування лакованого з одного боку паперу завтовшки 0,06 мм на струмопровідний мідний стрижень чи струмопровідну трубу в гарячому стані при температурі 160—185 °С. При намотуванні паперовий циліндр обжимається гарячими вальцями. Через визначені товщини шарів паперу в ізоляцію закладаються вирівнюючі обкладки з алюмінієвої фольги завтовшки 8 мкм. Потім ізоляційний остов проходить термічну обробку при температурі 160—170 °С, механічну — кінці обточуються на токарному станку. Кінцева процедура — лакування поверхні для надання їй вологостійкості. Паперово-бакелітові ізолятори, призначені для зовнішньої установки, вміщують у фарфорові покришки, а порожнину між покришкою та ізоляційним остовом заливають спеціальною мастикою. Якщо нижня частина ізолятора працює в маслі, то нижня покришка відсутня.

Вводи з паперово-бакелітовою ізоляцією застосовуються загалом в обладнанні на напругу до 35—110 кВ.

Серед переваг ізоляції вводів такого типу можна виділити простоту виготовлення, компактність і високу механічну міцність. Однак

їх застосування при напругах вище 110 кВ викликає певні труднощі, пов'язані з незадовільною тепловою стійкістю. Бакелітовий папір має відносно високе значення діелектричних втрат tgδ, які із зростанням робочої напруги дуже часто призводять до його теплового пробою. Крім того, тривала експлуатація вводів на відкритому повітрі вимагає спеціальних заходів для герметизації ізоляції внаслідок її високої гігроскопічності.

Проте проводяться численні дослідження і виготовляються експериментальні зразки з метою створення вводів такого типу на напругу 330 кВ і вище.

Товщину ізоляції між двома конденсаторними обкладками в паперово-бакелітових вводах звичайно вибирають 2—4 мм.

Розрахункове число шарів для вводів різних класів напруги наведено у табл. 6.1:

Таблиця 6.1

Орієнтовна кількість конденсаторних обкладок для прохідних ізоляторів різних класів напруги

Клас напруги, кВ	35	110	150—220
Кількість конденсаторних обкладок	6—11	20—30	30—40

Конструкцією, яка розрахована на більш високі робочі напруги та сприяє регулюванню полів конденсаторними обкладками, є конструкція вводу з маслобар'єрною ізоляцією. Вона складається з верхньої і нижньої фарфорових покришок, скріплених між собою в центральній частині з'єднувальною втулкою за допомогою болтових з'єднань. По осі цієї конструкції проходить струмопровідна труба, що фіксується, відповідно, верхнім і нижнім фланцями, закріпленими на вільних кінцях фарфорових покришок. Ізоляцією між струмопровідною трубою і заземленою з'єднувальною втулкою є трансформаторне масло. Оскільки трансформаторне масло має невисоку електричну міцність, а електричне поле, утворене струмопровідною трубою і з'єднувальною втулкою, є різко неоднорідним, необхідно провести заходи щодо посилення ізоляції і вирівнювання поля в цьому місці.

Посилення ізоляції і регулювання поля здійснюється за допомогою гетинаксових циліндрів, кількість яких залежить від номінальної напруги. Наприклад, у вводі 220 кВ розміщують до 8—9 гетинаксових циліндрів. На циліндри накладаються конденсаторні обкладки з алюмінієвої фольги. Самі циліндри виконуються неоднакової довжини: довжина циліндра зменшується зі збільшенням його діаметра. Створені конденсаторними обкладками часткові

ємності вибирають так, щоб напруга на них була приблизно однакова, а напруженість поля в кожному масляному каналі не перевищувала допустиму.

Складність конструкції, відносно слабке регулювання поля і, як наслідок, великі геометричні розміри призвели до того, що на цей час такі конструкції не випускаються промисловістю.

Таблиця 6.2

Типи ізоляції прохідних ізоляторів та рекомендовані діапазони робочих напруг

Тип прохідного ізолятора та ізоляції	Межі робочої напруги, кВ	Причини, що обмежують робочу напругу
Із суцільним діелектриком без регулювання розподілу полів	0—35	Поверхневий розряд біля середнього фланця
Порцелянові з повітряною порожниною	0—35	Корона на поверхні струмопровідного стрижня
З твердим діелектриком і конденсаторними обкладками	35—150	Теплова нестійкість
Маслобар'єрний з конденсаторними обкладками	35—750	Без обмежень
Паперово-масляні з конденсаторними обкладками	110—750	Без обмежень

На сьогодні найпоширеніший тип вводу — з паперово-масляною ізоляцією. Ізоляційний остов його виконується намотуванням стрічок кабельного паперу марки К-120 з товщиною 120 мкм і шириною 100—150 мм або безпосередньо на струмопровідний стрижень (струмопровідну трубу), або на паперово-бакелітовий циліндр. Папір накладається по спіралі з перекриттям наступним шаром половини попереднього. У тілі остова концентрично розташовані вирівнюючі обкладки з перфорованої алюмінієвої фольги завтовшки 0,01 мм. Число обкладок визначається шляхом розрахунків і становить орієнтовно 20 при напрузі 110 кВ і 90 при напрузі 500 кВ.

У табл. 6.2 наводяться значення номінальної напруги, за яких використовуються окремі типи розглянутих вище прохідних ізоляторів.

Межі застосування ізоляторів зазначені орієнтовно і можуть бути змінені через поліпшення технології виготовлення ізоляції чи її конструкції. Особливо це стосується ізоляторів з твердим діелектриком і конденсаторними обкладками [1].

6.2. Розрахунок прохідних ізоляторів

Розрахунок прохідних ізоляторів можна поділити на декілька етапів, основними серед яких є:

розрахунок довжин повітряного і масляного кінців фарфорових покришок;

розрахунок діаметра струмопровідного стрижня чи розмірів струмопровідної труби;

розрахунок внутрішньої ізоляції;

розрахунок теплової стійкості.

6.2.1. Розрахунок довжин повітряного і масляного кінців фарфорових покришок

Довжину фарфорової покришки $l_{п}$, яка знаходиться в повітрі, розраховують виходячи з необхідних напруг, що витримуються ізолятором у сухому стані $U_{с}$, під дощем $U_{д}$ і при впливі стандартного імпульсу напруги $U_{імп}$. Значення напруг $U_{с}$, $U_{д}$, $U_{імп}$ визначають за ГОСТ 1516.1-76 відповідно до заданої номінальної напруги ізолятора.

Довжина ізолятора за умовою напруги, що витримується, у сухому стані визначається за формулою:

$$l_{с} = 1{,}1\frac{U_{с}}{E_{с}}, \tag{6.1}$$

де $E_{с}$ — середня напруженість поля, що витримується, при сухій і чистій поверхні; $E_{с}$ = 0,35—0,43 МВ/м для ізоляторів класів 35—220 кВ. Причому більше значення $E_{с}$ слід вибирати для менших робочих напруг.

Довжину ізолятора за умовою перекриття під дощем визначають за формулою:

$$l_{д} = 1{,}1\frac{U_{д}}{E_{д}}, \tag{6.2}$$

де $E_{д}$ — напруженість поля, що витримується, під дощем; $E_{д}$ = = (0,22—0,28) МВ/м.

Довжину ізолятора за умови перекриття ізолятора при імпульсних впливах визначають за формулою:

$$l_{імп} = \frac{1{,}1U_{імп} - 60}{520}. \tag{6.3}$$

Коефіцієнт 1,1 при напругах $U_{с}$, $U_{д}$, $U_{імп}$, узятих із ГОСТ 1516.1-76, враховує можливий розкид розрядних напруг.

З трьох здобутих значень l_c, $l_д$, $l_{імп}$ вибирають найбільше і приймають його рівним довжині фарфорової покришки, що знаходиться в повітрі.

Довжину ізолятора, що знаходиться в маслі, орієнтовно можна вибирати в два рази коротшою, ніж довжину ізолятора, що знаходиться в повітрі. Більш точні значення можна одержати, використовуючи таку формулу:

$$l_м = \frac{U_c}{E_м}, \tag{6.4}$$

де $E_м$ = (0,65—0,9) МВ/м — допустима напруженість поля в маслі.

Оскільки коефіцієнт імпульсу при перекритті ізолятора в маслі більший, ніж при перекритті у повітрі, перевірку довжини $l_м$ на можливість перекриття на імпульсах не роблять (вона має свідомо більше значення).

6.2.2. Розрахунок діаметра струмопровідного стрижня чи розмірів струмопровідної труби

Радіус струмопровідного стрижня $r_{ст}$ може бути отриманий виходячи з допустимої густини струму j та номінального струму прохідного ізолятора $I_{ном}$. Оскільки $I_{ном} = S_{ст} j$, а $S_{ст} = \pi r^2_{ст}$, то

$$r_{ст} = \sqrt{\frac{I_{ном}}{\pi j}}. \tag{6.5}$$

Густину струму вибирають у межах 0,5—2,0 А/мм^2 залежно від типу ізоляції й умов охолодження. Так, для прохідних ізоляторів з твердою ізоляцією (паперово-бакелітова, паперово-масляна) густина струму має бути знижена через утрудненість відведення тепла від струмопровідного стрижня. В ізоляторах з масляною ізоляцією (маслобар'єрною) густина струму може прийматися рівною максимальному значенню, тому що умови відведення тепла в них набагато кращі. У будь-якому випадку остаточний вибір має бути зроблений після проведення розрахунку вводу на теплову стійкість.

Радіус стрижня, отриманий за (6.5), у ряді випадків (при високих робочих напругах і низькому значенні $I_{ном}$) може виявитися занадто малим, що призведе до появи біля стрижня високої напруженості електричного поля і, як наслідок, виникнення ковзких чи коронного розрядів. У цьому випадку суцільний струмопровідний стрижень може бути замінений трубою, зовнішній радіус якої $r_{зовн}$ визначають з умови допустимого значення напруженості електричного поля на її поверхні, а внутрішній $r_{вн}$ — з умови допустимої

густини струму j. Тоді $I_{ном} = S_{тр} j$, де $S_{тр} = \pi(r_{зовн} - r_{вн})^2$ — площа стінки труби, а її внутрішній радіус

$$r_{вн} = r_{зовн} - \sqrt{\frac{I_{ном}}{\pi j}}. \qquad (6.6)$$

Звичайно радіус $r_{вн}$ вибирають також, враховуючи механічні характеристики труби та розраховані навантаження на неї, а також мінімальне значення $r_{вн}$, визначене відповідно до (6.6).

6.2.3. Розрахунок внутрішньої ізоляції прохідного ізолятора

Розрахунок внутрішньої ізоляції прохідного ізолятора залежить від її типу і має свої особливості. Існують кілька різновидів конструкцій прохідних ізоляторів:

із суцільною ізоляцією;

із суцільною ізоляцією і повітряною порожниною;

з маслобар'єрною ізоляцією;

з твердим діелектриком і конденсаторними обкладками;

з паперово-масляною ізоляцією і конденсаторними обкладками.

Розглянемо особливості розрахунку ізоляції кожного типу ізоляторів.

Ізолятор із суцільним твердим діелектриком. Конструкція ізолятора наведена на рис. 6.1. Ізолятор *2* може виконуватися з різних ізоляційних матеріалів — фарфору, текстоліту, пластмаси, епоксидних компаундів та ін. Товщина ізоляції в загальному випадку

$$\delta_{із} = \frac{U_{пр}}{E_{пр}}. \qquad (6.7)$$

Пробивна напруга $U_{пр}$ (f =50 Гц) може бути визначена з виразу $U_{пр}$=1,6U_c, де U_c — сухорозрядна напруга відповідно до ГОСТ 1516.1-76.

Середня пробивна напруженість $E_{пр}$ залежить від товщини ізоляції, її типу та якості і звичайно подається в технічних характеристиках на конкретний тип ізоляційного матеріалу. Як приклад можуть бути наведені формули для визначення товщини ізоляції для електричного фарфору високої якості [2]:

$$E_{пр} = \frac{1,72}{\sqrt[3]{\delta_{із}}}, \qquad (6.8)$$

електричного фарфору середньої якості:

$$E_{пр} = \frac{0,8}{\sqrt{\delta_{із}}} \qquad (6.9)$$

та ізоляції з епоксидної смоли з деякими усередненими характеристиками:

$$E_{\text{пр}} = \frac{1{,}83}{\sqrt{\delta_{\text{із}}}}. \qquad (6.10)$$

Використовуючи загальну формулу (6.7) та одну з формул (6.8), (6.9) або (6.10), можна орієнтовно оцінити товщину твердого діелектрика з того чи іншого матеріалу. Для точних розрахунків будуть потрібні значення $E_{\text{пр}}$ конкретного типу діелектрика, що можуть бути отримані як у виробника ізоляційного матеріалу, так і самостійно після проведення відповідних досліджень.

Електрична міцність паперово-бакелітової ізоляції приймається у межах (5,0—8,0) МВ/м. Оскільки ізолятор *2* (рис. 6.1), крім електричних функцій, виконує функцію механічної конструкції, товщину ізоляції необхідно перевірити на стійкість щодо механічних навантажень. Ця перевірка може бути здійснена за методикою, наведеною, наприклад, у [2].

Після визначення товщини ізоляції слід виконати перевірку на відсутність коронних і поверхневих розрядів.

Напругу появи коронного розряду біля металевого електроду меншого радіуса можна визначити за емпіричною формулою:

$$U_{\text{к}} = \frac{0{,}61}{C_{\text{пит}}^{0{,}44}}\,[\text{В}], \qquad (6.11)$$

де $C_{\text{пит}}$ — питома поверхнева ємність, Ф/м^2, що для прохідного ізолятора може бути визначена з виразу:

$$C_{\text{пит}} = \frac{\varepsilon_r \cdot \varepsilon_0}{r_2 \ln \dfrac{r_2}{r_1}}, \qquad (6.12)$$

де ε_r — відносна діелектрична проникність твердого діелектрика; $\varepsilon_0 = 8{,}85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м^2 — електрична стала; r_1 і r_2 — внутрішній і зовнішній радіуси циліндричного твердого діелектрика відповідно.

Напруга появи поверхневих розрядів у районі фланця *3* (рис. 6.1) визначається за формулою:

$$U_{\text{пов}} = \frac{7{,}80}{C_{\text{пит}}^{0{,}44}}\,[\text{В}]. \qquad (6.13)$$

Напругу появи коронних розрядів $U_{\text{к}}$ необхідно порівнювати з робочою напругою $U_{\text{р}}$. У випадку, коли $U_{\text{к}} \leqslant U_{\text{р}}$, необхідно змінити розміри елементів ($r_{\text{ст}}$ чи $r_{\text{із}}$) для одержання розрахункових значень, за яких $U_{\text{к}} \geqslant U_{\text{р}}$.

Аналогічне порівняння необхідно виконати для напруги появи поверхневих розрядів $U_{пов}$ та іспитової напруги $U_і$. Якщо $U_{пов} \leqslant U_і$, то необхідно застосувати один із способів вирівнювання електричних полів. Найчастіше в прохідних ізоляторах для цього використовується нанесення напівпровідного покриття на поверхню ізолятора біля фланця *3* (рис. 6.1).

Значення $U_р$ та $U_і$ визначається за ГОСТ 1516.1-76. Для ізоляторів з суцільним твердим діелектриком існує небезпека виникнення часткових розрядів у повітряних порожнинах, що утворюються внаслідок нещільного прилягання струмопровідного стрижня до внутрішньої поверхні ізолятора. Через різні значення діелектричної проникності повітря і фарфору та низьку електричну міцність повітря при робочій напрузі в порожнинах можуть виникати розряди незначної інтенсивності. Однак тривале їх існування призводить до прискореного зносу ізоляції та її пробою. Для усунення цього явища внутрішню поверхню діелектрика покривають провідним шаром (шляхом її металізації), який, таким чином, шунтує повітряні зазори. У результаті напруги на струмопровідному стрижні та внутрішній поверхні ізолятора стають рівними, і напруга на повітряній порожнині дорівнює нулю. За цих умов розряди виникнути не можуть.

Розрахунок ізолятора із суцільним діелектриком і повітряною порожниною. Конструкція ізолятора із суцільним діелектриком і повітряною порожниною показана на рис. 6.3.

Такий ізолятор складається зі струмопровідного стрижня *1* радіусом $r_{ст}$, ізолятора *2* (як правило, з фарфору) із внутрішнім радіусом $r_п$ і зовнішнім $r_ф$, середнього фланця *3*, лівого (на рисунку) та правого металевих фланців.

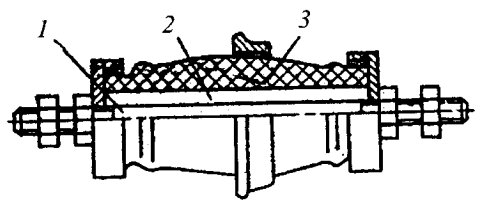


Рис. 6.3. Фарфоровий ізолятор з повітряною порожниною: *1* — струмопровідний стрижень; *2* — повітряна порожнина; *3* — фарфор.

Між струмопровідним стрижнем *1* і внутрішньою поверхнею ізолятора *2* утворена повітряна порожнина. Оскільки відносна діелектрична проникність фарфору становить приблизно 6, а повітря 1 і якщо припустити, що $r_п/r_{ст} = 1{,}5$, то напруженість поля в повітрі буде більш ніж у 10 разів перевищувати напруженість

у фарфорі. Звідси випливають умови, виконання яких забезпечить тривалу роботу ізолятора:

а) біля струмопровідного стрижня не повинна виникати корона при робочій напрузі;

б) у випадку виникнення перенапруги в мережі та пробою повітряної порожнини ізолятора фарфорова стінка повинна витримувати прикладену до неї напругу без пошкодження.

Таким чином, ізолятор має витримувати без пробою повітряної порожнини напругу, що дорівнює U_c, а пробиватися при напрузі $U_р = 1{,}6U_c$. Товщину стінки ізоляції $\delta_{із} = r_ф - r_п$ можна визначити за формулами (6.8), (6.9) і (6.10) — залежно від матеріалу діелектрика.

Максимальна напруженість поля при робочій напрузі $U_р$ на поверхні струмопровідного стрижня

$$E_{п\max} = \frac{U_р}{r_{ст}\left(\ln\frac{r_п}{r_{ст}} + \frac{\varepsilon_{rп}}{\varepsilon_{rф}}\ln\frac{r_ф}{r_п}\right)}, \qquad (6.14)$$

а у фарфорі

$$E_{ф\max} = \frac{U_р}{r_в\left(\frac{\varepsilon_{rф}}{\varepsilon_{rп}}\ln\frac{r_п}{r_{ст}} + \ln\frac{r_ф}{r_п}\right)}, \qquad (6.15)$$

де $r_{ст}$, $r_п$ та $r_ф$ — відповідно радіуси струмопровідного стрижня, внутрішній та зовнішній фарфору, а $\varepsilon_{rп}$ та $\varepsilon_{rф}$ — відносні діелектричні проникності повітря і фарфору відповідно.

Геометричні розміри елементів ізолятора — $r_{ст}$, $r_п$ та $r_{ф0}$ — розраховуються таким чином. Радіус струмопровідного стрижня визначається на основі значень номінального струму $I_{ном}$ через ізолятор і допустимої густини струму за (6.5) або (6.6).

Для розрахунку $r_п$ скористаємося такими міркуваннями. Напруженість поля в повітрі $E_{ст}$ на поверхні струмопровідного стрижня не повинна перевищувати напруженості поля початку виникнення коронного розряду, яку можна визначити за формулою Піка [3] для коаксіальних циліндрів у повітрі:

$$E_{к.поч} = 2{,}142\rho\left(1 + \frac{0{,}0298}{\sqrt{r_{ст}\rho}}\right)[\text{МВ/м}], \qquad (6.16)$$

де ρ — щільність повітря, що при тиску 101,3 кПа (760 мм. рт. ст.) і температурі 25 °С може бути прийнята за 1.

Тоді необхідно, щоб $E_{ст} \geqslant E_{к.поч}$, а з урахуванням можливих коливань напруги виникнення корони

$$1{,}4E_{ст} \geqslant E_{к.поч}. \qquad (6.17)$$

Оскільки товщина ізоляції $\delta_{із} = r_ф - r_п$, то, підставивши у (6.14) замість $E_п$ значення $E_{ст}$, за (6.17) можна визначити $r_п$.

У такий спосіб з електричного розрахунку отримані всі необхідні розміри ізоляції — $r_{ст}$, $r_п$, $\delta_{із}$ (чи $r_ф$). Однак оскільки ізолятор *2* (рис. 6.3), крім електричної, несе і значне механічне навантаження, для його конструкції слід виконувати також і механічний розрахунок.

Ізолятори з повітряною порожниною мають істотну перевагу: їх тверда ізоляція електрично слабко навантажена, тому довговічність її вища порівняно з ізоляторами із суцільним діелектриком. Наявність повітряної порожнини значно знижує питому поверхневу ємність, що призводить до зростання напруги виникнення поверхневих розрядів за (6.13). Тому для таких ізоляторів немає необхідності проводити перевірку за напругою їх появи, оскільки вона буде значно вищою ніж робоча.

Серед недоліків ізоляторів з таким типом ізоляції слід зазначити їх великі радіальні розміри, а також необхідність ретельної герметизації внутрішньої порожнини, інакше внутрішня поверхня буде забруднюватись і зволожуватись, що може стати причиною перекриття ізоляції електричним розрядом по внутрішній поверхні й пошкодження всієї конструкції.

6.3. Ізоляція високовольтних вводів (прохідних ізоляторів) конденсаторного типу

Залежно від улаштування внутрішньої ізоляції високовольтні вводи конденсаторного типу поділяються на маслобар'єрні, паперово-масляні та вводи з твердою (паперово-бакелітовою) ізоляцією. В усіх названих типах вводів для вирівнювання електричних полів застосовуються конденсаторні обкладки, що з визначеним кроком закладаються в ізоляцію прохідного ізолятора, створюючи, таким чином, ланцюжок послідовно включених ємностей, розподіл напруги на яких можна регулювати при виготовленні ізоляції шляхом зміни їх геометричних розмірів.

Для одержання основних співвідношень розглянемо схему ізоляції вводу з конденсаторними обкладками (рис. 6.4).

Вектор напруженості $\boldsymbol{E}$ у точці A, спрямований вздовж силової лінії, що проходить через кінці конденсаторних обкладок, можна розкласти на дві складові: E_a — аксіальну та E_r — радіальну.

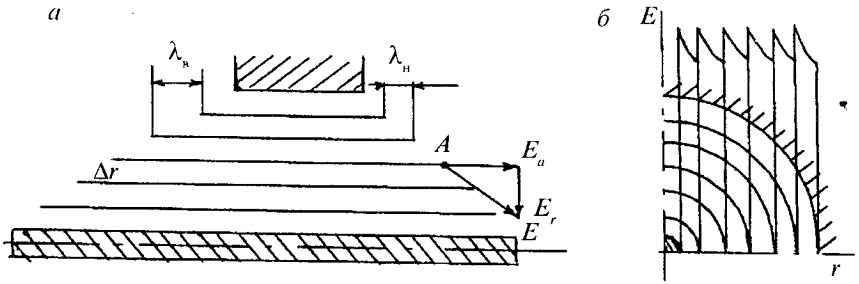


Рис. 6.4. Ескіз конструкції прохідного ізолятора конденсаторного типу та картина розподілу електричного поля.

Коаксіальні конденсаторні обкладки вводу розташовані на невеликій відстані одна від одної (1÷5) мм, тому електричне поле між двома конденсаторними обкладками в середній частині має практично тільки радіальну складову E_r і являє собою поле циліндричного конденсатора, напруженість якого

$$E_r = \frac{Q}{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 rl}, \qquad (6.18)$$

де Q — заряд на електродах; r — радіус; l — довжина обкладки.

Якщо знехтувати силовими лініями електричного поля, що виходять за межі конденсаторних обкладок ізоляційного остова, то потік вектора електричного зсуву (вектора електричної індукції) усередині остова можна вважати постійним. Це приводить до рівності:

$$E_r rl = B = \text{const}. \qquad (6.19)$$

На внутрішній поверхні конденсаторної обкладки заряд розподілений по всій довжині, а на зовнішній поверхні — практично тільки по тій частині довжини, що охоплюється наступною конденсаторною обкладкою, яка має меншу довжину. Унаслідок цього щільність зарядів на зовнішній поверхні обкладки більша, ніж на внутрішній, і при переході з внутрішньої поверхні на зовнішню має місце стрибкоподібне збільшення напруженості електричного поля (рис. 6.4,*б*).

Різницю довжин двох сусідніх конденсаторних обкладок Δl називають також сумарним уступом, який складається з уступу у верхній частині й уступу в нижній частині остову:

$$\lambda = \Delta l = \lambda_в + \lambda_н. \qquad (6.20)$$

Якщо напруга між сусідніми обкладками є ΔU, а відстань між ними Δr, то внаслідок малості Δr можна вважати, що радіальна складова напруженості електричного поля

$$E_r = \frac{\Delta U}{\Delta r}. \tag{6.21}$$

Аксіальна складова напруженості електричного поля між краями двох сусідніх обкладок у верхній і нижній частинах вводу відповідно:

$$E_{ав} = \frac{\Delta U}{\lambda_в}; \quad E_{ан} = \frac{\Delta U}{\lambda_н}. \tag{6.22}$$

Для зручності розрахунків уводять також умовну, приведену до сумарного уступу розрахункову аксіальну складову електричного поля:

$$E_a = \frac{\Delta U}{\lambda_в + \lambda_н} = \frac{\Delta U}{\Delta l}. \tag{6.23}$$

Можна переконатися, що розрахункова аксіальна складова пов'язана з фактичними аксіальними складовими поля у верхній і нижній частинах вводу співвідношенням

$$\frac{1}{E_a} = \frac{1}{E_{ав}} + \frac{1}{E_{ан}}. \tag{6.24}$$

Поєднуючи (6.21) і (6.23) і переходячи до нескінченно малих збільшень, можна записати:

$$\frac{E_a}{E_r} = -\frac{\Delta r}{\Delta l} = -\frac{dr}{dl}. \tag{6.25}$$

Знак «мінус» у (6.25) відбиває зменшення довжини обкладки на Δl при збільшенні радіуса на Δr.

Регулювання електричного поля в об'ємі ізоляції остова можливе шляхом відповідного вибору значень Δr та Δl, а також оптимізацією геометричних розмірів створюваних конструкцій ізоляції вводу.

6.3.1. Ізолятори з маслобар'єрною ізоляцією

Конструкція ізолятора наведена на рис. 6.5. Ізоляція включає в себе трансформаторне масло, яке розділене концентричними паперово-бакелітовими циліндрами *5*. Для регулювання розподілу електричного поля на поверхню бакелітових циліндрів накладаються обкладки з алюмінієвої фольги завтовшки 10—12 мкм.

Розрахунок маслобар'єрної ізоляції виконують, виходячи з умови, що спадання напруги на масляних каналах однакове:

$$U_к = 1{,}05\frac{U_с}{n}, \tag{6.26}$$

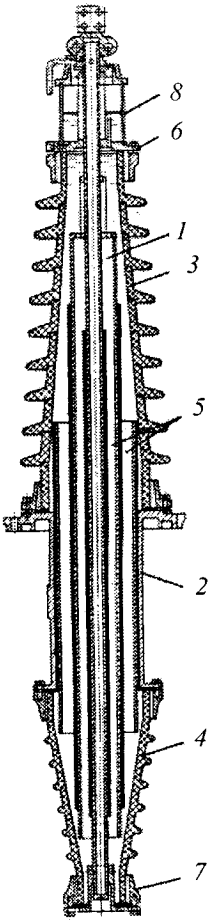


Рис. 6.5. Ввод з маслобар'єрною ізоляцією на напругу 110 кВ: *1* — струмопровідний стрижень; *2* — середній фланець (з'єднувальна втулка); *3* — верхня фарфорова покришка; *4* — нижня фарфорова покришка; *5* — внутрішня ізоляція; *6* — верхній фланець; *7* — нижній фланець; *8* — маслорозширювач.

де U_c — сухорозрядна напруга згідно з ГОСТ 1516.1-76; n — кількість масляних проміжків — каналів; 1,05 — коефіцієнт, що враховує можливу нерівномірність розподілу напруги. Ця умова реалізується шляхом відповідного вибору розмірів конденсаторних обкладок. Кількість каналів залежить від напруги ізолятора, приблизне число яких подано в табл. 6.3.

Конструктивно кожен канал являє собою ізоляцію, що складається з таких шарів (рис. 6.6):

шар паперового підмотування *2*, розміщений поверх струмопровідної фольги *1* (чи струмопровідної труби — тільки для першого каналу) завтовшки 3—5 мм;

шар масла *3*, ширина якого становить 40—100 мм;

бакелітовий циліндр *4* з товщиною стінки від 5 до 20 мм;

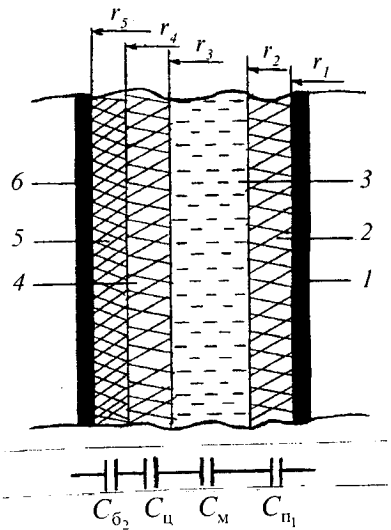


Рис. 6.6. Склад ізоляції каналу вводу маслобар'єрного типу.

Таблиця 6.3

Кількість масляних каналів залежно від класу напруги вводу

Клас напруги	35	110	220	330	500
Число каналів	1—3	3—5	4—6	5—7	6—8

шар паперової підмотки *5* завтовшки 3—5 мм на бакелітовому циліндрі *4*;

обкладка з алюмінієвої фольги *6*.

Розрахунок ізоляції маслобар'єрного прохідного ізолятора можна вести в такій послідовності:

1) визначають основні конструктивні розміри ізолятора — довжину повітряного кінця $l_{\text{п}}$ (див. формули (6.1)—(6.3)), довжину масляного кінця $l_{\text{м}}$ (див. формулу (6.4)), приймають довжину з'єднувальної втулки $l_{\text{з.в}}$;

2) задаються числом каналів та їхньою шириною;

3) конструюють канал;

4) визначають напруженість поля в масляних проміжках і порівнюють з допустимою;

5) розраховують довжини конденсаторних обкладок.

Для визначення напруги на всіх шарах ізоляції кожного масляного каналу необхідно розрахувати ємність усіх шарів на одиницю довжини. Оскільки конструкції всіх каналів однакові і відрізняються тільки значеннями радіусів $r_1 \ldots r_5$ (рис. 6.6), то наведемо розрахунок ємності шарів для першого каналу (для інших розрахунок буде аналогічним):

ємність шару *2*
$$C_{\text{п}_1} = \frac{2\pi\varepsilon_{r\text{п}_1} \cdot \varepsilon_0}{\ln \frac{r_2}{r_1}}; \qquad (6.27)$$

ємність шару *3*
$$C_{\text{м}} = \frac{2\pi\varepsilon_{r\text{м}} \cdot \varepsilon_0}{\ln \frac{r_3}{r_2}}; \qquad (6.28)$$

ємність шару *4*
$$C_{\text{ц}} = \frac{2\pi\varepsilon_{r\text{ц}} \cdot \varepsilon_0}{\ln \frac{r_4}{r_3}}; \qquad (6.29)$$

ємність шару *5*
$$C_{\text{п}_2} = \frac{2\pi\varepsilon_{r\text{п}_2} \cdot \varepsilon_0}{\ln \frac{r_5}{r_4}}, \qquad (6.30)$$

де $\varepsilon_{гп1}$ — відносна діелектрична проникність паперу в шарі *2*; $\varepsilon_{гм}$ — відносна діелектрична проникність масла в шарі *3*; $\varepsilon_{гц}$ — відносна діелектрична проникність бакелітового циліндра в шарі *4*; $\varepsilon_{гп2}$ — відносна діелектрична проникність паперу в шарі *5*.

Ємність одиниці довжини каналу визначають, виходячи з послідовно включених ємностей шарів каналу:

$$\frac{1}{C_{кп}} = \left(\frac{1}{C_{п_1}} + \frac{1}{C_м} + \frac{1}{C_ц} + \frac{1}{C_{п_2}} \right), \qquad (6.31)$$

де n — номер каналу.

Тоді спадання напруги в кожному шарі каналу можна визначити так:

$$\Delta U_{п_1} = U_к \frac{C_к}{C_{п_1}};\ \Delta U_м = U_к \frac{C_к}{C_м};\ \Delta U_ц = U_к \frac{C_к}{C_ц};\ \Delta U_{п_2} = U_к \frac{C_к}{C_{п_2}}; \qquad (6.32)$$

а напруженість у кожнім шарі каналу:

$$E_{п_1} = \frac{\Delta U_{п_1}}{r_1 \ln \frac{r_2}{r_1}};\ E_м = \frac{\Delta U_м}{r_2 \ln \frac{r_3}{r_2}};\ E_ц = \frac{\Delta U_ц}{r_3 \ln \frac{r_4}{r_3}};\ E_{п_2} = \frac{\Delta U_{п_2}}{r_4 \ln \frac{r_5}{r_4}}. \qquad (6.33)$$

Оскільки відносна діелектрична проникність для паперово-масляної ізоляції (шари *2* і *5*) становить $\varepsilon_{гп1} = \varepsilon_{гп2} = 3{,}5 \div 4$, а для бакелітової (шар *4*) $\varepsilon_{гц} = 4{,}5 \div 5$, що більше, ніж для трансформаторного масла (шар *3*): $\varepsilon_{гм} = 2 \div 2{,}2$, то напруженість у маслі буде вищою, ніж у твердій ізоляції. У зв'язку з цим напруженість у маслі не повинна перевищувати допустимої. При цьому напруженість поля у твердій ізоляції буде свідомо нижчою за допустиму. Допустима напруженість поля в маслі при напрузі, що витримується, для сухого масла можна визначити за такою формулою [2]:

$$E_{м.доп} = \frac{1{,}49}{\left(r_2 \ln \frac{r_3}{r_2} \right)}. \qquad (6.34)$$

Конструкція каналів в ідеальному випадку має бути виконана так, щоб напруженість у кожному з масляних каналів $E_м$ була незначно менше $E_{м.доп}$. В іншому випадку необхідно змінити конструкцію каналів і повторити розрахунок. У разі використання ЕОМ і спеціалізованого програмного забезпечення процес оптимізації каналів допустимої напруженості поля розраховується досить просто. Після закінчення оптимізації каналів необхідно почати вибір довжини обкладок. В основі розрахунку лежить рівність спадання

напруги на всіх каналах, що можливо у випадку рівності їх ємностей, тобто мають витримуватися умови

$$C_1 l_1 = C_2 l_2 = \ldots = C_n l_n, \qquad (6.35)$$

де n — кількість каналів; $C_1 \ldots C_n$ — ємності одиниці довжини каналів; $l_1 \ldots l_n$ — довжини конденсаторних обкладок на відповідних каналах. Визначення довжин обкладок можна почати з установлення довжини останньої обкладки, що повинна бути довша з'єднувальної втулки *6* (рис. 6.5) на $10 \div 15$ %. Тоді

$$l_n = (1{,}1 \div 1{,}15) \cdot l_{з.в}, \qquad (6.36)$$

і, використовуючи (6.35), можна визначити довжини всіх конденсаторних обкладок ізолятора.

Після визначення всіх розмірів ізолятора виконують перевірочний розрахунок ємностей каналів, напруг і напруженості поля у всіх шарах, у випадку їхнього перевищення над граничним роблять відповідні зміни в конструкції для одержання необхідних результатів.

Прохідний ізолятор з маслобар'єрною ізоляцією є досить простим у розрахунках і виготовленні. Наявність масляних каналів забезпечує гарні умови його охолодження через вільну циркуляцію масла. Однак сьогодні ізолятори такого типу не застосовуються насамперед через великі радіальні розміри, що є наслідком недостатньо глибокого регулювання електричного поля конденсаторними обкладками з причини їх незначної кількості.

6.3.2. Ізолятори з паперово-масляною ізоляцією і конденсаторними обкладками

Конструкція вводу з паперово-масляною ізоляцією показана на рис. 6.7. У верхній частині вводу до фланця на спеціальному піддоні кріпиться маслорозширювач *1* з вмонтованим покажчиком рівня масла. Для захисту масла від зволоження розширювач може забезпечуватися гідравлічним затвором, що складається з двох сполучених посудин. Як замикаючу рідину в затворі використовують трансформаторне масло, що не сполучається з маслом вводу.

Нижня фарфорова покришка *9* і верхня фарфорова покришка *4* з'єднуються за допомогою з'єднувальної втулки *8*. Крім цього, в ній монтується масловідбірний пристрій *7*, вивід для підключення приладу для вимірювання напруги (ПВН), а також можуть улаштовуватись трансформатори струму. Для приєднання ПВН використовуються дві обкладки остова — остання заземлена і передостання, яка приєднується до виводу в коробці ПВН. При цьому конденсаторні обкладки утворюють ємнісний подільник напруги.

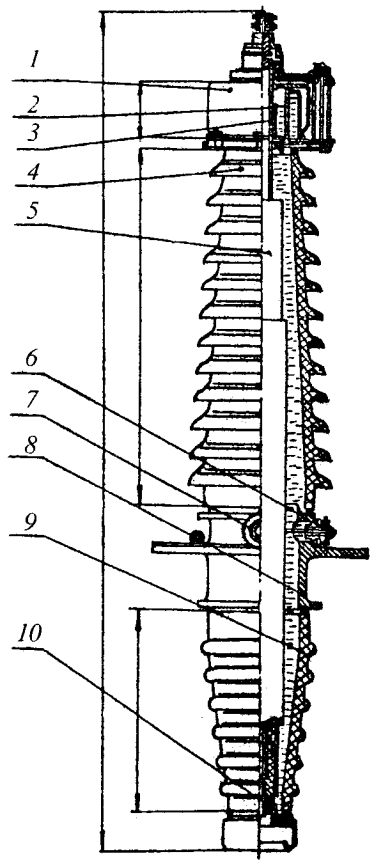


Рис. 6.7. Маслонаповнений ввод типу БМТ-110/630: *1* — маслорозширювач; *2* — пружина; *3* — струмопровідна труба; *4* — верхня покришка; *5* — ізоляційний остов; *6* — вимірювальний вивід; *7* — масловідбірник; *8* — з'єднувальна втулка; *9* — нижня покришка; *10* — стакан.

Для запобігання зволоженню й окислюванню масла під впливом навколишнього середовища маслонаповнені вводи можуть виконуватися герметичними. Внутрішня порожнина герметичного вводу з'єднана мідним трубопроводом завдовжки (3—6) м з баком тиску. На трубопроводі в з'єднувальній втулці вводу та на вході в бак тиску встановлені вентилі. У баці тиску вміщені пустотілі коробки циліндричної форми, що називаються сильфонами. Вони виготовлені з монель-металу завтовшки 0,3 мм і заповнені азотом під тиском 0,025 МПа.

Бак тиску вводу на 500 кВ має 76 сильфонів. Розширюючись у вводі в результаті нагрівання, частина масла по трубопроводу переміщається в бак тиску, а тонкостінні сильфони стискуються, зменшуючись в об'ємі. При цьому тиск у сильфонах підвищується від 0,025 МПа до 0,3 МПа. Герметичні вводи не мають розширників з гідравлічними затворами, цю роль виконують баки тиску (компенсатори).

В окремих випадках компенсатор з сильфонними розширниками може бути обладнаний у верхній частині герметичного вводу. Герметичні вводи повинні витримувати тиск масла 0,3 МПа. В усьому іншому конструкція герметичних вводів така ж, як і негерметичних.

Можна виділити кілька типів конструктивного виконання та умов розрахунку ізоляційного остова. Розглянемо два очевидних:

з постійною радіальною складовою електричного поля

$$(E_r = \text{const});$$

з постійною аксіальною складовою електричного поля

$$(E_a = \text{const}).$$

Диференціальне рівняння (6.25) дозволяє визначити залежність довжин обкладок від їхнього радіуса $l = f(r)$ для кожного з зазначених типів остову.

Сконструйований оптимальним чином ізоляційний остов має забезпечувати:

максимально можливе вирівнювання електричного поля;

мінімальну витрату матеріалу на виготовлення ізоляції.

У більшості випадків не вдається забезпечити постійність радіальної складової поля у всіх точках ізоляції остову. Для найповнішого використання ізоляції доцільно, щоб радіальні напруженості біля струмопровідного стрижня та біля фланця були однакові. Згідно з (6.19) це можливо, коли

$$r_n l_n = r_0 l_0 = B/E_r = \text{const}, \qquad (6.37)$$

де r_0 та l_0 — радіус і довжина так званої «нульової» обкладки, найближчої до стрижня (роль цієї обкладки може виконувати струмопровідний стрижень або труба); r_n і l_n — радіус і довжина останньої, заземленої обкладки поблизу фланця.

Позначимо

$$\frac{r_n}{r_0} = \frac{l_0}{l_n} = \xi. \qquad (6.38)$$

Варіюючи параметр ξ, можна домогтися зниження напруженості електричного поля і забезпечити мінімальну витрату матеріалу на виготовлення остову:

$$V = \pi(r_n^2 - r_0^2) \cdot l_0 = \min. \qquad (6.39)$$

Остов з постійною радіальною напруженістю електричного поля. Якщо радіальна складова напруженості електричного поля в ізоляційному остові однакова ($E_r = \text{const}$), то це дозволяє найбільш ефективно використовувати ізоляцію в радіальному напрямку й одержати мінімальний діаметр вводу. При $E_r = \text{const}$ з (6.19) одержуємо:

$$rl = r_0 l_0 = r_n l_n = \text{const}. \qquad (6.40)$$

З (6.40) виходить:

$$rl = r_n l_n;\ l = \frac{r_n l_n}{r};\ \frac{dl}{dr} = -\frac{r_n l_n}{r^2}, \qquad (6.41)$$

що при підстановці в (6.25) дає:

$$E_a = E_r \frac{r^2}{r_0 l_0} = E_r \frac{r^2}{r_n l_n}. \qquad (6.42)$$

З формули (6.42) видно, що аксіальна напруженість електричного поля зростає пропорційно квадрату радіуса і має найбільше значення біля останньої обкладки. Це приводить до збільшення довжини уступів між обкладками і загальної довжини вводу.

Робоча напруженість електричного поля $E_р$ для паперово-масляної ізоляції (тобто напруженість поля при робочій напрузі) за умови відсутності початкової іонізації може бути прийнята такою [4]:

$$E_р \leqslant 1{,}05\delta^{-0.58}\ \text{МВ/м}, \tag{6.43}$$

а напруженість поля $E_{вип}$ при впливі випробувальної напруги за умови відсутності критичної іонізації

$$E_{вип} \leqslant 3{,}2\delta^{-0.58}\ \text{МВ/м}, \tag{6.44}$$

де δ — товщина шару ізоляції між двома обкладками.

Оскільки допустима радіальна напруженість електричного поля залежить від товщини шару, доцільно при E_r = const прийняти постійну товщину шару (δ = const). Тоді кількість шарів визначається простим співвідношенням:

$$n = \frac{U}{E_{r\max}\delta}, \tag{6.45}$$

де $U = 1{,}1U_c$ (U_c — витримувана напруга у сухому стані згідно з ГОСТ 1516.1-76), а $E_{r\max}$ необхідно вибирати з двох можливих значень:

$$E_{r\max} = E_{вип};\ E_{r\max} = E_р\frac{U}{U_ф}, \tag{6.46}$$

де $E_р$ та $E_{вип}$ знаходяться за формулами (6.43—6.44) з двох отриманих значень $E_{r\max}$ беруть менше.

Згідно з (6.46) найбільша аксіальна напруженість має місце поблизу фланця, оскільки

$$E_{a\max} = E_r\frac{r_n^2}{r_n l_n} = E_{r\max}\frac{r_n}{l_n} = E_{\max}, \tag{6.47}$$

а найменша — поблизу стрижня:

$$E_{\alpha\min} = E_{r\max}\frac{r_0^2}{r_n l_n}. \tag{6.48}$$

Відношення найбільшої аксіальної напруженості до найменшої згідно з (6.47) і (6.48) та враховуючи (6.38) буде таким:

$$\frac{E_{a\max}}{E_{a\min}} = \frac{r_n^2}{r_0^2} = \xi^2. \tag{6.49}$$

Отже, для зменшення неоднорідності аксіальної складової напруженості електричного поля необхідно знижувати параметр ξ.

Радіус останньої обкладки r_n пов'язаний з радіусом нульової обкладки r_0 таким співвідношенням, що випливає з (6.45):

$$r_n = r_0 + n\delta = r_0 + \frac{U}{E_{r\max}}. \tag{6.50}$$

При цьому

$$\xi = \frac{r_n}{r_0} = 1 + \frac{U}{r_0 E_{r\max}}. \tag{6.51}$$

З (6.38) випливає, що для зниження параметра ξ і вирівнювання електричного поля в аксіальному напрямку потрібно збільшувати радіус нульової обкладки.

Збільшення радіуса нульової обкладки r_0 доцільне, якщо це не призводить до збільшення витрат матеріалу. Відповідно до (6.39) і (6.46) об'єм матеріалу

$$V = \pi\left[\left(r_0 + \frac{U}{E_{r\max}}\right)^2 - r_0^2\right] l_0 = \pi\left(\frac{2U}{E_{r\max}} \cdot r_0 + \frac{U^2}{E_{r\max}^2}\right) l_0. \tag{6.52}$$

При конструюванні вводів звичайно заданою є довжина останньої обкладки l_n. Величину l_0 в (6.52) можна виразити через l_n і r_0, використовуючи (6.37) і (6.46):

$$l_0 = \frac{l_n r_n}{r_0} = \frac{l_n}{r_0}\left(r_0 + \frac{U}{E_{r\max}}\right) = l_n\left(1 + \frac{U}{r_0 \cdot E_{r\max}}\right). \tag{6.53}$$

Тоді формула (6.52) приймає вигляд:

$$V = \pi l_n\left(1 + \frac{U}{r_0 E_{r\max}}\right)\frac{U}{E_{r\max}}\left(2r_0 + \frac{U}{E_{r\max}}\right) = \frac{\pi l_n U}{E_{r\max}}\left(2r_0 + 3\frac{U}{E_{r\max}} + \frac{U}{E_{r\max}^2}\right). \tag{6.54}$$

Визначимо радіус r_0, при якому об'єм матеріалу є мінімальним, виходячи з умови

$$\frac{dV}{dr_0} = 0,$$

$$\frac{dV}{dr_0} = \frac{\pi l_n U}{E_{r\max}}\left(2 - \frac{U^2}{r_0^2 E_{r\max}^2}\right) = 0, \tag{6.55}$$

звідки

$$r_0 = \frac{U}{\sqrt{2}E_{r\max}} = 0{,}17\frac{U}{E_{r\max}}. \tag{6.56}$$

Підставивши (6.56) у (6.51), одержимо:

$$\xi = 1 + \sqrt{2} = 2{,}41; \tag{6.57}$$

$$r_n = 2{,}41 r_0 = 1{,}71\frac{U}{E_{r\max}}. \tag{6.58}$$

Оскільки довжина останньої обкладки l_n задана, довжину нульової обкладки можна знайти таким способом:

$$l_0 = \xi l_n = 2{,}41 l_n. \tag{6.59}$$

Якщо довжина останньої обкладки не задана, то її доцільно визначити з (6.43), тобто виходячи з умови, що поблизу фланця аксіальна напруженість дорівнює допустимій:

$$l_n = r_n \frac{E_{r\max}}{E_{a\max}} = 1{,}71 \frac{U}{E_{a\max}}, \tag{6.60}$$

при цьому

$$l_0 = 4{,}12 \frac{U}{E_{a\max}}.$$

Потрібно звернути увагу на те, що величина l_n не може бути прийнята меншою, ніж розрахована за формулою (6.60), інакше аксіальна напруженість буде перевищувати допустиме значення.

Формули (6.56)—(6.60) дозволяють розрахувати оптимальні розміри остова з постійною радіальною напруженістю електричного поля і постійною товщиною шарів. Радіус i-ої обкладки

$$r_i = r_{i-1} + \delta, \tag{6.61}$$

де r_{i-1} — радіус попередньої обкладки.

Довжина i-ої обкладки

$$l_i = \frac{r_n \cdot l_n}{r_i}. \tag{6.62}$$

Довжина уступів у маслі вважається задовільною, якщо аксіальна напруженість $E_{a\max}$ становить (0,87—1,00) МВ/м і, крім того,

$$E_{a\max} = \frac{U}{\sum \lambda_n} \leqslant 1{,}25 \text{ МВ/м}, \tag{6.63}$$

де $\Sigma\lambda_n$ — сума довжин уступів у нижній частині остова.

Довжини уступів у верхній частині вводу вибираються з умов координації зовнішньої ізоляції за повітряною і масляною частинами. Аксіальна розрядна напруженість уздовж поверхні діелектрика в повітрі приблизно в два рази менша за аксіальну розрядну напруженість у маслі. Тому довжина верхньої фарфорової покришки $l_{\text{в.п}}$ вибирається таким чином, що має місце співвідношення:

$$l_{\text{в.п}} = \frac{2}{\alpha} l_{\text{н.п}}. \tag{6.64}$$

Коефіцієнт α набуває значення $\alpha = 1{,}05 \div 1{,}10$, щоб при перенапругах перекриття верхньої покришки в повітрі було більш імовірним, ніж перекриття нижньої покришки в маслі.

Досвід конструювання показав, що довжини покришок доцільно брати такими [4, 5]:

$$l_{в.п} = 1,45\sum\lambda_в;\ \ l_{н.п} = 1,2\sum\lambda_н, \tag{6.65}$$

де $\sum\lambda_в$ і $\sum\lambda_н$ — суми довжин уступів у верхній і нижній частинах вводу.

Підставивши співвідношення (6.65) у (6.64) і вважаючи $\alpha = 1,1$, знаходимо:

$$\sum\lambda_в = 1,5\sum\lambda_н. \tag{6.66}$$

Таким чином, довжини уступів у верхній, повітряній частині остова доцільно брати в 1,5 раза більшими, ніж у нижній частині, яка працює в маслі. Якщо нижня частина вводу також працює в повітрі (лінійні вводи), то довжини уступів у верхній і нижній частинах беруться однаковими.

Сума довжин уступів у верхній частині остова вважається задовільною, якщо аксіальна напруженість $E_{ав}$ становить (0,48—0,54) МВ/м, а також

$$E_{ав} = \frac{U}{\sum\lambda_l} < 0,55 \text{ МВ/м}. \tag{6.67}$$

Остов із постійною аксіальною напруженістю електричного поля. Якщо аксіальна складова напруженості електричного поля в остові є постійною (E_a = const), то це дозволяє найбільш ефективно використовувати ізоляцію в аксіальному напрямку й одержати мінімальну довжину ізолятора.

Визначивши E_r з (6.23) і підставивши в (6.19), можна отримати:

$$rl \cdot \frac{dl}{dr} = -\frac{B}{E_a} = \text{ const}. \tag{6.68}$$

Розділяючи змінні:

$$l \cdot dl = K_1 \frac{dr}{r}, \tag{6.69}$$

а інтегруючи, знаходимо:

$$\frac{l^2}{2} = K_1 l_n r + K_2. \tag{6.70}$$

Сталі K_1 і K_2 знайдемо з граничних умов:

$$1)\ r = r_n \text{ при } l = l_n; \qquad 2)\ r = r_0 \text{ при } l = l_0. \tag{6.71}$$

Підставляючи (6.71) у (6.70), одержуємо систему двох алгебраїчних рівнянь з двома невідомими:

$$\begin{aligned} K_1 \ln r_n + K_2 &= \frac{l_n^2}{2}; \\ K_1 \ln r_0 + K_2 &= \frac{l_0^2}{2}. \end{aligned} \tag{6.72}$$

Віднімаючи з першого рівняння системи друге, знаходимо:

$$K_1 = \frac{l_n^2 - l_0^2}{2\ln\left(\frac{r_n}{r_0}\right)}, \tag{6.73}$$

що при підстановці в друге рівняння дає:

$$K_2 = \frac{l_0^2}{2} - \frac{\left(l_n^2 - l_0^2\right)\ln r_0}{2\ln\left(\frac{r_n}{r_0}\right)}. \tag{6.74}$$

З урахуванням одержаних значень сталих K_1 і K_2 розв'язання диференціального рівняння (6.70) запишемо в такий спосіб:

$$\frac{l^2}{2} = \frac{l_n^2 - l_0^2}{2} \cdot \frac{\ln r}{\ln\left(\frac{r_n}{r_0}\right)} + \frac{l_0^2}{2} - \frac{l_n^2 - l_0^2}{2} \cdot \frac{\ln r_0}{\ln\left(\frac{r_n}{r_0}\right)},$$

й остаточно

$$\frac{l_0^2 - l^2}{l_0^2 - l_n^2} = \frac{\ln\left(\frac{r}{r_0}\right)}{\ln\left(\frac{r_n}{r_0}\right)}. \tag{6.75}$$

Отримане рівняння пов'язує величини r та l і являє собою рівняння огинаючої верхніх кінців обкладок. З (6.75) можна визначити похідну *dr/dl,* яка при підстановці у (6.25) дозволить визначити радіальну складову поля в різних точках ізоляції. З цією метою запишемо рівняння (6.75) таким чином:

$$\frac{l^2}{l_n^2 - l_0^2} - \frac{l_0^2}{l_n^2 - l_0^2} = \frac{\ln r}{\ln\frac{r_n}{r_0}} - \frac{\ln r_0}{\ln\frac{r_0}{r_n}},$$

і продиференціюємо його за r:

$$\frac{2l\,dl}{l_n^2 - l_0^2} = \frac{\left(1/r\right)\cdot dr}{\ln\frac{r_n}{r_0}},$$

звідки

$$\frac{dl}{dr} = \frac{l_n^2 - l_0^2}{2l \cdot r \cdot \ln\frac{r_n}{r_0}}. \tag{6.76}$$

Підставляючи отриману похідну в (6.25) і маючи на увазі, що

$$E_a = \frac{U}{l_0 - l_n} = \text{const}, \tag{6.77}$$

знаходимо радіальну складову поля:

$$E_r = \frac{U}{l_0 - l_n} \cdot \frac{l_0^2 - l_n^2}{2l \cdot r \cdot \ln\left(\frac{r_n}{r_0}\right)},$$

або

$$E_r = \frac{U}{2lr} \cdot \frac{l_0 + l_n}{\ln \frac{r_n}{r_0}}. \tag{6.78}$$

Можливі варіанти розподілу $E_r = f(r)$ наведені на рис. 6.8. Очевидно, що оптимальним буде розподіл, при якому напруженості біля фланця і стрижня будуть однаковими.

Довжина обкладки l пов'язана з радіусом обкладки r співвідношенням, що випливає з (6.75):

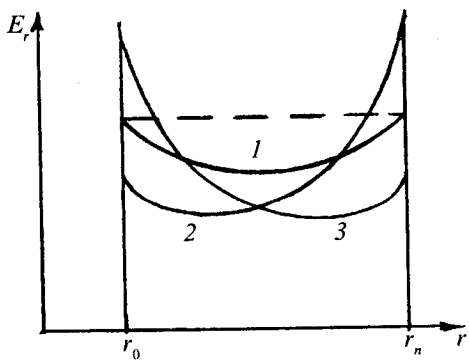


Рис. 6.8. Варіанти розподілу $E_r = f(r)$ в ізоляційному остові вводу.

$$l = \sqrt{l_0^2 - \frac{\left(l_0^2 - l_n^2\right)\ln \frac{r}{r_0}}{\ln \frac{r_n}{r_0}}} \tag{6.79}$$

Оскільки із зростанням r значення l згідно з (6.79) зменшується, залежність $E_r = f(r)$ має екстремум. У середній частині ізоляційного остова радіальна складова поля має мінімум і досягає найбільших значень у шарах біля стрижня і фланця. Максимальна напруженість поля відповідно до (6.78) і (6.45):

$$E_{r\max} = \frac{U\left(l_0 + l_n\right)}{2l_n \cdot r_n \cdot \ln \frac{r_n}{r_0}} = \frac{U}{2r_n} \cdot \frac{(\xi + 1)}{\ln \xi} = \frac{U}{2r_0} \cdot \frac{(\xi + 1)}{\xi \cdot \ln \xi}. \tag{6.80}$$

Як видно з отриманого виразу, значення $E_{r\max}$ складним чином залежить від параметра ξ і при визначеному значенні цього параметра ξ_0 буде мати найменше значення. Оскільки зменшення максимальної напруженості поля має велике практичне значення, досліджуємо залежність (6.80) на екстремум, вважаючи r_n = const:

$$\frac{dE_{r\max}}{d\xi} = \frac{U}{2r_n} \cdot \left[\frac{\left(\ln\xi - (\xi+1)\cdot\frac{1}{\xi} \right)}{(\ln\xi)^2} \right] = 0, \tag{6.81}$$

звідки

$$\ln\xi_0 - 1 - \frac{1}{\xi_0} = 0. \tag{6.82}$$

З (6.82) можна знайти:

$$\xi_0 = 3{,}6. \tag{6.83}$$

При такому значенні ξ_0 відношення максимальної радіальної напруженості поблизу стрижня і фланця та мінімальної напруженості в тілі остова, як показує розрахунок, становитиме 1,5. Згідно з (6.45) довжина заземленої обкладки поблизу фланця

$$l_n = \frac{l_0}{3{,}6}. \tag{6.84}$$

Однак така довжина заземленої обкладки дає підвищену витрату матеріалів у порівнянні з тією, яку можна одержати, якщо виходити з умови мінімуму об'єму остова. Витрата матеріалів на остов виявляється мінімальною за умови

$$\xi = 4{,}1. \tag{6.85}$$

Збільшення ξ від 3,6 до 4,1, як показують розрахунки, підвищує радіальну напруженість поля не більш ніж на 1 %, але забезпечує певну економію матеріалу.

Згідно з (6.80) і (6.85) оптимальні розміри остова вводу такі:

$$r_n = \frac{U(\xi+1)}{2E_{r\max}\ln\xi} = \frac{1{,}8U}{E_{r\max}}; \tag{6.86}$$

$$r_0 = \frac{r_n}{\xi} = 0{,}438\frac{U}{E_{r\max}}. \tag{6.87}$$

Якщо довжина останньої обкладки l_n не задана, то її оптимальний розмір можна визначити за формулою, що випливає з (6.77) і (6.85) за умови, що поблизу фланця аксіальна напруженість поля має максимально допустиме значення:

$$l_n = \frac{U}{E_{a\max}\left(\frac{l_0 - l_n}{l_n}\right)} = \frac{U}{E_{a\max}(\xi - 1)} = 0{,}32\frac{U}{E_{a\max}}. \qquad (6.88)$$

Якщо значення l_n задане, то воно має бути не меншим розрахованого за (6.88). Довжина нульової обкладки

$$l_0 = \xi l_n = 4{,}1 l_n = 1{,}32\frac{U}{E_{a\max}}. \qquad (6.89)$$

Формули (6.86)—(6.89) дозволяють розрахувати оптимальні розміри остова з постійною аксіальною напруженістю електричного поля.

При виготовленні вводів довжина уступів найчастіше приймається постійною [1]. При цьому для виконання умови постійності аксіальної складової поля потрібно забезпечити однакову різницю потенціалів на кожному шарі ізоляції. Це, у свою чергу, приводить до вимоги **рівності ємностей** шарів.

Такий остов може бути виконаний тільки при змінній товщині шарів діелектрика між обкладками. Оскільки радіальна напруженість поля є мінімальною всередині остова (рис. 6.8), а різниця потенціалів між обкладками однакова, то товщина шарів має бути найбільшою в середині ізоляційного остова і найменшою біля стрижня та фланця.

Знаючи мінімально допустиму товщину шару ізоляції поблизу фланця і стрижня $\delta_{\min}$, а також допустимі напруженості поля $E_{r\max}$ та $E_{a\max}$, довжину уступу знаходимо за формулою, що випливає з (6.25) при $\Delta r = \delta_{x\min}$:

$$\Delta l = \delta_{\min}\frac{E_{r\max}}{E_{a\max}} = \text{const}. \qquad (6.90)$$

Тоді з урахуванням (6.77)—(6.90) кількість шарів:

$$n = \frac{l_0 - l_n}{\Delta l} = \frac{UE_{a\max}}{E_{a\max}\cdot\delta_{\min}\cdot E_{r\max}} = \frac{U}{\delta\cdot E_{r\max}}. \qquad (6.91)$$

Довжину i-ої обкладки легко знайти, використовуючи величини l_0 або l_n, а також Δl:

$$l_i = l_{i-1} - \Delta l$$

або

$$l_i = l_{i+1} + \Delta l. \qquad (6.92)$$

Тут $l_{i-1} = l_0$ при $i = 1$ або $l_{i+1} = l_n$ при $i = n-1$.

Радіус i-ої обкладки можна знайти, використовуючи співвідношення (6.75):

$$l_n \frac{r_i}{r_0} = \left(l_0^2 - l_i^2\right) \cdot \frac{l_n \frac{r_n}{r_0}}{l_0^2 - l_n^2}. \qquad (6.93)$$

Однак практично простіше скористатися співвідношенням (6.76), що дає:

$$\Delta r_i = \frac{2 l_n \frac{r_n}{r_0} \Delta l}{l_0^2 - l_n^2} \cdot r_i l_i; \qquad (6.94)$$

$$r_{i+1} = r_i + \Delta r_i. \qquad (6.95)$$

Таким чином, використовуючи наведені вище співвідношення, можна розрахувати основні розміри елементів паперово-масляної ізоляції високовольтного вводу конденсаторного типу.

6.3.3. Ізолятори з твердим діелектриком і конденсаторними обкладками

Ізолятори з твердим діелектриком та конденсаторними обкладками мають порівняно просту конструкцію і технологію виготовлення. Загальний вигляд конструкції ізолятора наведено на рис. 6.9. Як правило, ізоляція *4* виготовляється з бакелізованого паперу (тобто паперу, покритого з одного боку бакелітовим лаком) шляхом намотування його на струмопровідний стрижень. Конденсаторні обкладки закладаються всередину ізоляції при її намотуванні через кожні 2—3 мм.

Вводи з твердим діелектриком і конденсаторними обкладками мають низьку вартість і просту технологію виготовлення і тому знайшли широке застосування при напрузі до 110 кВ. При використанні вищої напруги у вводах з бакелітовою ізоляцією спостерігається теплова нестійкість внаслідок досить високого значення діелектричних втрат ізоляції (tgδ = 0,015—0,025).

Розрахунок прохідного ізолятора з паперово-бакелітовою ізоляцією і конденсаторними обкладками проводять у припущенні постійності аксіальної складової електричного поля [2]. Перед початком розрахунку необхідно вибрати значення $\xi = \frac{r_0}{r_n} = \frac{l_n}{l_0} = 3{,}6 \div 4{,}8$, (де r_0 і l_0 — радіус і довжина обкладки біля струмопровідного стрижня, а r_n і l_n — радіус і довжина обкладки біля заземленого фланця), середню товщину ізоляції між сусідніми конденсаторними обкладками δ і допустиме значення радіальної складової напруженості поля $E_{r\,доп}$.

За розрахункову напругу приймаємо

$$U_{р} = 1{,}1U_{с}. \qquad (6.96)$$

$E_{r\text{доп}}$ при впливі розрахункової напруги $U_{р}$ за умови відсутності критичної іонізації при роботі паперово-бакелітового остова як в маслі, так і в повітрі можна прийняти в межах (10—13) МВ/м, з формули (6.80), підставляючи замість $E_{r\,max}$ $E_{r\,доп}$ знаходимо:

$$r_0 = \frac{U}{2E_{r\,доп}} \cdot \frac{1+\xi}{\xi \ln \xi}. \qquad (6.99)$$

Радіус стрижня, знайдений за (6.99), порівнюється з радіусом, розрахованим з умови допустимої густини струму за (6.22). З двох значень вибирають більше, і у разі необхідності перераховують товщину стінки струмопровідної труби за (6.23).

Довжина останньої обкладки l_{n} може бути вибрана за прийнятим значенням ξ за формулою (6.38). Крім цього, досвід проектування вводів даного типу говорить, що довжина останньої обкладки повинна бути довшою за довжину з'єднувальної втулки $l_{з.в}$ (рис. 6.9) на (10—15 %):

$$l_{n} = (1{,}1 \div 1{,}15) l_{з.в}. \qquad (6.100)$$

Тоді можемо визначити довжину обкладки біля стрижня:

$$l_0 = l_{n}\xi, \qquad (6.101)$$

а радіус обкладки біля заземленого фланця

$$r_{n} = r_0\xi. \qquad (6.102)$$

Кількість конденсаторних обкладок

$$n = \frac{r_{n} - r_0}{\delta}. \qquad (6.103)$$

Кількість обкладок необхідно вибрати такою, щоб дорівнювала цілому числу, підбираючи товщину ізоляційного шару δ. Звичайно n вибирають у межах 20—40 для ізоляторів номінальних напруг (35—150) кВ.

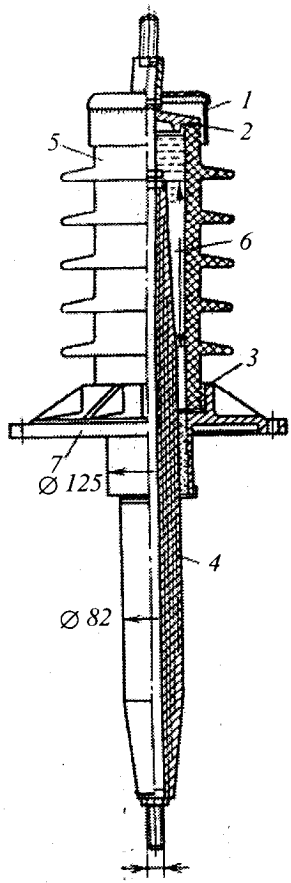


Рис. 6.9. Ввод з паперово-бакелітовою ізоляцією на 35кВ: *1* — захисна кришка; *2* — чугунна заглушка; *3* — цементна стяжка; *4* — ізоляційний остов; *5* — фарфорова покришка; *6* — ізоляційна мастика; *7* — опорний фланець.

Різниця в довжині між двома сусідніми обкладками $l_{уст}$ за постійної аксіальної складової напруженості електричного поля також має бути постійною:

$$l_{уст} = \frac{l_0 - l_n}{n}, \tag{6.104}$$

а довжина будь-якої i-ої конденсаторної обкладки остова ізолятора

$$l_i = l_0 + (i-1)l_{уст}. \tag{6.105}$$

При цьому для досягнення постійності аксіальної складової електричного поля потрібно забезпечити однакову різницю потенціалів на кожному шарі ізоляції, а для цього необхідно досягти рівності ємностей усіх шарів ізоляції. Радіуси всіх обкладок знаходять за формулою (6.75), куди замість l підставляють довжину обкладки, радіус якої обчислюється.

Таким чином, з наведених виразів можуть бути отримані радіуси і довжини всіх конденсаторних обкладок ізоляторного остова.

Для визначення ємності кожного шару ізоляції можна скористатись формулою циліндричного конденсатора

$$C_i = \frac{2\pi\varepsilon_0\varepsilon_r l_i}{\ln\dfrac{r_i}{r_{i=1}}}.$$

Після закінчення розрахунків необхідно перевірити ізолятор за рівнем допустимих значень радіальної складової напруженості електричного поля. Оскільки радіальна складова напруженості поля буде максимальною біля фланця і стрижня (рис. 6.8), то її значення може бути підраховане за (6.80). За цією ж формулою можуть бути розраховані і напруженості для інших обкладок остова E_{ri}. При цьому потрібно дотримуватись умови $E_{ri} \leqslant E_{r\,доп}$.

Для виключення появи коронних розрядів на краях обкладок необхідно, щоб напруга появи коронних розрядів була меншою, ніж напруга між обкладками ΔU_i при робочій напрузі

$$\Delta U_{iроб} = U_{роб}\left(\frac{\ln\dfrac{r}{r_{i+1}}}{l_i}\right)\cdot\frac{1}{\sum\limits_{i+1}^{n}\dfrac{\ln\dfrac{r_i}{r_{i+1}}}{l_i}}, \tag{6.106}$$

де

$$U_{роб} = 1{,}1\cdot\frac{U_{ном}}{\sqrt{3}}. \tag{6.107}$$

Напругу появи коронних розрядів можна розрахувати за формулою [2]:

$$U_{кі} = K_n\sqrt{r_i - r_{i+1}}, \qquad (6.108)$$

де K_n — коефіцієнт, що залежить від характеру обкладок та оточуючого їх діелектрика: K_n = 51 кВ/м$^{0.5}$ — у повітрі при металевих обкладках; K_n = 70 кВ/м$^{0.5}$ — у повітрі при напівпровідних обкладках; K_n = 165 кВ/м$^{0.5}$ — в маслі при будь-яких обкладках.

Радіальну складову електричного поля можемо визначити також за формулою (6.33):

$$E_{ri} = \frac{\Delta U_i}{r_{i+1}\ln\dfrac{r_i}{r_{i+1}}}.$$

Якщо умови $E_{ri} \leqslant E_{rдоп}$ та $\Delta U_i \leqslant U_к$ не виконуються, то розрахунок остова необхідно повторити, зменшивши середню товщину шару δ і збільшивши, таким чином, загальне число шарів.

Для координації зовнішньої ізоляції вводу за повітряною і масляною частинами необхідно відповідним чином вибрати довжини уступів у масляній ($l_{уст.м}$) і повітряній ($l_{уст.п}$) частинах вводу. Допустиму аксіальну напруженість уздовж повітряного кінця остова ізолятора при розрахунковій напрузі можна прийняти $E_{ап}$ = (0,4—0,5) МВ/м, а граничну — за (6.67). Аналогічно для масляного кінця вводу $E_{ам}$ = = (0,8—1,0) МВ/м, а гранична напруженість розраховується за (6.63).

Якщо наведена аксіальна складова поля для будь-якої обкладки

$$E_{ai} = \frac{\Delta U_i}{l_{уст}}, \qquad (6.109)$$

де $l_{уст} = l_{уст.п} + l_{уст.м}$, тоді падіння напруги між двома обкладками:

$$E_a l_{уст} = l_{уст.п}\cdot E_{ап} = l_{уст.м}\cdot E_{ам}, \qquad (6.110)$$

і, відповідно,

$$l_{уст.м} = \frac{l_{уст}}{1 + \dfrac{E_{ам}}{E_{ап}}}, \qquad (6.111)$$

а $\dfrac{1}{E_a} = \dfrac{1}{E_{ап}} + \dfrac{1}{E_{ам}}$ (див. також (6.24)).

Оскільки $E_{ам}/E_{ап} \approx 2$, то довжини уступів у масляному і повітряному кінцях остова ізолятора можна приблизно визначити за такими формулами:

$$l_{\text{уст.м}} = \frac{1}{3} l_{\text{уст}};\quad l_{\text{уст.п}} = \frac{2}{3} l_{\text{уст}}. \qquad (6.112)$$

Розглянута конструкція високовольтного вводу з твердою ізоляцією і конденсаторними обкладками має як переваги, так і недоліки. Серед переваг, як уже відзначалося, можна виділити простоту виготовлення, високий ступінь регулювання розподілу електричних полів в об'ємі діелектрика, невеликі габаритні розміри, високу механічну міцність, можливість експлуатації без фарфорових покришок.

Серед недоліків, властивих таким конструкціям, слід звернути увагу на такі:

можлива теплова нестійкість, що може виникнути в результаті значно більших (у порівнянні з паперово-масляною ізоляцією) діелектричних втрат в ізоляції,

висока гігроскопічність діелектрика, що призводить до його зволоження і неконтрольованого зростання $\mathrm{tg}\delta$, зниження напруги появи корони і поверхневих розрядів.

В основному названі недоліки обумовлені характеристиками застосовуваних ізоляційних матеріалів. Використання нових типів діелектриків дозволить значно підвищити робочу напругу ізоляторів даного типу при збереженні всіх позитивних його якостей.

6.4. Розрахунок стійкості прохідних ізоляторів до теплового пробою

Тепловий розрахунок прохідних ізоляторів різних типів має ряд особливостей, що визначаються їх конструкцією, напрямками конвекційних потоків, умовами охолодження та рядом інших факторів. У зв'язку з цим для спрощення розрахунків може бути прийнятий ряд допущень.

Для прохідних ізоляторів з повітряною порожниною звичайно нехтують тепловиділенням у повітряному шарі та фарфоровій покришці, а припускають, що все тепло виділяється в струмопровідному стрижні.

При розрахунку ізолятора з ізоляцією маслобар'єрного типу в першому наближенні не враховують наявність бакелітових бар'єрів, а вважають, що порожнина між струмоведучим стрижнем і середнім фланцем складається з паперового підмотування на стрижні й масла. Це пов'язано з тим, що між бар'єрами в масляних каналах спостерігаються складні конвекційні процеси, врахувати які в розрахунках досить складно.

При розрахунку теплової стійкості вводів з паперово-масляною і паперово-бакелітовою ізоляцією звичайно приймають такі допущення:

тепловий потік уздовж осі ізолятора вважають нульовим;

нехтують теплообміном з маслонаповненим апаратом, тобто припускають, що тепловий потік через поверхню, що знаходиться усередині апарата, дорівнює нулю;

припускають, що все тепло віддається в атмосферу через фарфорову покришку повітряного кінця.

Розглянемо розрахунок теплової стійкості вводу з паперово-масляною ізоляцією, який може бути поширений (при виборі відповідних коефіцієнтів і сталих) і на вводи з паперово-бакелітовою ізоляцією.

Для визначення тепловиділення і тепловіддачі ізоляційного остова необхідно розрахувати розподіл температури за радіусом остова $T = f(r)$. Розподіл температури є розв'язком диференціального рівняння теплопровідності, що за наявності внутрішніх джерел тепла має такий вигляд [6]:

$$C\gamma \frac{dT}{dt} = \lambda \nabla^2 T + q, \qquad (6.113)$$

де T — температура, град; t — час, с; C — питома теплоємність, Дж/м·град; γ — питома вага, г/см^3; λ — коефіцієнт теплопровідності, Вт/см·град; q — інтенсивність внутрішніх джерел тепла, Вт/см^3; ∇^2 — оператор Лапласа температурного поля.

Аналітичне розв'язання цього рівняння, навіть якщо розглядати сталий процес, тобто $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, можливе тільки наближене. При $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$ це рівняння набере вигляду:

$$\lambda \mathrm{div} \cdot \mathrm{grad} T + q = 0. \qquad (6.114)$$

З термодинаміки відомо, що в сталому режимі, коли $\frac{\partial T}{\partial t} = 0$, розподіл температур за остовом описується рівнянням (6.114). Проінтегрувавши за об'ємом V, одержимо:

$$\lambda \int_V \mathrm{div} \cdot \mathrm{grad} T \cdot dV + \int_V q dV = 0. \qquad (6.115)$$

Скористаємося відомою теоремою Остроградського—Гаусса, згідно з якою потік вектора $\vec{F}$ через замкнену поверхню S дорів-

нює інтегралу від дивергенції $\vec{F}$, поширеному на об'єм V, укладений у середині поверхні S:

$$\oint_S FdS = \int_V \mathrm{div} F dV.$$

Тоді (6.114) з урахуванням (6.115) можна записати так:

$$\oint_S \mathrm{grad} T dS + \int_V qdV = 0, \qquad (6.116)$$

де $\int_V qdV = P_в$ — виділена в об'ємі V потужність.

При циліндричній симетрії, характерній для ізоляційного остова вводу,

$$S = 2\pi rl;\ \mathrm{grad}T = \frac{dT}{dr};\ V = \pi r^2 l. \qquad (6.117)$$

Оскільки у всіх точках циліндричної поверхні градієнт температури однаковий за значенням ($\mathrm{grad}T = \mathrm{const}$), то (6.116) з урахуванням (6.117) матиме вигляд

$$\lambda \cdot 2\pi rl \cdot \frac{dT}{dr} + P_в = 0, \qquad (6.118)$$

де r — радіус шару ізоляції (зв'язує температуру з радіусом); $P_в = \int_V qdV$ — виділювана потужність у середині об'єму V.

У межах одного шару ізоляції між конденсаторними обкладками вважатимемо $P_в = \mathrm{const}$.

6.4.1. Визначення виділюваної в об'ємі ізоляції потужності

Для шару ізоляції між струмопровідним стрижнем і найближчою обкладкою потужність $P_в$ являє собою потужність, виділювану в стрижні. У першому наближенні її можна визначити як джоулеві втрати від струму, що протікає:

$$P_в = I^2 R,$$

де I — номінальний струм, А; R — опір струмопровідного стрижня, Ом.

Урахування зміни опору струмопровідного стрижня під дією температури дасть уточнені значення втрат:

$$P_в = I^2 R_0 \cdot l(1 + \alpha T_c), \qquad (6.119)$$

де R_0 — опір одного погонного метра стрижня при температурі 0 °С, Ом/м; T_c — температура стрижня; α — температурний коефіцієнт опору матеріалу стрижня (для міді α = 0,0042).

Для всіх наступних шарів ізоляції втрати будуть складатися з втрат у струмопровідному стрижні і діелектричних втрат в ізоляції шару:

$$P_{ві+1} = P_{ві} + \Delta P_{ві}, \qquad (6.120)$$

де $\Delta P_{в_i}$ — потужність, виділювана в попередньому шарі ізоляції:

$$\Delta P_{ві} = \Delta U_i^2 \omega C_i \mathrm{tg}\delta_i, \qquad (6.121)$$

де ΔU_i^2 — спадання напруги в даному шарі; C_i — ємність шару; ω — кутова частота; $\mathrm{tg}\delta_i$ — тангенс кута діелектричних втрат i-го шару.

У першому наближенні можна обмежитися формулою (6.121), підставивши значення $\mathrm{tg}\delta_i$ ізоляції для температури 20 °С. Для більш точного врахування впливу температури на діелектричні втрати можна використовувати таку залежність втрат від температури:

$$\mathrm{tg}\delta_i = \mathrm{tg}\delta_0 e^{m(T_i - T_0)}, \qquad (6.122)$$

де $\mathrm{tg}\delta_i$ — $0{,}5\cdot10^{-2}$; $m = 2\cdot10^{-2}$ 1/град — для паперово-масляної ізоляції; $\mathrm{tg}\delta_0$ — $1\cdot10^{-2}$; $m = 0{,}04$ 1/град — для бакелітової ізоляції; T_0 — температура, при якій отримані значення $\mathrm{tg}\delta_0$ (звичайно 20 °С).

6.4.2. Визначення розподілу температури в ізоляційному остові

З (6.118) можемо одержати

$$dT = -\frac{P_B}{2\pi \cdot l \cdot \lambda} \cdot \frac{dr}{r}. \qquad (6.123)$$

Після інтегрування (6.123) у межах одного шару ізоляції матимемо:

$$\Delta T_i = \int_{T_i}^{T_i+1} dT = -\frac{P_{ві}}{2\pi l \lambda} \int_{r_i}^{r_i+1} \frac{dr}{r},$$

$$\Delta T_i = T_{i+1} - T_i = -\frac{P_{ві}}{2\pi l_i \lambda} \ln \frac{r_{i+1}}{r_i}. \qquad (6.124)$$

Знак мінус говорить про те, що температура зменшується при збільшенні радіуса.

Коефіцієнт теплопровідності можна прийняти:

— для паперово-масляної ізоляції $\lambda = 2\cdot10^{-3}$ Вт/см·град;

— для трансформаторного масла $\lambda = 10^{-2}$ Вт/см·град;

— для паперово-бакелітової ізоляції $\lambda = 2{,}5\cdot10^{-3}$ Вт/см·град.

Використовуючи (6.121), (6.122), (6.124), можемо розрахувати перепад температур на кожному прошарку ізоляції, а також у маслі та фарфоровому тілі ізолятора і визначити температуру поверхні ізолятора.

6.4.3. Визначення тепловіддачі з поверхні вводу в оточуюче середовище

Тепловіддача із зовнішньої поверхні вводу приблизно може бути визначена відповідно до формули Ньютона:

$$P_0 = K_т \cdot S_п (T_i - T_0), \qquad (6.125)$$

де T_i — температура поверхні ізоляції; T_0 — температура оточуючого середовища (для вводів приймається $T_0 = 35$ °С); $S_п$ — площа кільцевої зовнішньої поверхні ізоляції вводу; $K_т$ — коефіцієнт тепловіддачі.

Коефіцієнт тепловіддачі можна прийняти:

для гладкої поверхні фарфору чи паперу в повітрі $K_т = 10^{-3}$ Вт/см^2× ×град;

для фарфору з урахуванням поверхні ребер $K_т = 2 \cdot 10^{-3}$ Вт/см^2× ×град.

Наведені вище співвідношення дозволяють розрахувати потужність, що відводиться, при різних заданих температурах стрижня, і таким чином, визначити стійкість вводу до теплового пробою. Оскільки інтенсивність внутрішніх джерел тепла q — це складна функція температури і напруженості електричного поля, які є змінними в просторі та часі, то інтегрування диференціального рівняння (6.113) у загальному випадку ускладнене. Тому при аналізі теплової стійкості вводів розглядають тільки постійний розподіл температури, приймаючи $\frac{dT}{dt} = 0$.

Розподіл температури визначають для різних граничних умов, зокрема для різних значень температури струмопровідного стрижня $T_с$, й обчислюють загальну потужність $P_в$, яка виділяється усередині вводу, і потужність P_0, що відводиться від вводу через поверхню фарфорової покришки повітряного кінця в оточуюче середовище, тобто обчислюють залежності $P_в = f(T_с)$ та $P_0 = f(T_с)$ для різних температур стрижня.

На основі проведених розрахунків можуть бути побудовані графіки $P_в = f(T_с)$ і $P_0 = f(T_с)$, як показано на рис. 6.10. Якщо графіки цих залежностей перетинаються, то точка перетину, що відповідає рівності виділюваної в об'ємі ізоляції та відведеної з поверхні потужності

$$P_в = P_0, \qquad (6.126)$$

є точкою стійкої теплової рівноваги вводу (точка A на рис. 6.10).

Точка B на рис. 6.10 характеризує точку теплової рівноваги, але нестійкої рівноваги, яка можлива тільки теоретично.

Якщо ж графіки не перетинаються при жодній температурі стрижня T_c, тобто завжди

$$P_в > P_c, \qquad (6.127)$$

то теплова рівновага неможлива і має місце тепловий пробій вводу.

За відсутності стійкої теплової рівноваги необхідно зробити зміни в конструкції ізоляції вводу, після чого вдруге виконати розрахунок його теплової стійкості. Серед засобів, що дозволяють підвищити стійкість ізолятора, можна виділити такі:

— збільшення площі перерізу струмопровідного стрижня;

— збільшення кількості шарів конденсаторних обкладок при одночасному зниженні напруги на них;

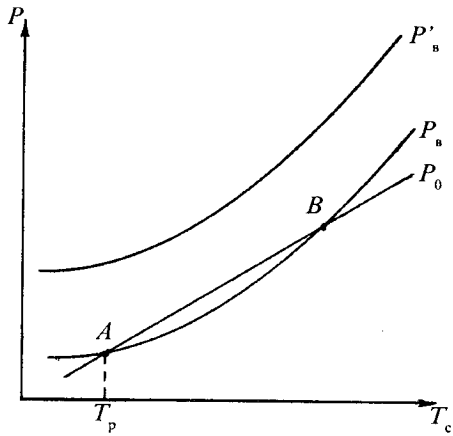


Рис. 6.10. Графіки залежності потужності від температури стрижня.

— використання ізоляції кращої якості з меншим значенням tgδ. Для цього можна, наприклад, просочити папір високоякісним мінеральним маслом, що має менші діелектричні втрати.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Охарактеризуйте конструкцію прохідного ізолятора з точки зору розподілення електричного поля.
2. Як класифікуються прохідні ізолятори залежно від типу внутрішньої ізоляції та в яких діапазонах робочих напруг рекомендована їх експлуатація?
3. З яких етапів складається розрахунок прохідного ізолятора?
4. Як розрахувати довжину повітряних та масляних кінців фарфорових покришок вводу?
5. У чому полягає різниця в розрахунку ізоляції прохідного ізолятора з суцільним діелектриком та такого ж ізолятора з суцільним діелектриком та повітряною порожниною?
6. У чому полягає спосіб регулювання розподілення електричного поля за допомогою конденсаторних обкладок?

7. Що таке прохідний ізолятор з ізоляцією маслобар'єрного типу? Які основні принципи закладені в розрахунок конденсаторних обкладок для таких ізоляторів?
8. Що являє собою паперово-масляна ізоляція з конденсаторними обкладками? Які умови розрахунку геометричних розмірів обкладок ви знаєте?
9. Чим викликані обмеження робочої напруги прохідного ізолятора з твердою ізоляцією та конденсаторними обкладками? Які основні принципи покладені у розрахунок конденсаторних обкладок такої ізоляції?
10. Сформулюйте основні етапи розрахунку теплової стійкості вводу з паперово-масляною ізоляцією.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Справочник по электрическим аппаратам высокого напряжения* /Под ред. В. В. Афанасьева. — Л.: Энергоатомиздат, 1987.
2. *Дмитриевский В. С.* Расчет и конструирование электрической изоляции: Учеб. пособие для вузов. — М.: Энергоиздат, 1981.
3. *Скапави Г. И.* Физика диэлектриков (область сильных полей). — М.: Гос. изд-во физ.-мат. лит-ры, 1958.
4. *Грейсух М. А., Кучинский Г. С., Каплан Д. А., Мессерман Г. Т.* Бумажно-масляная изоляция в высоковольтных конструкциях. — М.-Л.: Госэнергоиздат, 1963.
5. *Шведова Л. Д.* Расчет маслонаполненных вводов. — М.: ВЗЭИ, 1963.
6. *Залеский А. М., Бачурин Н. И.* Изоляция аппаратов высокого напряжения. — М.-Л.: Госэнергоиздат, 1961.
7. *ГОСТ 1516.1-76.* Электрооборудование переменного тока на напряжение от 3 до 500 кВ. Требования к электрической прочности изоляции.

Глава 7
СИЛОВІ ЕЛЕКТРИЧНІ КОНДЕНСАТОРИ ВИСОКОЇ НАПРУГИ

(В. В. Рудаков)

7.1. Роль силових високовольтних конденсаторів (СВК) у техніці високих напруг (ТВН)

Високовольтні електричні конденсатори займають особливе місце в розвитку техніки високих напруг завдяки таким основним особливостям [1—3]:

1) СВК здатні накопичувати електричну енергію і зберігати її тривалий час (кілька годин) чи, навпаки, віддавати її за дуже короткий проміжок часу (одиниці наносекунд);

2) пропускати високочастотні складові електричного струму;

3) компенсувати індуктивну складову реактивної енергії змінного електричного струму.

Ці особливості сприяли дуже широкому застосуванню СВК у ТВН, наприклад:

— у складі батарей конденсаторів поперечної і поздовжньої компенсації реактивної потужності в лініях електропередач;

— для компенсації реактивної потужності на підстанціях потужних споживачів електричної енергії;

— як конденсатори зв'язку на ЛЕП;

— у складі електротермічних високовольтних технологічних установок (наприклад, індукційних електропечей, установок для загартування поверхні валів двигунів та ін.);

— у складі високовольтних імпульсних установок (наприклад, у схемах генератора імпульсів напруги Аркадієва—Маркса, генераторів імпульсів струму, формуючих ліній, імпульсних джерел обробки харчових продуктів, лазерів, прискорювачів, різних технологічних установках типу магніто-імпульсної та електрогідравлічної обробки матеріалів, електрофільтрів для очищення газів, для дроблення різних твердих матеріалів від гірських порід до каменів в органах живого організму та ін.);

— у складі ємнісних і змішаних дільників напруги для вимірювання високих напруг і струмів;

— для цілей потужної силової електроніки.

Розвиток й удосконалення традиційних різноманітних форм застосування конденсаторів, поява нових напрямків є однією з причин написання даної глави.

Другою основною причиною є й така. СВК належать до групи електроустаткування ТВН (поряд з високовольтними трансформаторами, кабелями, електромашинами тощо), ізоляція якого входить до класу внутрішньої ізоляції. При цьому робочі напруженості електричного поля в ізоляції СВК набагато перевищують відповідні рівні напруженості електричного поля інших типів устаткування. Разом з тим для конструкцій конденсаторів характерна робота ізоляції як у різконеоднорідних електричних полях, так і в слабконеоднорідних. Це й обумовлює постійний інтерес до дослідження та розробки СВК.

7.2. Класифікація конденсаторів і застосовувані матеріали

7.2.1. Типи конденсаторів

Силові конденсатори класифікуються відповідно до їх функціонального призначення за родом напруги і конструктивним виконанням.

За ***родом напруги*** розрізняють конденсатори, призначені для роботи на змінній напрузі (синусоїдальної і несинусоїдальної форми) промислової і підвищеної частоти, за пульсуючої напруги, в імпульсних режимах.

За ***конструктивним виконанням*** виділяють конденсатори з паперовим, плівковим і комбінованим діелектриком; металізованими і фольговими (схованими і виступаючими) обкладками; з вбудованими плавкими запобіжниками і без запобіжників; з металевими і неметалевими корпусами прямокутної і непрямокутної форми [1].

Силові конденсатори з фольговими обкладками складаються із секцій, в основному, рулонного типу [2]. Їх намотують на спеціальних верстатах або на циліндричне оправлення і після зняття з оправлення сплющують — одержують спірально намотану плоско пресовану секцію (рис. 7.1), або намотують на твердий циліндричний каркас з ізоляційного матеріалу — одержують циліндричну секцію. Залежно від номінальної напруги та ємності (реактивної потужності) конденсатора секції можуть з'єднуватися або паралельно, або послідовно, або мати змішане паралельно-послідовне з'єднання (рис. 7.2).

У деяких конденсаторах з паралельним з'єднанням секцій останні підключені через індивідуальні плавкі запобіжники, що забезпечує працездатність конденсатора навіть після пробою декількох секцій і перегоряння їхніх запобіжників.

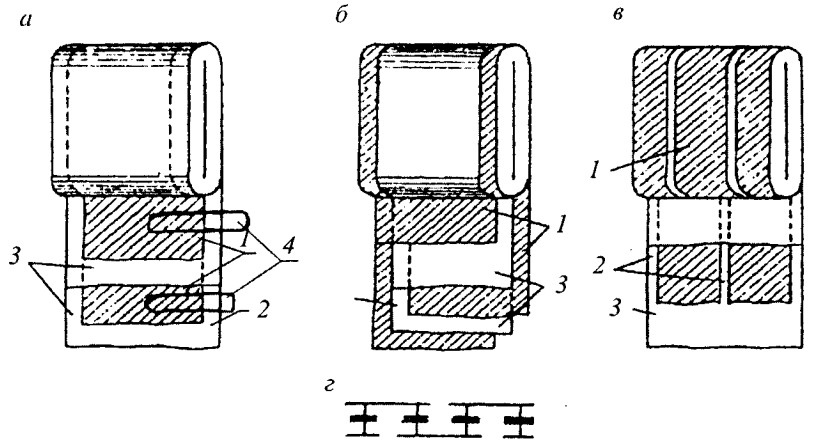


Рис. 7.1. Ескіз рулонної секції: *а* — зі схованою фольгою; *б* — з виступаючою фольгою; *в* — із проміжною «сліпою» фольгою (*1* — обкладка з алюмінієвої фольги; *2* — закрайка; *3* — ізоляція; *4* — вкладний вивід); *г* — електрична схема секції з проміжною фольгою.

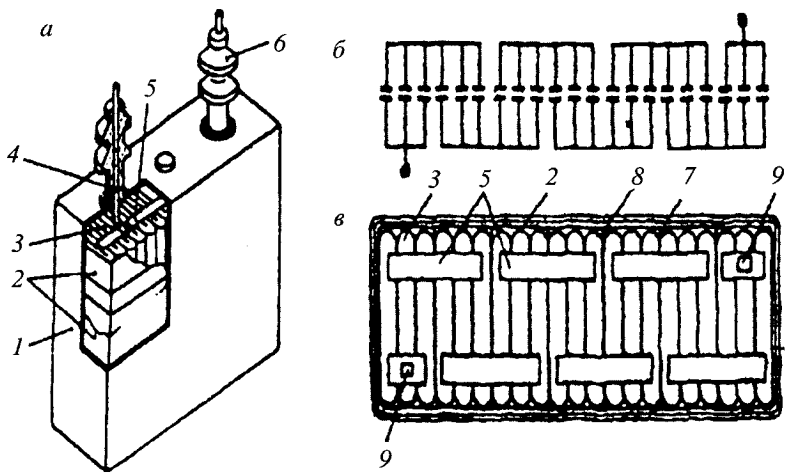


Рис. 7.2. Пристрій силового конденсатора на 6,3 кВ [3]: *а* — зовнішній вигляд конденсатора; *б* — електрична схема з'єднання; *в* — ескіз пакета секцій; *1* — корпус; *2* — ізоляція пакета; *3* — секція; *4* — вивід; *5* — перемичка; *6* — ізолятор; *7* — корпусна ізоляція; *8* — ізоляційна прокладка між групами секцій; *9* — місце пайки відводів.

Секції виконуються або зі схованою (див. рис. 7.1,*а*), або з виступаючою (рис. 7.1,*б*) фольгою. Конструкцію секції з виступаючою фольгою застосовують для поліпшення тепловідведення, а в деяких випадках — для зменшення індуктивності секцій. Для того щоб створити секцію на більшу напругу, застосовують конструкцію зі «сліпою» фольгою, при цьому секція складається з декількох підсекцій, з'єднаних послідовно, а виводи мають тільки перша й остання фольга крайніх секцій (рис. 7.1,*в,г*).

Відповідним чином з'єднані секції утворюють пакет, що має в силових конденсаторах найчастіше форму прямокутного паралелепіпеда. Пакет секцій вміщують у прямокутний циліндричний корпус з металу або із ізоляційного матеріалу (див. рис. 7.2). Після проходження циклу вакуумного сушіння і просочення конденсатори герметизують для виключення потрапляння в ізоляцію повітря і вологи з оточуючого середовища.

Останнім часом унаслідок прогресу в розробці та випуску металізованих конденсаторів низької напруги з'явилися конденсатори високої напруги до 6,3 кВ [4]. Конденсатори, як правило, виготовляють з рулонними циліндричними секціями, виконаними з металізованого діелектрика з виступаючими обкладками.

7.2.2. Характеристики матеріалів, які застосовують у конденсаторах

Ізоляційні матеріали. У секціях конденсаторів як діелектрик використовують конденсаторний папір, просочений рідким діелектриком, і полімерні плівки [1—3, 5—7]. Поряд з папером середньої якості типу КОН з щільністю 1000 та 1200 кг/м^3, тангенсом кута діелектричних втрат tgδ при 100 °С 0,0026 і кількістю струмопровідних включень (СПВ) до 200 на 1 м^2, застосовують папір зі зменшеними діелектричними втратами МКОН, у тому числі зі зниженою щільністю 800 кг/м^3, з підвищеною електричною міцністю і зниженою кількістю СПВ до 40 на 1 м^2 — типу СКОН, МКОН, ЕМКОН (tgδ становить до 0,0012—0,0016). Конденсаторні папери випускають завтовшки від 4 до 30 мкм.

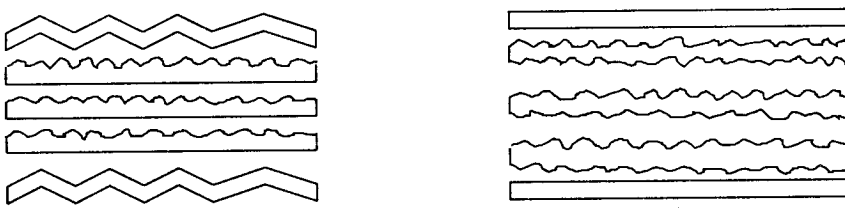
Для імпульсних конденсаторів доцільне застосування паперу підвищеної щільності, наприклад, КОН-3М, що має щільність 1350 кг/м^3.

З полімерних плівок для конденсаторів промислової та підвищеної частоти застосовують поліпропіленову плівку (відносна діелектрична проникність становить $\varepsilon_r = 2{,}25$; щільність 920 кг/м^3, $tg\delta = (2 \div 3) \cdot 10^{-4}$), для імпульсних конденсаторів — поліетиленте-

рефталатну (лавсанову) (з ε_r = 3,2; щільністю 1400 кг/м^3; tgδ змінюється від $(3\div4)\cdot10^{-3}$ при частоті 50 Гц до $2\cdot10^{-2}$ при частоті 10^6 Гц), полівініліденфторидну плівку, що має ε_r = 10—12, щільність 1800 кг/м^3, tgδ на відповідних частотах становить від 0,012 до 0,22.

Полімерні плівки мають високу електричну міцність (при напрузі промислової частоти вона становить $E_{пр}$ = 160—190 кВ/мм і при постійній напрузі $E_{пр}$ = 600—800 кВ/мм), достатню термостійкість (температура плавлення близько 170 °С) і механічну міцність, сумісні з рідкими діелектриками, які застосовуються в конденсаторобудуванні. Однак для поліетилентерефталатної плівки і полівініліденфторидної (з підвищеною діелектричною проникністю (10—12)ε_0) властиві значні діелектричні втрати, особливо при підвищеній частоті. Тому ці плівки застосовуються тільки в імпульсних конденсаторах, що працюють у режимі рідко повторюваних імпульсів.

У силових конденсаторах змінної напруги й імпульсних з великою частотою проходження імпульсів найчастіше використовують поліпропіленову двоосноорієнтовану плівку. Плівку для поліпшення якості просочення виконують одно- чи двосторонньошорсткуватою, фольгові обкладки гофрують (рис. 7.3) [5].



а *б*

Рис. 7.3. Розташування шарів у чистоплівковому діелектрику: *а* — з гофрованою фольгою й односторонньошорсткуватою плівкою; *б* — з гладкою фольгою і двосторонньошорсткуватою плівкою.

Шорсткість плівки може бути вимірювана щупом дуже малого діаметра й оцінюється за допомогою середнього арифметичного шорсткості R_a (табл. 7.1).

Таблиця 7.1

Шорсткість плівки

Ступінь шорсткості	Глибина рельєфу поверхні, мкм	R_a, мкм
Гладка	0,05—0,07	—
Злегка шорсткувата	0,1—0,15	0,13
Шорсткувата	0,30—0,60	0,45

Рідше застосовують комбіновану паперово-плівкову ізоляцію, у якій шари конденсаторного паперу перемежовуються з шарами полімерної плівки. Папір використовується як гніт, що втягує просочуючу рідину в прошарки між плівками та забезпечує гарне просочення без газових включень в ізоляції.

Для імпульсних конденсаторів, що формують імпульси з малою частотою слідування, кращі питомі характеристики досягнуті на просоченій паперовій ізоляції та паперово-плівковій. З рідких діелектриків (табл. 7.2) в основному застосовують конденсаторне (нафтове) масло, дибутилфталат, фенілксилілетан (для конденсаторів змінного струму), касторову олію (для імпульсних конденсаторів).

Таблиця 7.2

Основні характеристики рідких діелектриків

Найменування	Щільність при 20 °С, т/м^3	В'язкість при 20 °С, $\times10^{-6}$, м^2/с	Температура застигання, °С	ε_r, при 20 °С	tgδ, при 100 °С, $\times10^{-3}$	Питома провідність γ_v, при 100 °С, 1/(Ом · м)
Трансформаторне масло Т-750	0,895	8	–55	2,3	6	10^{-10}—10^{-11}
Конденсаторне масло	0,860	32	–45	2,3	0,2—0,8	10^{-12}—10^{-13}
Трихлордифеніл*	1,38	70	–19	5,9	10—20	10^{-10}
Дибутилфталат	1,03	67	–50	6,5	30	10^{-10}—10^{-9}
Фенілксилілетан	0,99	6,5	–50	2,65	8	10^{-11}
Касторова олія	0,96	800	–26	4,5	60	10^{-9}

* Використовувався до 1985 р. Вилучений через екологічну небезпеку.

Матеріали обкладок. Як електроди в секціях використовують алюмінієву фольгу завтовшки 5—40 мкм [6]. Фольга більшої товщини (15—40 мкм) застосовується в конденсаторах, що працюють при високій частоті та великих струмах. Останнім часом проводяться дослідження зі створення високовольтних конденсаторів, де як обкладки використовують шар металу (цинку й алюмінію), нанесений на поверхню стрічки паперу або плівки [4, 7]. Типові конструкції секцій наведені на рис. 7.4. Секції з металізованим діелектриком мають властивість самовідновлення: у місці пробою відбувається руйнування шару металу і відновлення електричної міцності. Одночасно цей процес супроводжується деяким зменшенням ємності секції через вигоряння визначеної площі електродів.

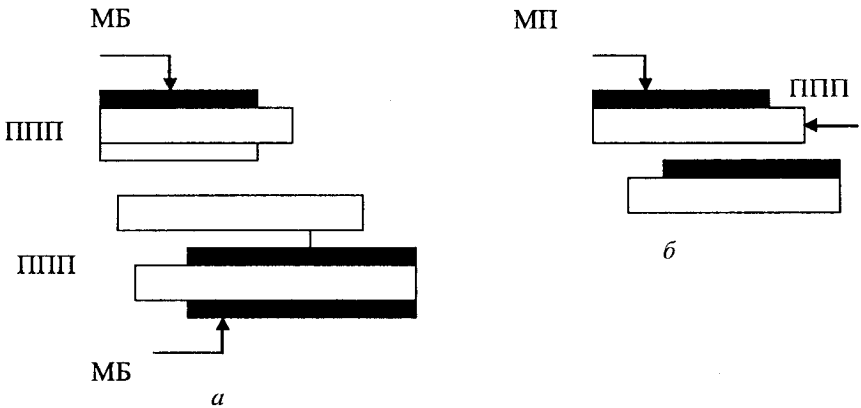


Рис. 7.4. Конструкції ізоляції металізованих секцій: *а* — металізована обкладка (МБ) виконана з папера, металізованого з двох сторін, між обкладками знаходиться поліпропілен (ППП); *б* — одностороннє металізований поліпропілен (МП), де шар поліпропілену виконує також роль ізоляції.

Найбільш ефективною дія цього механізму стає при товщині напиляного шару металу близько 300 А (або 0,0003 мкм). При цьому поверхневий опір обкладки на одиницю площі становить від 2,5 до 6 Ом. Секції конденсаторів високої напруги просочуються діелектричними рідинами (мінеральною, касторовою, силіконовою, діоктилфталатом та ін.), у деяких випадках заповнюються інертними газами під тиском (азот, елегаз).

Через здатність самовідновлюватися металізовані конденсатори мають більш високі робочі напруженості електричного поля (питомі характеристики), ніж фольгові. Однак необхідність збільшення товщини діелектрика із зростанням номінальної напруги, а також обмеження за значенням струму, що пропускається, створюють технічні труднощі виготовлення конденсаторів на номінальну напругу більш ніж одиниці кіловольт.

7.3. Сильні електричні поля в конденсаторах

7.3.1. Розрахунок електричного поля в конденсаторних конструкціях

Характеристика слабконеоднорідних електричних полів. Для правильного розуміння фізичних процесів у конденсаторах необхідно проаналізувати характер розподілу електричного поля. Для

конструкцій секцій конденсаторів, розглянутих у підрозділі 7.2, характерні три основних типи електричних полів:

— однорідне під обкладками;

— слабконеоднорідне поблизу складок і гладких включень під обкладками;

— різконеоднорідне біля краю обкладок і крайок включень з гострими межами.

Основною характеристикою електричного поля конденсатора є робоча напруженість електричного поля

$$E_{\text{р}} = \frac{U_{\text{с}}}{d}, \tag{7.1}$$

де $U_{\text{с}}$ — напруга, прикладена до секції; d — товщина ізоляції секції.

Для однорідної ізоляції під обкладками $E_{\text{р}}$ збігається з розрахунковою напруженістю для випадку однорідного поля.

Для трикомпонентної системи ізоляції в області однорідного поля, що складається з послідовно розташованих шарів паперу, плівки і просочувальної рідини (рис. 7.5), розрахунок напруженості при змінній напрузі в компонентах (клітковині $E_{\text{к}}$, плівці $E_{\text{п}}$ та просочувальній рідині $E_{\text{рід}}$) пов'язаний з середньою напруженістю поля $E_{\text{рід}}$ такими співвідношеннями:

$$E_{\text{к}} = \frac{d}{\varepsilon_{\text{к}}\sigma_{\varepsilon}} E_{\text{р}}; \tag{7.2}$$

$$E_{\text{п}} = \frac{d}{\varepsilon_{\text{п}}\sigma_{\varepsilon}} E_{\text{р}}; \tag{7.3}$$

$$E_{\text{рід}} = \frac{d}{\varepsilon_{\text{рід}}\sigma_{\varepsilon}} E_{\text{р}}. \tag{7.4}$$

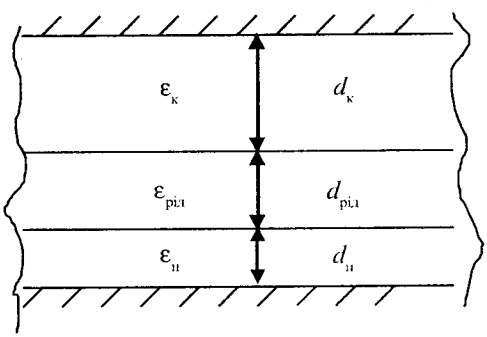


Рис. 7.5. Трикомпонентна система ізоляції в однорідному полі.

де $\sigma_{\varepsilon} = d_{\text{к}}/\varepsilon_{\text{к}} + d_{\text{п}}/\varepsilon_{\text{п}} + d_{\text{рід}}/\varepsilon_{\text{рід}}$; $\varepsilon_{\text{к}}$, $\varepsilon_{\text{п}}$, $\varepsilon_{\text{рід}}$ і $d_{\text{к}}$, $d_{\text{п}}$, $d_{\text{рід}}$ — відповідно діелектричні проникності та товщини шарів клітковини, плівки і просочувальної рідини. При $\varepsilon_{\text{рід}} < \varepsilon_{\text{к}}$ у просочуваному паперовому діелектрику при змінній напрузі найбільша напруженість виникає в просочувальній рідині. У цьому випадку із зростанням щільності паперу

напруженість у рідкому діелектрику збільшується. Для неполярної плівки $\varepsilon_п < \varepsilon_к$ та $\varepsilon_п < \varepsilon_{рід}$, і тому найбільша напруженість з'являється в шарах плівкового діелектрика.

Напруженість в області слабконеоднорідного поля, зумовленого формою реальних складок і включень з великим радіусом R заокруглень ($R \geqslant d$), близька до напруженості для однорідного поля, а для менших радіусів, порівнянних з товщиною шару компонента діелектрика, може зростати не більш ніж у 1,5—3 рази.

Розрахунок різконеоднорідних полів. Для оцінки напруженості для різконеоднорідного електричного поля біля краю обкладки розглянемо типову модель краю обкладки (для зручності аналізу з однорідним діелектриком), яка зображена на рис. 7.6 [8].

Розрахунок поля типової моделі краю обкладки, зображеної на рис. 7.6,*а*, проведений методом конформних перетворень для варіанта з симетричною формою краю ($A_3A_4 = A_4A_5$). Кінцевою метою розрахунку є визначення апроксимуючих формул для напруженості електричного поля поблизу гострих крайок електродів.

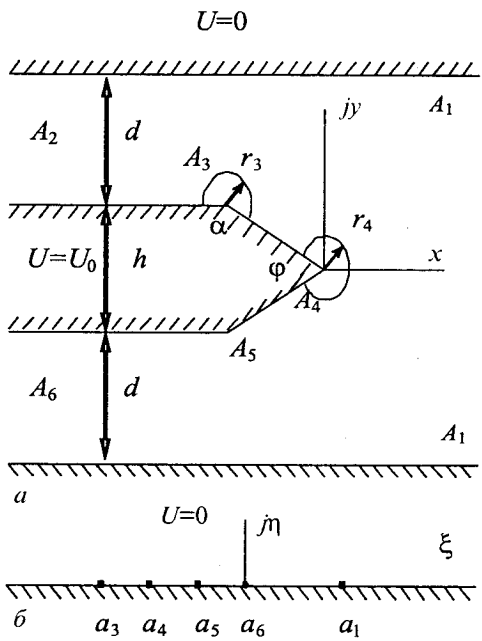


Рис. 7.6. Типова модель краю обкладки (*а*) та верхня напівплощина, яка відображається на неї (*б*).

Верхня напівплощина $t = \xi + j\eta$ (рис. 7.6,*б*) відображається на внутрішню ділянку z ($z = x + jy$) багатокутника $A_1 - A_6$ (рис. 7.6,*а*) за допомогою перетворення Кристоффеля—Шварца:

$$\frac{dz}{dt} = C\frac{(t-a_3)^{0.5\varphi}(t-a_5)^{0.5\varphi}(t-a_4)^{1-\varphi}}{(t-a_6)(t-a_1)}. \qquad (7.5)$$

У формулі (7.5) і наступних кут φ береться в частках від π. Точки $a_1 - a_6$ на напівплощині t відповідають точкам $A_1 \div A_6$ на площині z, причому дві точки $a_4 = -1$, $a_6 = 0$ вибрані довільно. Точку a_2 прийма-

ємо розташованою в нескінченності. Точку a_1 визначимо з фізичних уявлень. Силова лінія, що виходить з вершини A_4, у площині z закінчується на нескінченності, тобто у вершині A_1. Силові лінії в площині t матимуть вигляд кіл з центром у точці a_6. Тому $|a_4| = a_1 = 1$.

Складемо рівняння для визначення постійних a_3, a_5, C. Обхід точки a_2 по нескінченно великому радіусу R ($t = Re^{j\psi}$) дає таке рівняння:

$$-jd = C\int_0^{\pi} jd\psi, \tag{7.6}$$

звідки $C = -d/\pi$.

Обходячи точку a_6 по нескінченно малому радіусу ρ, одержуємо:

$$\int_{-0,5jh}^{-0,5jh-jd} dz = -\frac{d}{\pi}\int_{\pi}^{0} \frac{(a_3a_5)^{0,5\varphi}}{\rho e^{-j\psi}} \rho e^{j\psi} d\psi, \tag{7.7}$$

звідки

$$a_3a_5 = 1. \tag{7.8}$$

Обхід точки a_1 по нескінченно малому радіусу приводить до такого рівняння:

$$a_3 + a_5 = 2 - \left[\frac{2+\gamma}{2^{(1-\varphi)}}\right]^{\frac{2}{\varphi}}. \tag{7.9}$$

Розв'язаннями рівнянь (7.8) і (7.9) є такі вирази:

$$\begin{aligned} |a_3| &= A + \sqrt{A^2 - 1}; \\ |a_5| &= A - \sqrt{A^2 - 1}, \end{aligned} \tag{7.10}$$

де $A = 2\left(\frac{\gamma+2}{2}\right)^{\frac{2}{\varphi}} - 1$; $\gamma = h/d$.

Модуль напруженості поля в площині z визначається за формулою:

$$E_z = \left|\frac{dU}{dz}\right| = \left|\frac{dU}{dt}\cdot\frac{dt}{dz}\right| = \left|\frac{U_0}{\pi t}\cdot\frac{dt}{dz}\right| \tag{7.11}$$

або з урахуванням (7.5)

$$E_z = \frac{E_0(t-1)}{(t-a_3)^{0,5\varphi}\cdot(t-a_5)^{0,5\varphi}\cdot(t+1)^{1-\varphi}}, \tag{7.12}$$

де $E_0 = U_0/d$ — напруженість в області однорідного поля (робоча напруженість).

Визначимо напруженість поля біля точки A_3, $t = a_3 + \Delta t$ при $\Delta t \to 0$:

$$E_3 \approx \left|\frac{E_0(a_3-1)}{(\Delta t)^{0,5\varphi}\cdot(a_3-a_5)^{0,5\varphi}\cdot(a_3+1)^{1-\varphi}}\right|. \tag{7.13}$$

Використовуючи рівняння (7.5), знайдемо співвідношення між Δt і відповідним значенням r_3 в області z з точністю до першого порядку малості:

$$\int_{z_3}^{z_3+r_3} dz \approx \left| \frac{d}{\pi} \times \int_{a_3}^{a_3+\Delta t} \frac{(t-a_3)^{0,5\varphi} \cdot (a_3-a_5)^{0,5\varphi} \cdot (a_3+1)^{1-\varphi}}{a_3 \cdot (a_3-1)} dt \right|, \quad (7.14)$$

звідки

$$\Delta t \approx \left| a_3 \cdot \left(\frac{a_3-1}{a_3+1} \right)^{\frac{2-\varphi}{2+\varphi}} \cdot \left[\frac{\pi r_3 (2+\varphi)}{2d} \right]^{\frac{2}{2+\varphi}} \right|. \quad (7.15)$$

Підставляючи (7.15) у рівняння (7.13), одержуємо:

$$E_3 = E_0 \cdot \left[1 - \left(\frac{2+\gamma}{2} \right)^{-\frac{2}{\varphi}} \right]^{\frac{\varphi-2}{2(\varphi+2)}} \Bigg/ \left[\frac{\pi r_3 \cdot (2+\varphi)}{2d} \right]^{\frac{\varphi}{2+\varphi}}. \quad (7.16)$$

Така ж залежність буде і поблизу точки A_5, оскільки модель є симетричною. Відповідно до значення напруженості поля біля точки A_4 після аналогічних перетворень матимемо:

$$E_4 = E_0 \Bigg/ \left\{ \left[\left(\frac{2+\gamma}{2} \right)^{\frac{2}{\varphi}} - 1 \right]^{\frac{\varphi}{2(2-\varphi)}} \times \left[\frac{\pi(2-\varphi) r_4}{2d} \right]^{\frac{1-\varphi}{2-\varphi}} \right\}. \quad (7.17)$$

У формулах (7.16) і (7.17) r_3, r_4 — радіуси області ізоляції з підвищеною напруженістю поля з центром у точках A_3 та A_4 відповідно, причому точність розрахунків тим вище, чим менше значення r_3 та r_4. Допустима для розрахунків точність досягається при значеннях r_3 та r_4, що задовольняють такі нерівності:

$$r_3 \leqslant 0{,}1d;\ r_3 \leqslant 0{,}2h;\ r_4 \leqslant 0{,}1d;\ r_4 \leqslant 0{,}2h. \quad (7.18)$$

Аналіз (7.16) і (7.17) показує, що напруженість поля біля вершини A_4 змінюється обернено пропорційно відстані до краю в степені $\varphi/(2+\varphi)$, а біля вершин A_3 та A_5 — у степені $(1-\varphi)/(2-\varphi)$. При малих значеннях φ напруженість електричного поля біля точки A_4 більша, ніж поблизу точки A_3. При великих значеннях φ — навпаки.

Знайдемо кут φ_0, при якому напруженість поля в околах точок A_3 й A_4 може стати теоретично однаковою при $r_3 = r_4 \to 0$. Це можливо за умови рівності показників степеня при r_4 у формулах (7.16) і (7.17), що дає $\varphi_0 = 2/3$.

У загальному випадку φ_0 залежить від значень r_3, r_4, γ, d. Ці значення φ_0 знаходимо з рівності правих частин рівнянь (7.16) і (7.17), якщо припустити, що $r_3 = r_4 = r$.

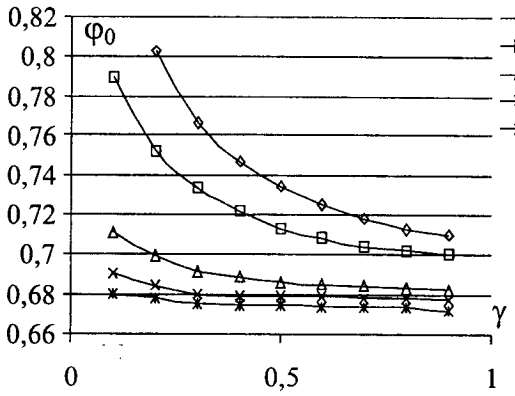


Рис. 7.7. Залежність кута φ_0 від γ.

Значення φ_0 залежно від γ та r/d наведені на рис. 7.7. Аналіз кривих на рис. 7.7 показує, що кут φ_0 є більшим, ніж 2/3, але зі зміною γ та r/d змінюється незначно. Причому зі зменшенням γ і збільшенням r/d значення кута φ_0 зростає. Для співвідношень γ, які дорівнюють 0,1—0,4, і при $r/d \geqslant 5\cdot10^{-3}$, що відповідають реальним конденсаторним конструкціям, значення φ_0 може змінюватися в межах 0,67—0,8. У реальних конструкціях для товщини діелектрика 30—100 мкм відносне значення r/d, для якого становить інтерес визначення напруженості електричного поля, буде 0,01—0,1.

Для окремих випадків $\varphi = 0$, $h = 0$, $\gamma = 0$ — нескінченно тонка обкладка, формула (7.17) перетворюється до вигляду:

$$E_4 = \frac{E_0\sqrt{d}}{\sqrt{\pi r_4}} = \frac{U_0}{\sqrt{\pi r_4 d}}, \qquad (7.19)$$

а при $\varphi = 1$ з (7.16) (край обкладки має форму прямокутника)

$$E_3 = \frac{E_0}{\left[1-\left(\frac{2+\gamma}{2}\right)^{-2}\right]^{1/6}\left[\frac{\pi r_3 3}{2d}\right]^{1/3}} = \frac{U_0}{\sqrt[3]{\frac{3}{2}\pi r_3 d^2}\sqrt{1-\frac{1}{\left(1+\frac{\gamma}{2}\right)^2}}}. \qquad (7.20)$$

Для практичного випадку заводської обрізки фольги, коли край обкладки являє собою скошену форму (рис. 7.8), напруженість електричного поля біля вершини A_4 визначається за формулою, отриманою за методикою, викладеною для попередньої задачі:

$$E_{\Delta z} = \frac{E_0(a_1-1)}{(\Delta z)^{\frac{1-\alpha}{2-\alpha}}\left[(2-\alpha)(1-a_1)(1-a_5)\pi\right]^{\frac{1-\alpha}{2-\alpha}}}. \qquad (7.21)$$

де $E_{\Delta z}$ — напруженість електричного поля на відстані Δz від вершини A_4, $E_0 = U_0/d$, $2+\gamma = (1+\beta^{1-\alpha})^{\alpha}\cdot(1+\beta^{-\alpha})^{1-\alpha}$; $a_1 = a_5 + a_5^{\alpha}(a_5-1)^{1-\alpha}$; $\beta = 1-\dfrac{1}{a_5}$; $\gamma = \dfrac{h}{d}$; а напруженість електричного поля на відстані Δz^* від вершини A_3 визначається за формулою:

$$E_{\Delta z^*} = \frac{E_0 a_1}{\left[\Delta z^{*}\pi(\alpha+1)a_1 a_5\right]^{\alpha/(1+\alpha)}}. \qquad (7.22)$$

Аналіз формул показує, що напруженість електричного поля біля краю обкладки зростає зі збільшенням d пропорційно $\sqrt{d}$ при $h/d \to 0$ (7.19).

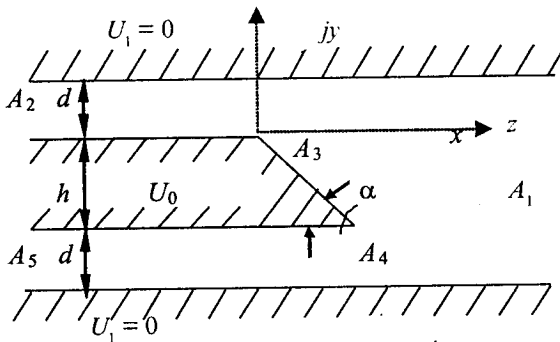


Рис. 7.8. Модель краю обкладки зі скошеним торцем.

Для інших випадків з урахуванням кінцевого значення h напруженість поля зростає пропорційно $d^{0.5+0.33}$ (зі збільшенням α від 0 до 1/2 показник степеня при d зменшується від 0,5 до 0,33).

Розподіл електричного поля біля краю провідного включення з гострим краєм (рис. 7.9) визначається за формулою [10]:

$$E_r = \frac{U_0\sqrt{2}}{\sqrt{\pi r d}}\,\frac{1}{\sqrt{\operatorname{ctg}\dfrac{\pi h}{d}}}. \qquad (7.23)$$

Аналіз формул (7.16, 7.17, 7.19—7.21) показує, що напруженість електричного поля біля гострого краю обкладки при $r < 0{,}1d$ на один і більше порядків перевищує E_p. Тому фізичні процеси руйнування ізоляції протікають насамперед у цих зонах, а вихід з ладу ізоляції в результаті цих процесів одержав у літературі назву «крайовий ефект».

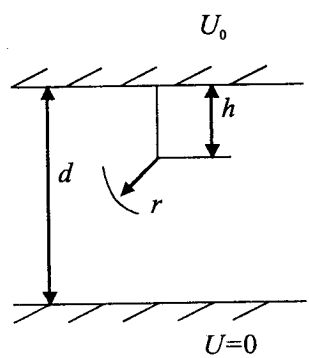


Рис. 7.9. Модель включення з гострим краєм.

7.3.2. Роль «напруженого об'єму» в оцінці ресурсу конденсаторної ізоляції

Поняття «напруженого об'єму». З глави 2 відомо, що в основі процесів руйнування ізоляції лежать декілька фізичних явищ, серед яких основними є часткові розряди в обмежених ділянках ізоляції.

Експериментальні дослідження і досвід експлуатації конденсаторів показують, що вихід з ладу конденсаторів при невеликих робочих напруженостях поля (менших напруженості появи критичних часткових розрядів (ЧР)) обумовлений процесами руйнування ізоляції на краю обкладки, а при великих напруженостях — процесами руйнування ізоляції як на краю обкладки, так і під обкладками [1, 3, 11—12]. У першому випадку основний фактор, що стимулює процеси руйнування, — це характер розподілу електричного поля біля краю обкладки (підтвердженням даного факту є, наприклад, ідентична залежність напруженості електричного поля початкових ЧР від товщини діелектрика), а в другому маємо одночасну дію зазначеного фактора й електричного поля об'ємних зарядів в ізоляції, утворених унаслідок потужних критичних ЧР (у тому числі й під обкладками в місцях з послабленою ізоляцією). Таким чином, руйнування ізоляції відбувається в локальних об'ємах ізоляції з підвищеною напруженістю електричного поля протягом значно більшої частини часу дії напруги (про що свідчить практично незмінність електрофізичних параметрів всієї ізоляції протягом усього часу дії напруги), визначаючи швидкий пробій тієї частини ізоляції, що залишилася між зруйнованим локальним об'ємом ізоляції та протилежним електродом. Визначивши розмір цих локальних об'ємів ізоляції залежно від значення напруги, геометричних параметрів обкладок, можна проводити порівняльну оцінку ресурсів різних конструкцій секцій конденсаторів.

Розглянемо методику визначення розмірів об'ємів ізоляції з підвищеною напруженістю електричного поля, так званих «напружених об'ємів», і проведення порівняльної оцінки термінів служби ізоляції, ґрунтуючись на таких припущеннях.

1. Основною концепцією є положення про обернено пропорційну залежність ресурсу від об'єму ізоляції V [8], у якому напруженість поля має підвищені значення,

$$M \sim \frac{1}{V}, \tag{7.24}$$

де V — так званий «напружений об'єм».

2. «Напружений об'єм» є характеристикою твердої або комбінованої (просоченої рідкими діелектриками) внутрішньої ізоляції конденсаторних конструкцій. У твердій і комбінованій ізоляції при підвищених напруженостях поля внаслідок ЧР та інших процесів руйнування відбуваються необоротні зміни структури діелектрика в «напружених об'ємах». Погіршуються електроізоляційні властивості внутрішньої ізоляції в «напружених об'ємах», що визначає врешті-решт ресурс конденсаторів.

На параметри процесів руйнування, що відбуваються в умовах, коли електричне поле прикладається тривалий час, впливає велика кількість факторів. У випадку пробою при порівняно короткочасній дії поля впливає менша кількість факторів, і тому граничне значення напруженості поля, при якому відбувається повний пробій внутрішньої ізоляції, має більше значення.

Для газової ізоляції поняття «напруженого об'єму» фізично втрачає зміст, оскільки газова ізоляція не втрачає своїх ізоляційних властивостей у локальних об'ємах у процесі тривалої експлуатації під напругою на відміну від твердої внутрішньої ізоляції.

3. Конденсаторні конструкції являють собою протяжні системи електродів (обкладок). Тому «напружений об'єм» з підвищеним значенням напруженості поля характеризується площею поперечного перерізу в напрямку від одного електрода до іншого і довжиною електрода, що створює область неоднорідного поля. Перша складова має фізичний характер, друга — статистичний. При незмінній довжині периметра електродів зміна об'єму ізоляції з підвищеним градієнтом поля (при варіюванні останнього) залежатиме тільки від площі поперечного перерізу цього об'єму. Тому розглядаючи системи протяжних електродів конденсаторів, об'єктом розрахунків умовно приймається об'єм на одиницю довжини контуру електрода, який чисельно дорівнює площі поперечного перерізу цього об'єму в площині, перпендикулярній напрямку довжини контуру.

4. Як величину підвищеного градієнта, що визначає розміри «напруженого об'єму», приймаємо деяке критичне значення $E_{кр}$. Тоді «напружений об'єм» — це такий об'єм ізоляції, у якому напруженість поля перевищує значення $E_{кр}$. Для конденсаторних конструкцій з округленими крайками значення $E_{кр}$ вибирається таким, що дорівнює (0,8—0,95) максимального значення E_{max} на поверхні електродів [9]. Для конденсаторних конструкцій з ламаними крайками, у вершинах яких $E_{max} \to \infty$, значення $E_{кр}$ конкретно не обмовляється. Однак передбачається, що значення $E_{кр}$ не може

бути меншим середньої напруженості в проміжку і більшим короткочасної електричної міцності застосовуваних ізоляційних матеріалів, воно прямо пропорційне значенню короткочасної електричної міцності.

Визначення «напружених об'ємів» біля гострих крайок електродів. Методику визначення «напружених об'ємів» розглянуто на прикладах аналізу розподілу електричного поля типових моделей краю обкладок силових конденсаторів (див. рис. 7.6, 7.8). Область k-го «напруженого об'єму» на одиницю довжини подамо у вигляді колового сектора радіусом r_k з центром у вершині A_k розглянутої моделі й обмеженої контуром поперечного перерізу обкладки. Наприклад, «напружений об'єм» біля вершини A_3 (рис. 7.6) має вид $V = \pi r_3^2(1 + \varphi/2)$, де кут φ визначається в частках π. При цьому r_3 визначається з формули (7.16) у припущенні, що $E_3 = E_{кр}$.

«Напружений об'єм» для вершини A_3

$$V = \frac{d^2\left[1-\left(1+0{,}5\gamma\right)^{-\frac{2}{\varphi}}\right]^{1-\frac{2}{\varphi}}\cdot\left[\frac{E_0}{E_{кр}}\right]^{2+\frac{4}{\varphi}}}{\pi(2+\varphi)}, \qquad (7.25)$$

а для вершини A_4

$$V = \frac{2d^2\left[\left(1+0{,}5\gamma\right)^{\frac{2}{\varphi}}-1\right]^{\frac{\varphi}{\varphi-1}}\left[\frac{E_0}{E_{кр}}\right]^{\frac{4-2\varphi}{1-\varphi}}}{\pi(2-\varphi)}. \qquad (7.26)$$

З урахуванням формул (7.24—7.26) термін служби для моделі краю обкладки за рис. 7.6 залежно від геометричних розмірів і робочої напруженості електричного поля визначається за такими формулами:

при розвитку процесів руйнування ізоляції біля вершини A_3

$$M \sim \pi(2+\varphi)d^{-2}\left[1-(1+0{,}5\gamma)^{-\frac{2}{\varphi}}\right]^{\frac{2}{\varphi}-1}\left[\frac{E_0}{E_{кр}}\right]^{-\left(2+\frac{4}{\varphi}\right)}; \qquad (7.27)$$

при розвитку процесів руйнування ізоляції біля вершини A_4

$$M \sim 0{,}5\pi(2-\varphi)d^{-2}\left[\left(1+0{,}5\gamma\right)^{\frac{2}{\varphi}}-1\right]^{\frac{\varphi}{1-\varphi}}\left[\frac{E_0}{E_{кр}}\right]^{\frac{2\varphi-4}{1-\varphi}}. \qquad (7.28)$$

Аналіз формул (7.25), (7.26) показує, що залежно від кута φ розміри «напруженого об'єму» більше поблизу вершини A_4 при

$0 \leqslant \varphi \leqslant 2/3$, і ресурс визначається за формулою (7.28). Подаючи ресурс у вигляді відомої експериментальної формули «життя» ізоляції [2, 3]:

$$M = AE_0^{-n}, \tag{7.29}$$

і порівнюючи з формулою (7.28)? визначаємо, що

$$n = (4 - 2\varphi)/(1 - \varphi). \tag{7.30}$$

При зміні φ від 0 до $\varphi_0 = 2/3$ n змінюється від 4 до 8.

Аналогічно при $\varphi_0 \leqslant \varphi$ розміри «напруженого об'єму» більше біля вершини A_3 і ресурс визначається за формулою (7.27). У цьому випадку

$$n = 2(2 + \varphi)/\varphi. \tag{7.31}$$

При зміні φ від 2/3 до 1 n змінюється від 8 до 6.

Даний приклад показує, що за будь-якої форми краю обкладки при розвитку біля нього процесів руйнування без урахування поля об'ємних зарядів показник степеня у формулі «життя» набирає значення тільки в інтервалі 4—8. Такі ж значення отримані експериментально для широкого кола типів конденсаторної ізоляції [1, 3, 7].

Для обкладки зі скошеним торцем (див. рис. 7.8) «напружений об'єм» біля вершини A_4

$$V = \pi(\Delta z)^2\left(1 - \frac{\alpha}{2}\right), \tag{7.32}$$

або з урахуванням (7.21)

$$V = d^2 \cdot (1 - a_1)^{2/(1-\alpha)} \Big/ \left[2\pi(2 - \alpha)(1 - a_5)^2\right] \left[\frac{E_0}{E_{кр}}\right]^{2(2-\alpha)/(1-\alpha)} \cdot \tag{7.33}$$

Як випливає з формули (7.33) для значень $\alpha = 1/6 \div 1/4$ (найменший кут скосу, що спостерігається експериментально, після заводської різки фольги) значення «напруженого об'єму» залежно від робочої напруженості електричного поля змінюється відповідно до формули:

$$V \sim E_0^{4,4-4,67}, \tag{7.34}$$

а для всього можливого діапазону $\alpha = 0 \div 1/2$ — за формулою:

$$V \sim E_0^{4-6}. \tag{7.35}$$

Мінімальні значення експериментально вимірюваного кута α_0 скосу крайки обкладки (див. рис. 7.8) становлять 30—40°, що приблизно відповідає залежності «напруженого об'єму» від напруженості поля в степені $4 \div 5$. І в цьому випадку значення показника степеня узгоджуються з експериментальними даними.

Визначення «напружених об'ємів» при підвищених напруженостях поля. Розглянемо процеси руйнування ізоляції в умовах дії

підвищених напруженостей електричного поля з урахуванням поля об'ємних зарядів, що утворилися в діелектрику внаслідок розвитку в ньому критичних ЧР. Як приклад наведемо один з варіантів розвитку процесу біля краю обкладки з масляним прошарком [10].

При підвищених напруженостях електричного поля, що перевищують напруженість критичних ЧР, внаслідок інтенсивних ЧР відбувається винос об'ємних зарядів того ж знака, що й обкладка, уздовж поверхні розділу діелектриків поблизу гострого кута краю обкладки. Розподіл поля біля гострого краю обкладки стабілізується при збільшенні робочої напруженості, а біля тупого кута зростає. У першому наближенні розрахунок розподілу поля біля тупого кута краю обкладки виконаємо в припущенні, що потенціал межі розділу середовищ поблизу гострої крайки обкладки унаслідок виносу на поверхню розподілу поверхневого заряду дорівнює потенціалу обкладки (рис. 7.10,*а*).

Розглянемо характер поводження електричного поля і розміри області з підвищеним градієнтом біля краю обкладки з тупим кутом. Найвищі градієнти при невеликих робочих напруженостях досягаються поблизу гострого кута краю обкладки за рис. 7.8. За розглянутою схемою розвитку процесу, коли біля гострої крайки обкладки уздовж поверхні діелектрика внаслідок ЧР відбувається збільшення провідності та вирівнювання електричного поля, модель краю обкладки, що утворює тупий кут, можна подати у вигляді, зображеному на рис. 7.10.

Ламана BCD — крайка обкладки, DX — межа розділу діелектриків з високою поверхневою провідністю. Приймаємо $E_{DX} \approx 0$ і потенціал DX дорівнює потенціалу BCD.

Розрахунок плоскопаралельного поля проведений методом конформних відображень.

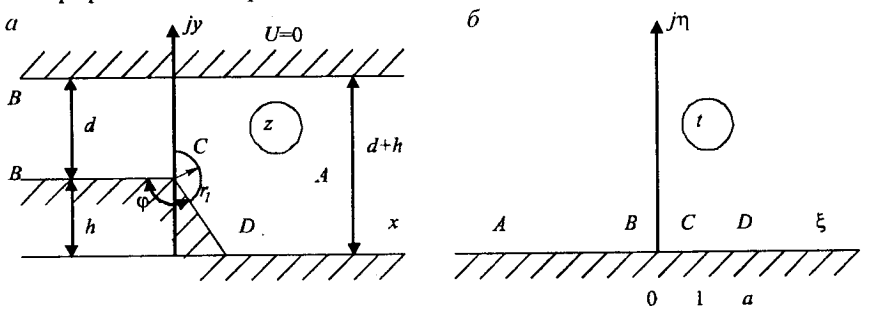


Рис. 7.10. Модель для розрахунку «напруженого об'єму» при підвищених робочих градієнтах.

Верхня напівплощина $t = \xi + j\eta$ (рис. 7.10,*б*) відображається на внутрішню область багатокутника $ABCD$ у координатах $z = x + jy$ за допомогою перетворення Кристоффеля—Шварца. Похідна перетворюючої функції:

$$\frac{dz}{dt} = C_0 \frac{(t-1)^{1-\varphi} \cdot (t-a)^{\varphi-1}}{t}, \tag{7.36}$$

де φ — кут у частках π.

Складемо рівняння для знаходження постійних C_0 та a. Обхід точки A за нескінченно великим радіусом дає таке рівняння:

$$j(d+h) = C\int_0^{\pi} jd\psi, \tag{7.37}$$

звідки

$$C_0 = \frac{d+h}{\pi}. \tag{7.38}$$

Обхід точки B за нескінченно малим радіусом приводить до такого рівняння:

$$jd = \frac{d+h}{\pi}\int_0^{\pi} ja^{\varphi-1}d\psi, \tag{7.39}$$

звідки

$$a = \left(\frac{d}{d+h}\right)^{\frac{1}{\varphi-1}}. \tag{7.40}$$

Модуль напруженості поля в площині z визначається за формулою:

$$E_z = \left|\frac{dU}{dz}\right| = \left|\frac{dU}{dt}\cdot\frac{dt}{dz}\right| = \frac{U_0}{\pi t}\left|\frac{dt}{dz}\right|. \tag{7.41}$$

З урахуванням (7.36) і виразу для C_0 можна записати:

$$E_z = E_1 \frac{1}{(t-1)^{1-\varphi}(t-a)^{\varphi-1}}, \tag{7.42}$$

де $E_1 = U/(d+h)$ — напруженість поля в області однорідного поля при $x \to \infty$.

Визначимо напруженість поля в околі точки C, $t_c = 1 + \Delta t$ при $\Delta t \to 0$:

$$E_r = \left|E_1 \frac{(1-a)^{1-\varphi}}{(\Delta t)^{1-\varphi}}\right|. \tag{7.43}$$

Використовуючи рівняння (7.36), знайдемо відповідність між Δt і збільшенням r_1 в області z з точністю до першого порядку малості:

$$\int_{z_c}^{z_c+r_1} dz = \frac{d+h}{\pi}\int_1^{1+\Delta t} \frac{(t-1)^{1-\varphi}}{t(t-a)^{1-\varphi}}dt, \tag{7.44}$$

звідки $$\Delta t = \left(\frac{d+h}{\pi r_1 (2-\varphi)} \right)^{\frac{1}{\varphi-2}} (1-a)^{\frac{\varphi-1}{\varphi-2}}. \quad (7.45)$$

Підставляючи (7.45) у рівняння (7.43), одержимо:

$$E_r = E_1 \left| \left(\frac{d+h}{\pi r_1 (2-\varphi)} \right)^{\frac{\varphi-1}{\varphi-2}} (1-a)^{\frac{\varphi-1}{\varphi-2}} \right|. \quad (7.46)$$

Значення «напруженого об'єму» біля вершини C:

$$V = \frac{(1-a)^2}{2\pi(2-\varphi)} \cdot \left(\frac{E_1}{E_{кр}} \right)^{\frac{2\varphi-4}{\varphi-1}} (d+h)^2, \quad (7.47)$$

а з введенням значення робочої напруженості $E_0 = \frac{U_0}{d}$, $\gamma = \frac{h}{d}$ та α за (7.40) маємо:

$$V = \frac{\left[1-(1+\gamma)^{\frac{1}{\varphi-1}} \right]^2 d^2}{2\pi(2-\varphi)\cdot} \left(\frac{E_0}{E_{кр}} \right)^{\frac{2\varphi-4}{\varphi-1}}. \quad (7.48)$$

Аналіз залежності показника степеня при E_0, який дорівнює $n = \frac{2\varphi-4}{\varphi-1}$, показує, що зона експериментальних значень $n = 8 \div 16$, яка характерна для підвищених значень напруженості електричного поля, укладається в діапазон значень n, розрахованих для кута зламу крайки (120°—155°).

Слід зазначити, що конфігурація електродної системи (див. рис. 7.10) відповідає моделі протяжного включення між обкладками, а також моделі вкладного виводу в секції конденсатора.

Місця пробоїв у конденсаторній ізоляції при підвищенні робочої напруженості електричного поля переміщуються від країв обкладок в область однорідного поля під обкладками. Так, при випробуванні паперової просоченої конденсаторної ізоляції кількість місць пробоїв розподілилося таким чином (табл. 7.3) [11]. Число шарів діелектрика завтовшки 15 мкм кожний становило від 4 до 6. При цьому різко зростає показник степеня у формулі «життя» (7.29), у середньому від 6 до 16.

Таким чином, збільшення робочих градієнтів приводить до зростання ролі ділянок краю обкладки з великим кутом розкрит-

Таблиця 7.3

Місця і кількість пробоїв випробуваних секцій.

Розміщення місць пробоїв	Робоча напруженість поля, кВ/мм		
	> 200	= 200	< 200
Біля краю обкладки	1	5	52
Під обкладкою	27	4	12

тя граней і провідних включень, що маються в шарах діелектрика, і розподіл поля біля яких близький до розподілу поля моделі, зображеної на рис. 7.10. Крім того, аналогічну роль можуть відігравати об'ємні заряди, що утворилися поблизу гострих крайок електродів при підвищених напруженостях поля. З урахуванням того, що товщина включення, як правило, відповідає товщині одного шару діелектрика між обкладками, то посилення поля включенням буде більш істотним, ніж біля краю обкладки тієї ж конфігурації, за рахунок зменшення загальної товщини діелектрика в зоні включення.

Для силових конденсаторів постійної напруги експериментально визначений показник степеня n у формулі «життя» (7.29) набирає значень 8—14 за будь-яких робочих градієнтів. У цьому випадку відбувається поліпшення розподілу поля біля гострих крайок обкладок через більшу провідність масляного прошарку. І тоді визначальними ресурс конденсаторів є «напружені об'єми» ізоляції біля тупих кутів включень і крайок обкладок.

Таким чином, руйнування конденсаторного діелектрика при невеликих робочих градієнтах, що відповідають початковим ЧР, відбувається біля гострих крайок країв обкладок. З підвищенням робочих градієнтів розвиток ЧР біля гострих крайок послаблює напруженість поля поблизу крайок, і ресурс визначається процесами руйнування біля крайок з великими кутами збіжності граней. При цьому відповідно до експериментальних і теоретичних результатів відбувається збільшення показника степеня n у формулі «життя» (7.29).

Вплив товщини діелектрика. Розглянемо вплив товщини діелектрика на значення «напруженого об'єму» і, отже, на ресурс конденсаторної ізоляції. Як випливає з формули (7.48), при сталості відношення h/d та E_0 «напружений об'єм» пропорційний d^m, де $m = 2$. Аналогічно значення «напруженого об'єму» V_1 біля гострої крайки краю обкладки (див. рис. 7.8) також пропорційне $d_1^{m_1}$, де $m_1 = 2$.

У той же час на практиці найчастіше зустрічаються ситуації, коли при незмінній товщині фольги змінюється тільки товщина діелектрика. У цьому випадку залежність «напруженого об'єму» від d змінюється.

У реальних конструкціях силових конденсаторів d набирає значення 30—110 мкм, а товщина обкладки коливається в діапазоні 5—40 мкм. Приймемо товщину обкладки 10 мкм. Для кожної товщини діелектрика знайдемо відношення V_1/V_{10} та V/V_0, де V_{10} та V_0 — відповідно «напружені об'єми» при d_{10} = 33 мкм і d_0 = 30 мкм (для зручності обчислень), розраховані за формулами (7.33) і (7.48), а V_1 і V — «напружені об'єми», розраховані за тими ж формулами для інших значень d. Показники степеня m та m_1 визначаються як $\ln(V/V_0)/\ln(d/d_{10})$ і $\ln(V_1/V_{10})/\ln(d/d_0)$, а результати обчислень у вигляді залежностей m і m_1 від d, α, φ наведені на рис. 7.11.

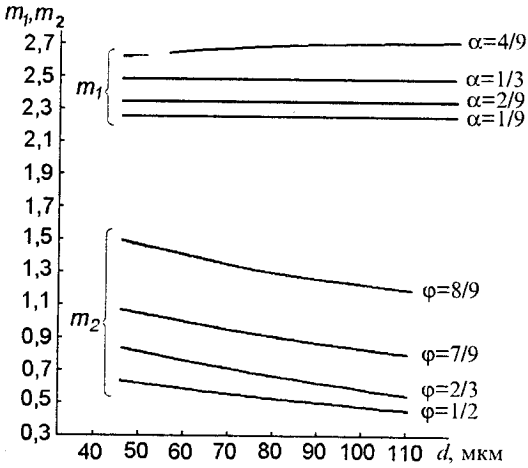


Рис. 7.11. Залежність показників степеня при d у формулі для ресурсу від форми краю обкладки.

Значення показника степеня m_1, що характеризує залежність ресурсу від «напруженого об'єму» біля гострого краю обкладки, знаходиться в інтервалі 2—3, а значення показника степеня m, що характеризують залежність ресурсу від «напруженого об'єму» біля тупого кута краю обкладки, лежить в інтервалі 0,4—1,5. Таким чином, залежність ресурсу від товщини діелектрика при розвитку пробою біля гострої крайки обкладки набуває вигляду $M \sim d^{-(2+3)}$, а при розвитку пробою під обкладками (біля тупого кута крайки краю обкладки) — $M \sim d^{-(0.4+1.5)}$.

Таким чином, при руйнуванні ізоляції в області краю обкладки (при знижених робочих градієнтах) зміна товщини діелектрика більшою мірою впливає на зміну ресурсу, ніж при руйнуванні ізоляції під обкладками (при підвищених робочих градієнтах).

Слабка залежність від товщини діелектрика спостерігається для конденсаторів постійної напруги, де процеси руйнування діелектрика біля краю обкладки слабко виражені через високу провідність масляного прошарку, що підтверджує розглянутий механізм руйнування ізоляції.

Вплив товщини обкладки. Розглянемо вплив товщини обкладки на значення «напруженого об'єму» при незмінній товщині діелектрика і робочої напруженості поля. Приймемо, що «напружений об'єм» залежить від h таким чином $V \sim h^{\beta}$. Тоді, приймаючи $d_{ср} = 50$ мкм (середнє значення товщини діелектрика реальних конденсаторів), а мінімальну товщину обкладки рівною h_{min}=5 мкм, здобудемо з формули (7.48) для області поблизу тупого кута (рис. 7.10):

$$\beta = \ln\left\{\left[1-(1+\gamma)^{1/(\varphi-1)}\right]/\left[1-(1+\gamma_{min})^{1/(\varphi-1)}\right]\right\}/\ln(h/h_{min}). \quad (7.49)$$

а для області поблизу гострого кута

$$\beta = \ln(V_1/V_{1min})/\ln(h/h_{min}), \quad (7.50)$$

де γ_{min} — відношення $h_{min}/d_{ср}$, γ — відношення $h/d_{ср}$ ($h > h_{min}$), для якого визначається β; V_{1min} — значення «напруженого об'єму» , визначене для γ_{min} та h_{min}, а V_1 — для $d_{ср}$ і $h > h_{min}$ за формулою (7.33).

Обчислені значення β і β_1 у вигляді кривих залежностей від h наведені на рис. 7.12.

Від'ємні значення β_1 свідчать про те, що у випадку руйнування ізоляції біля гострого краю обкладки збільшення товщини обкладки призводить до збільшення ресурсу пропорційно $h^{|\beta_1|}$.

У той же час при руйнуванні ізоляції біля тупого кута (див. рис. 7.10) збільшення товщини обкладки призводить до зменшення терміну служби пропорційно $h^{-\beta}$. Цим фактом можна пояснити суперечливі дані про вплив товщини обкладки на ресурс, згідно з якими зі збільшенням товщини обкладки ресурс може збільшуватися і може зменшуватися. Фактор товщини обкладки (див. рис. 7.12) менше впливає на ресурс, ніж товщина діелектрика, й істотно менше, ніж робочий градієнт.

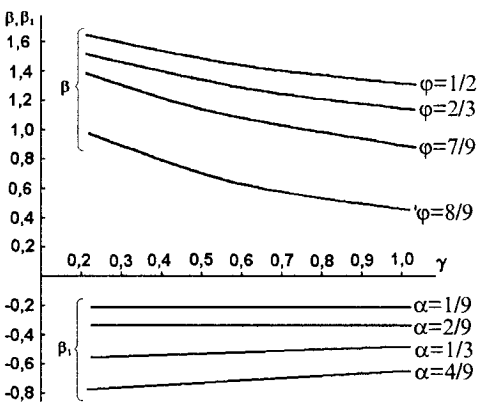


Рис. 7.12. Залежність показника степені при h у формулі для ресурсу залежно від форми краю обкладки.

Для конденсаторної ізоляції з робочими напруженостями електричного поля, близькими до напруженості початкових ЧР, зі збіль-

шенням товщини обкладки відбувається поліпшення розподілу поля на краях обкладок. З іншого боку, через потовщення обкладки зменшується частка активного діелектрика в одиниці об'єму конденсатора. Визначимо оптимальне відношення товщини діелектрика до товщини обкладки, при якому питома енергія, що запасається, буде максимальною, на прикладі моделі, зображеної на рис. 7.8.

Нехай $E_{\Delta z}$ дорівнює деякому $E_{кр}$, при якому на відстані Δz відбуваються необоротні процеси, що є визначальними при пробої ізоляції. Тоді з рівняння (7.21) визначаємо напруженість поля в однорідній частині поля:

$$E_0 = \frac{E_{кр}(\Delta z^*)^{\frac{1-\alpha}{2-\alpha}}\left[(2-\alpha)(1-a_1)(1-a_5)\pi\right]^{\frac{1-\alpha}{2-\alpha}}}{a_1 - 1}. \qquad (7.51)$$

Питома енергія конденсатора W з урахуванням об'єму, зайнятого діелектриком та обкладками, є функцією γ та E_0 і визначається виразом [12]:

$$W \approx E_0^2 \frac{1}{1+\gamma} = E_{кр}^2 \frac{\left[\Delta z^* \pi(2-\alpha)\right]^{\frac{2-2\alpha}{2-\alpha}}}{(1+\gamma)\left[(a_5-1)^\alpha + a_5^\alpha\right]^{\frac{2}{2-\alpha}}}. \qquad (7.52)$$

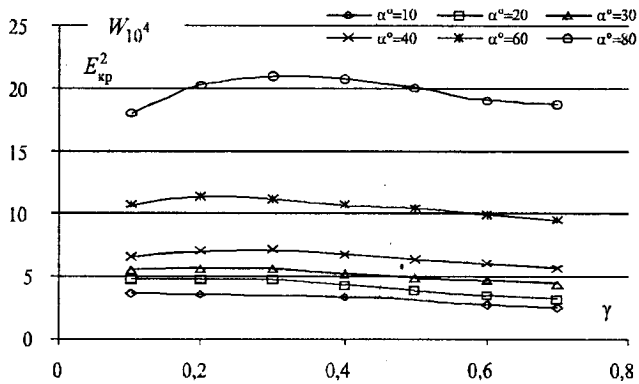


Рис. 7.13. Залежність питомої енергії від γ.

На рис.7.13 подані співвідношення питомої енергії W залежно від α° для різних γ при $\Delta z^* = 10^{-4}$, побудовані за формулою (7.52). Аналіз кривих показує, що існує максимум W, що залежить від α° та γ і зі зростанням α° відповідає більшим значенням γ. Слід зазначити, що максимум функції W має слабко виражений характер. Зміна γ до 2 разів в області максимуму призводить до зміни W на одиниці відсотків.

На рис. 7.14 зображена крива залежності $\gamma_{опт}$ від $\alpha°$, де $\gamma_{опт}$ — значення, що відповідає максимальному значенню W. Залежність $\gamma_{опт}$ від $\alpha°$ досить добре описується рівнянням:

$$\gamma_{опт} = 0{,}00388\alpha°. \qquad (7.53)$$

Оскільки типове значення кута α, як показали експериментальні спостереження, становить $1/6 \div 1/4$, то $\gamma_{опт}$ лежить у діапазоні $(0{,}12 \div 0{,}16)$. Наприклад, при відстані між обкладками 50 мкм товщина обкладки повинна становити 6—8 мкм, отже, при таких геометричних розмірах конструкції конденсатор буде мати найбільшу питому енергію.

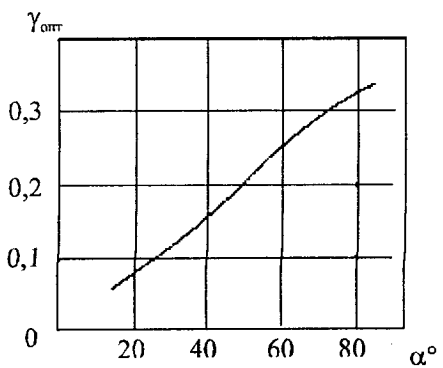


Рис. 7.14. Залежність $\gamma_{опт}$ від $\alpha°$.

7.4. Розрахунок конденсатора

7.4.1. Електричний розрахунок конденсатора

У пункт 7.3.2 теоретично обґрунтована залежність ресурсу від робочої напруженості поля, форми і геометричних розмірів секції конденсатора. Найбільше на ресурс впливає значення напруженості електричного поля, тому від його правильного вибору в першу чергу залежать питомі показники конденсатора.

Конденсатори промислової частоти. Робоча напруженість у діелектрику силового конденсатора повинна вибиратися з урахуванням тривалої дії робочої напруги і короткочасних перенапруг, що впливають на конденсатор у процесі його експлуатації, тобто за такими даними: на основі попереднього досвіду створення та експлуатації конденсаторів; за допустимими характеристиками ЧР; на основі теплових розрахунків, виходячи з вимоги відсутності перегрівів понад допустимі значення; на основі прискорених випробувань. Робоча напруженість повинна вибиратися такою, щоб при перенапругах виключалися як пробій діелектрика, що визначається його короткочасною електричною міцністю, так і виникнення необоротних змін у ньому, які визначаються харак-

теристиками ЧР. Основним критерієм вибору робочих напруженостей силових конденсаторів промислової частоти є характеристики початкових ЧР. Звичайно в цих випадках робоча напруженість $E_р$ вибирається з умови [3]:

$$E_р = E_п - 3\sigma_п, \tag{7.54}$$

де $E_п$ — середнє значення напруженості початкових ЧР; $\sigma_п$ — середньоквадратичне відхилення напруженості початкових ЧР.

Для вибору допустимої випробної напруженості $E_в$ можна виходити з умови допустимості при випробуваннях початкових ЧР, які не приводять до швидкого руйнування ізоляції, і не допускати критичних ЧР, що призводять до швидких необоротних змін. При цьому можна скористатися аналогічною формулою [13]:

$$E_в = E_{кр} - 3\sigma_{кр}, \tag{7.55}$$

де $E_{кр}$ — середнє значення напруженості критичних ЧР, $\sigma_{кр}$ — середньоквадратичне відхилення напруженості критичних ЧР.

Експериментальні та теоретичні дослідження показали, що $E_п$ визначається за формулою:

$$E_п = Ad^{-a}, \tag{7.56}$$

де A та a — постійні коефіцієнти, значення яких для найхарактерніших видів ізоляції наведені в табл. 7.3. Величина $E_п$ вимірюється в кВ/мм, d — у мм.

Аналогічний вигляд має залежність $E_{кр}$.

Для оціночних розрахунків через малість $\sigma_п/E_п$ можна прийняти $E_р \approx E_п$. Значення $E_{кр}$ у 1,5 ÷ 3 рази перевищує $E_п$. Наприклад, для паперової ізоляції КОН-1 (щільність 1 кг/дм^3), просоченої нафтовим маслом, напруженість критичних ЧР визначається так [1]:

$$E_{кр} = 9{,}5d^{-0{,}58}, \tag{7.57}$$

тобто у 2,5 раза більше, ніж $E_п$.

На підставі висновків підрозділу 7.3, у тому числі виходячи з (7.56) і (7.57), вибір робочого градієнта істотною мірою визначається вибором товщини діелектрика. Вибір товщини діелектрика, у свою чергу, залежить від виду застосовуваних діелектриків і числа шарів діелектрика. Так, якщо зменшувати товщину діелектрика d нижче певного значення $d_{опт}$, позначається вплив слабких місць у товщі ізоляції під обкладками, де маються провідні та напівпровідні включення, які шунтують ізоляцію при малому числі (1 ÷ 2) шарів діелектрика. При $d > d_{опт}$ позначається вплив «крайового ефекту», і робочий градієнт визначається за формулами (7.56) і (7.57).

Таблиця 7.3

Значення A та a, наведені у формулі (7.56)

Тип ізоляції	Просочення	A	a
Конденсаторний папір щільністю 0,8 кг/дм^3	Нафтове масло	4,0	0,58
Конденсаторний папір щільністю 1,0 кг/дм^3	Нафтове масло	3,8	0,58
Конденсаторний папір щільністю 1,2 кг/дм^3	Нафтове масло	3,3	0,58
Паперово-поліпропіленова ізоляція (67 % плівки)	Фенілксилілетан	7,2	0,5
Паперово-поліпропіленова ізоляція (67 % плівки)	Міксофлекс 1000 (диоктилфталат)	5,1	0,5
Паперово-поліпропіленова ізоляція (67 % плівки)	Жарилек З 101 (монодибензилтолуол)	7,7	0,5
Паперово-поліпропіленова ізоляція (67 % плівки)	ДОН-3	7,7	0,5
Поліпропіленова ізоляція (з попередньою тривалою дією напруги)	Нафтове масло	6,1	0,5
Поліпропіленова ізоляція (з попередньою тривалою дією напруги)	Фенілксилілетан	8,9	0,5
Поліпропіленова ізоляція (з попередньою тривалою дією напруги)	Міксофлекс 1000	7,4	0,5
Поліпропіленова ізоляція (без попередньої дії напруги)	Нафтове масло	4,6	0,52
Поліпропіленова ізоляція (без попередньої дії напруги)	Фенілксилілетан	6,9	0,41
Поліпропіленова ізоляція (без попередньої дії напруги)	Міксофлекс	6,6	0,52

Отже, число шарів паперової ізоляції, яка містить багато струмопровідних включень (наприклад, для паперу завтовшки 10 мкм кількість включень становить 40 ÷ 100 на 1 м^2 поверхні), вибирається від 4 до 8. При цьому, наприклад, для конденсатора з паперово-масляною ізоляцією, товщиною одного листа паперу 10—12 мкм, загальною товщиною діелектрика 80 мкм, середнім ресурсом 30 років допустима робоча напруженість промислової частоти згідно з формулою (7.54) і даними експлуатації буде 12 ÷ 14 МВ/м. Для паперово-плівкової ізоляції через зменшення кількості струмопровідних включень ізоляції, більшу електричну міцність плівки і перерозподіл напруженості поля між компонента-

ми ізоляції число шарів діелектрика між обкладками знижується до трьох. Товщина паперово-плівкового діелектрика звичайно становить при цьому 30—36 мкм. Комбінований діелектрик звичайно складається з двох шарів плівки, між якими розташований лист паперу. У цьому випадку допустимі робочі напруженості відповідно до формули (7.56) приймаються 35÷38 кВ/мм при процентному вмісті плівки 60÷70 %. Для суто плівкового діелектрика число шарів діелектрика може бути зменшене до 1÷2, і робоча напруженість складатиме 50÷60 кВ/мм. Причому для конденсаторів з металізованим одношаровим діелектриком завтовшки 6÷8 мкм робоча напруженість поля може бути підвищена до 60÷70 кВ/мм.

Імпульсні конденсатори. Для конденсаторної ізоляції, що працює при напрузі промислової частоти протягом декількох десятків років, основним методом вибору напруженості є визначення напруженості початкових ЧР. Для високовольтних імпульсних конденсаторів вибір $E_р$ визначається короткочасною електричною міцністю і характеристиками, як правило, критичних ЧР. Напруженість $E_р$ імпульсних конденсаторів у кілька разів більша $E_р$ конденсаторів змінної напруги, оскільки імпульсні конденсатори мають обмежений ресурс. З підвищенням робочої напруженості необхідно, з одного боку, збільшувати число шарів діелектрика, щоб виключити вплив слабких місць під обкладками, з іншого боку, це збільшення має бути оптимальним, щоб забезпечити досить високе значення $E_{кр}$. Для паперово-касторової ізоляції $E_{кр} = 14d^{-0.58}$, де $E_{кр}$ (кВ/мм), d (мм) [14]. Тому в імпульсних конденсаторах застосовують: паперовий діелектрик товщиною від 80 до 120 мкм; паперово-плівковий і плівковий товщиною від 30 до 80 мкм, просочені нафтовим маслом чи касторовою олією.

Для конденсаторів з діелектриком з паперу завтовшки 100 мкм, просоченого нафтовим маслом, при $M > 10^4$ імпульсів $E_р = 60$—65 кВ/мм, а при $M < 10^4$ імпульсів $E_р = 80$ кВ/мм. При просоченні паперу касторовою олією $E_р$ може бути збільшена при відповідних ресурсах до 80 кВ/мм і до 100—120 кВ/мм. Для паперово-плівкового і плівкового діелектриків, у яких напруженість поля в прошарку рідини нижча, $E_р$ може становити до 300 кВ/мм. При великій частоті проходження імпульсів (понад 10 імп/хв) значення $E_р$ визначатиметься також тепловим режимом роботи конденсатора.

У конденсаторах, що довго працюють при постійній напрузі, $E_р$ становить 35—40 кВ/мм, а в конденсаторах, що працюють у випробувальних схемах, вона може бути збільшена до 60—80 кВ/мм.

Уточнення вибору $E_р$ за даними випробувань. Прискорені випробування. На практиці вибір допустимих робочих напруженостей, проведений на основі попереднього досвіду чи розробки за характеристиками ЧР, необхідно перевіряти проведенням прискорених випробувань. Таке завдання найчастіше розв'язують для імпульсних конденсаторів, тому що невеликий ресурс і високі питомі характеристики дозволяють провести такі оцінки в мінімальний термін з найменшими витратами. Оскільки основним фактором, що визначає ресурс, є напруженість поля, то випробування проводяться звичайно на двох партіях розроблювальних виробів при двох значеннях випробних напруженостей $E_{в1}$ та $E_{в2}$, що з метою забезпечення однорідності фізичних процесів повинні знаходитися в межах (1,3÷1,8) $E_р$.

За результатами випробувань установлюють значення ресурсів M (середніх чи з заданою імовірністю пробою P).

Приймаючи залежність ресурсу M від напруженості E у вигляді лінійної функції

$$\ln M = -n \ln E, \tag{7.58}$$

можна за результатами випробувань установити значення показника n:

$$n = \ln\left(\frac{M_2}{M_1}\right) \Big/ \ln\left(\frac{E_{в1}}{E_{в2}}\right). \tag{7.59}$$

Припускаючи далі, що прийнята залежність $M = f(E)$ збережеться також при зміні напруженості в діапазоні від $E_в$ до $E_р$ (рис 7.15), можна визначити робочу напруженість за формулою:

$$E_р = E_{в1}\left(M_1/M_р\right)^{1/n}. \tag{7.60}$$

Звичайно такі розрахунки проводяться, виходячи зі значень ресурсу при імовірності пробою $\tau = 0{,}5$ та $\tau = 0{,}05$— $0{,}1$.

Якщо випробування провести технічно складно й економічно невигідно, можна скористатися оцінками розрахунку ресурсу за рекомендаціями глави 3 і результатами наявних експериментальних даних для цього типу діелектрика. Для заданого ресурсу $M_р$ робочу напруженість у секції з товщиною діелектрика d і товщиною обкладки h з урахуванням формул (7.30) і (7.60) можна визначити за формулою:

$$E_р = E_{від}\left(\frac{M_{від}}{M_р}\right)^{1/n}\left(\frac{d_{від}}{d_в}\right)^{m/n}\left(\frac{h}{h_{від}}\right)^{\beta/n}, \tag{7.61}$$

де $E_{від}$ — напруженість поля для секції з відомим ресурсом для даного типу діелектрика; $d_{від}$, $h_{від}$ — відповідно товщина діелектрика

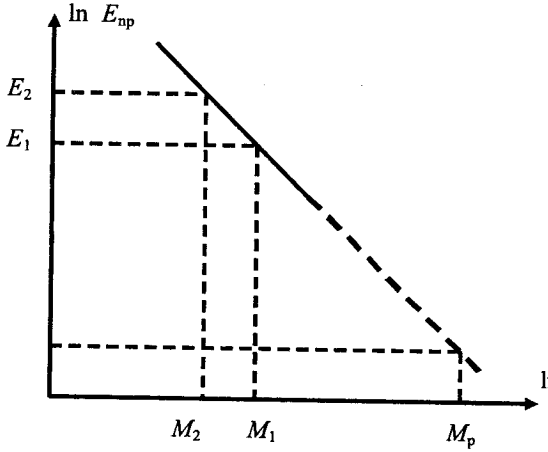


Рис. 7.15. Визначення допустимих робочих напруженостей за даними прискорених ресурсних випробувань.

й обкладки цієї секції; $n = 5 \div 6$; $m = 2 \div 3$; $\beta = 0{,}4 \div 0{,}6$ для обкладок з незагнутим краєм, для діелектрика з числом шарів не менше 6 і терміном служби понад 10^4 імпульсів заряд-розряд; $n = 8 \div 10$ для обкладок із загнутим краєм (модель краю обкладки ідентична моделі, зображеній на рис. 7.10, якщо прийняти форму краю обкладки близькою до форми еквіпотенціалі при $U \to U_0$); $n = 8 \div 10$ при терміні служби менше 10^4 імпульсів заряд-розряд, причому більші значення відповідають меншим значенням ресурсу (менше 10^3 імпульсів заряд-розряд); $m = 0{,}5 \div 1$; $\beta = -(1 \div 1{,}5)$.

Ресурс, а отже, й вибір робочої напруженості багато в чому залежать від режиму експлуатації.

Вплив режиму експлуатації. Для імпульсних конденсаторів факторами режиму експлуатації, що впливають на вибір робочої напруженості поля є: декремент коливань, частота розрядного струму, частота проходження імпульсів. Розглянемо вплив декремента коливань. Для звичайного режиму роботи конденсаторів, коли тривалість заряду на два порядки і більше перевищує тривалість розряду, розподіл електричного поля уздовж масляного прошарку в краю обкладки є слабконеоднорідним. Через високу провідність масляного прошарку в порівнянні з провідністю твердого діелектрика напруженість електричного поля уздовж масляного прошарку близька до нуля. У момент розряду розподіл електричного поля визначається співвідношенням діелектричних проникностей, і напруженість електричного поля в краю обкладки в перший максимум зворотної напруги при розряді E_{max} може досягти значень, обумовлених такою формулою [15]:

$$E_{max} = E_р \left(1 + \frac{1}{\sqrt{\Delta}} \right), \qquad (7.62)$$

де Δ — декремент коливань; $E_р$ — напруженість у масляному прошарку, що відповідає робочій напрузі на обкладках конденсатора без урахування активних провідностей.

Тоді для імпульсних конденсаторів з урахуванням формул (7.61) і (7.62) робоча напруженість уточнюється:

$$E_р = E_{від}\left(\frac{M_{від}}{M_р}\right)^{1/n}\left(\frac{d_{від}}{d}\right)^{m/n}\left(\frac{h}{h_{від}}\right)^{\beta/n}\left(\frac{1+\frac{1}{\sqrt{\Delta_{від}}}}{1+\frac{1}{\sqrt{\Delta}}}\right). \qquad (7.63)$$

Для повного врахування усіх факторів та їх взаємного впливу на ресурс проводять експериментальні дослідження, в основі яких лежать методи планування експерименту. В результаті одержують регресивні формули для обчислення ресурсу залежно від досліджуваних параметрів, які є справедливими тільки для дослідженого діапазону зміни значень факторів.

Доцільно навести формулу для розрахунку ресурсу паперово-лавсанової ізоляції з просоченням [16]:

$$\lg M = 4,294 - 0,488\left(\frac{E-150}{30}\right) + 0,255\left(\frac{П-30}{30}\right) - 0,273\left(\frac{d-60}{24}\right) -$$
$$- 0,04\left(\frac{E-150}{30}\right)^2 - 0,195\left(\frac{П-30}{30}\right)^2 + 0,051\left(\frac{d-60}{24}\right)^2, \qquad (7.64)$$

де d — товщина діелектрика, мкм; $П$ — процентний вміст плівки, %; E — робочий градієнт, кВ/мм.

Формула (7.64) справедлива в діапазоні значень параметрів E =120÷180 кВ/мм, d = 36—86 мкм, $П$ = 0÷60 %. Причому як паперовий діелектрик застосовувався папір КОН-ІІ завтовшки 6—10 мкм і лавсанова плівка завтовшки 12—20 мкм.

Для секцій з паперово-касторової ізоляції отримана така емпірична формула з визначення ресурсу [17]:

$$M = 1,94\times10^{15} E^{-5} f^{-0,22} \Delta^{0,82}. \qquad (7.65)$$

Рівняння (7.65) справедливе в діапазоні значень загальної товщини діелектрика 40÷60 мкм.

Для конденсаторів змінної напруги ресурс залежить від частоти [15]:

$$M \sim f^{-(0,6\div1)}. \qquad (7.66)$$

Вираз (7.66) є справедливим для умов чисто електричного старіння діелектрика.

Формули (7.60)—(7.66) дозволяють зробити вибір робочої напруженості електричного поля за заданим ресурсом, геометричним співвідношенням конструкції і режимом експлуатації конденсатора.

7.4.2. Розрахунок основних конструктивних розмірів конденсатора

При розрахунку для конденсатора змінної напруги звичайно задають номінальну напругу $U_{ном}$, номінальну реактивну потужність $Q_{ном}$, для імпульсних конденсаторів — енергію $W_{ном}$, та умови оточуючого середовища [1, 3, 14]. Оскільки

$$Q_{ном} = 2\pi f U_{ном}^2 C_к \quad \text{або} \quad W_{ном} = \frac{C_к U_{ном}^2}{2}, \tag{7.67}$$

де f — частота номінальної напруги, то ємність конденсатора

$$C_к = \frac{Q_{ном}}{2\pi f U_{ном}^2} \quad \text{або} \quad C_к = \frac{2W_{ном}}{U_{ном}^2}. \tag{7.68}$$

Виходячи з умов оточуючого середовища (граничних від'ємних і додатних температур), роблять вибір діелектрика, у тому числі просочувальної рідини. Товщину діелектрика d_c вибирають як з умови високої електричної міцності, так і з умови якомога вищих напруженостей ЧР. Звичайно товщина паперового діелектрика становить 50—60 мкм, а паперово-плівкового — 30—40 мкм. Значення робочої напруженості $E_р$ вибирають відповідно до формул (7.60)—(7.66).

Питома реактивна потужність конденсатора (потужність в одиниці об'єму) і питома енергія становлять відповідно:

$$Q_{пит} = 2\pi f \varepsilon E_р^2 \quad \text{та} \quad W_{пит} = \frac{\varepsilon E_р^2}{2}, \tag{7.69}$$

де $E_р$ — робоча напруженість; f — частота; ε — діелектрична проникність ізоляції секції.

Значення $Q_{пит}$ і $W_{пит}$ пропорційні діелектричній проникності та квадрату робочої напруженості. Тому застосування газостійких рідин для просочення паперово-плівкової ізоляції дозволяє істотно збільшити питому реактивну потужність конденсаторів і зменшити об'єм і масу конденсатора.

Габаритні розміри конденсатора можуть бути оцінені на підставі активного об'єму діелектрика:

$$V_{акт} = \frac{Q_{ном}}{Q_{пит}} = \frac{W_{ном}}{W_{пит}} = \frac{C_к U_{ном}^2}{\varepsilon E_р^2}. \tag{7.70}$$

Звичайно повний об'єм конденсатора в 1,1—1,5 раза перевищує активний об'єм діелектрика за рахунок об'єму, зайнятого фольгою, закраїнами, ізоляцією від корпуса, самим корпусом і т.д. Таким чином,

$$V_к = (1{,}1 \div 1{,}5) V_{акт}. \qquad (7.71)$$

Знаючи об'єм конденсатора, можна вибрати його габаритні розміри. При цьому необхідно враховувати, що в конденсаторах промислової частоти для збільшення поверхні тепловіддачі й поліпшення тепловідведення від внутрішньої частини конденсатора доцільно один з розмірів вибирати набагато менше двох інших. Робоча напруга секції конденсатора

$$U_с = E_р d_с, \qquad (7.72)$$

де $d_с$ — товщина діелектрика секції.

При названих значеннях робочої напруженості та товщині діелектрика секції робоча напруга секції конденсатора промислової частоти лежить у межах від 600 до 1500 В, тому за номінальної напруги вище 1000 В конденсатори збирають з декількох послідовно з'єднаних секцій або груп секцій. В останньому випадку в групах секції з'єднують паралельно. Число послідовно з'єднаних груп секцій

$$n_с = \frac{U_{ном}}{U_с}. \qquad (7.73)$$

Ємність групи секцій

$$C_с = C_к n_с. \qquad (7.74)$$

З технологічних міркувань ємність секції при товщині діелектрика 50—60 мкм, ширині паперу близько 260—280 мм і при напрузі близько 1000 В не повинна перевищувати 3—4 мкф. Якщо величина $C_с$ виявиться більша цього значення, то секцію розбивають на m_i паралельно включених дрібніших секцій з ємністю $C_с^*$.

Розрахунок геометричних розмірів секції роблять, виходячи з ємності секції при заданому діаметрі оправлення $D_о$, на яке намотують секцію, ширині паперу $b_п$, товщині діелектрика секції $d_с$ і товщині фольги $d_ф$. Для секцій зі схованою фольгою ширину фольги $b_ф$ вибирають вужчою за ширину паперу на подвоєну довжину закраїни $l_з$, яку з технологічних міркувань беруть завдовжки 5—7 мм:

$$b_ф = b_п - 2l_з. \qquad (7.75)$$

Для намотаної на циліндричне оправлення секції довжина обкладки

$$l_ф = \pi D_{ср} z,$$

де z — число витків при намотуванні секції; $D_{ср} = (D_{зовн} + D_о)/2$ — середній діаметр спірально-намотаної секції, ($D_о$ — діаметр опра-

влення, $D_{зовн}$ — зовнішній діаметр секції). Враховуючи, що при кожнім витку намотуються дві фольги і подвійний шар діелектрика секції, число витків

$$z = \frac{D_{зовн} - D_o}{4\left(d_c + d_ф\right)}. \tag{7.76}$$

Коли стрічку з подвійного шару діелектрика з двома обкладками намотують на спіраль, то обидва шари діелектрика потрапляють у поле між обкладками, тому ємність секції буде приблизно в 2 рази більша, ніж у розгорнутому стані:

$$C_c^* = \frac{2\pi\varepsilon D_{ср} b_ф z}{d_c}. \tag{7.77}$$

Підставивши (7.76) у (7.77), дістанемо:

$$D_{зовн} = \sqrt{D_o^2 + \frac{4\left(d_c + d_ф\right)C_c d_c}{\pi\varepsilon b_ф}}. \tag{7.78}$$

Ширина сплющеної секції

$$H_c = \frac{\pi D_o}{2} + 4z\left(d_c + d_ф\right); \tag{7.79}$$

товщина сплющеної секції

$$h_c = 4z\left(d_c + d_ф\right). \tag{7.80}$$

При змішаному поєднанні n_c послідовно з'єднаних груп з m_c паралельно з'єднаних секцій у кожній групі загальне число секцій у пакеті буде $n_c m_c$, а ємність пакета

$$C_к = \frac{C_c^* m_c}{n_c}. \tag{7.81}$$

Знаючи габаритні розміри секції, легко визначити габаритні розміри пакета секцій і конденсатора в цілому.

Розрахунок імпульсних конденсаторів здійснюється за формулами (7.72)—(7.81) після вибору E_p. У деяких випадках для одержання низької індуктивності секції виконують плоско-пластинчастими без вкладних виводів [17].

7.4.3. Тепловий розрахунок конденсаторів

Після вибору робочої напруженості електричного поля і конструктивних параметрів конденсатора проводиться тепловий розрахунок конденсатора для визначення максимальної температури усередині конденсатора [3, 15]. Якщо ця температура виявиться

вище допустимої для даного виду діелектрика, розрахунок повторюють з меншим значенням $E_р$ чи вибирають іншу діелектричну систему з меншим значенням тангенса кута діелектричних втрат.

Втрати в силових конденсаторах $P_к$ складаються в основному з втрат у діелектрику $P_д$, які при синусоїдальній напрузі розраховуються за формулою:

$$P_к = P_д = 2\pi f C_к U^2_{ном} \mathrm{tg}\delta_д = Q_{ном} \mathrm{tg}\delta_д, \qquad (7.82)$$

де $\mathrm{tg}\delta_д$ — тангенс кута втрат діелектрика при частоті f.

Поділивши втрати в діелектрику на активний об'єм, можна визначити питомі втрати $P_{пит}$, тобто потужність, виділювану в 1 м^3 активного об'єму:

$$P_{пит} = 2\pi f \varepsilon E^2_р \mathrm{tg}\delta_д. \qquad (7.83)$$

Теплопередача усередині конденсатора відбувається через теплопровідність. Здатність речовини проводити тепло характеризують коефіцієнтом теплопровідності λ, значення якого залежить від структури, густини, вологості та температури матеріалу. Теплопровідності окремих ділянок секції різні і залежать від розташування шарів ізоляції секції і фольги стосовно напрямку тепловідведення, від відношення товщини діелектрика до товщини фольги та ін. На шляху теплового потоку зустрічаються ділянки (рис. 7.16), де шари діелектрика і фольги паралельні вектору теплового потоку (зона паралельного тепловідведення) і де вони йому перпендикулярні (зона перпендикулярного тепловідведення). З розгляду елементарного об'єму секції, що складається з діелектрика товщиною $d_с$ і питомою теплопровідністю $\lambda_{із}$ та фольги товщиною $d_ф$ з питомою теплопровідністю $\lambda_ф$, маємо еквівалентні коефіцієнти теплопровідності для зони паралельного тепловідведення

$$\lambda_{\parallel} = \lambda_{із} \frac{d_с}{d_с + d_ф} + \lambda_ф \frac{d_с}{d_с + d_ф}, \qquad (7.84)$$

і для зони перпендикулярного тепловідведення

$$\lambda_{\perp} = \frac{\lambda_{із}\lambda_ф (d_с + d_ф)}{\lambda_ф d_с + \lambda_{із} d_ф}. \qquad (7.85)$$

Якщо тепловий потік спрямований уздовж ширини секції, то

$$\lambda_{екв} = \frac{\lambda_{\parallel}\lambda_{\perp} H_с}{\lambda_{\perp}(H_с - h_с) + \lambda_{\parallel} h_с}. \qquad (7.86)$$

Для конденсаторів, що працюють при напрузі промислової частоти, дуже важливо забезпечити відсутність перегріву внутрішньої частини пакета секцій. Одне із завдань теплового розрахунку

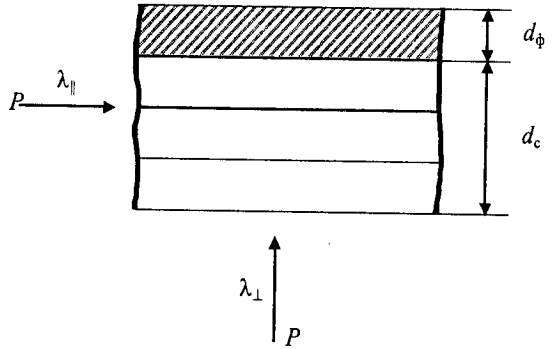


Рис. 7.16. Тепловий потік у секції.

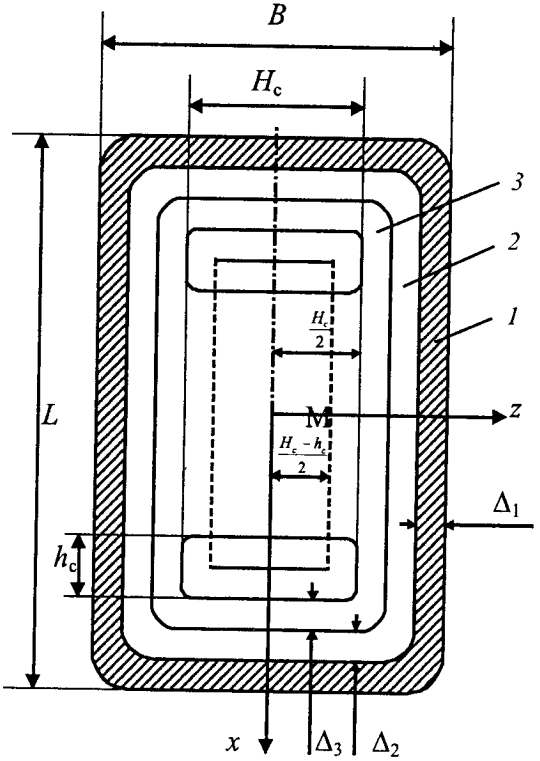


Рис. 7.17. Конструкція силового конденсатора: 1 — корпус; 2 — корпусна ізоляція; 3 — ізоляція пакета секцій.

полягає у знаходженні розподілу температури і точки максимального нагрівання діелектрика при заданих конструкції і властивостях матеріалів.

Переважна більшість конструкцій силових конденсаторів мають форму прямокутного паралелепіпеда (рис. 7.17), велику частину внутрішнього об'єму якого займає пакет секцій. Теплообмін з оточуючим середовищем здійснюється через зовнішні поверхні корпуса.

В основі теплового розрахунку лежать припущення про те, що тепло, яке виділяється в конденсаторі, передається тільки в напрямку, перпендикулярному його бічним поверхням, і що $\mathrm{tg}\delta$ не залежить від температури.

Якщо маємо симетричний ряд шарів діелектрика з координатами $z_1, z_2, \ldots, z_i$, (відлік ведеться від середини центрального шару) і, від-

повідно, теплопровідностями $\lambda_1, \lambda_2, \ldots, \lambda_k$ з втратами, які виділяються в одиниці об'єму $P_{\text{пит}}$, то для кожного з шарів двократне інтегрування одновимірного диференціального рівняння теплопровідності

$$\lambda_i \frac{d^2T}{dz^2} + P_{\text{пит}} = 0, \tag{7.87}$$

де T — температура, у межах від z_{i-1} до z_i, з урахуванням граничних умов

$$\lambda_{i-1} \left.\frac{dT}{dz}\right|_{z=z_i} = \lambda_i \left.\frac{dT}{dz}\right|_{z=z_i} \quad \text{та} \quad \left.\frac{dT}{dz}\right|_{z=0} = 0,$$

дає

$$\Delta T = T_{i-1} - T_i = \frac{P_{\text{пит}}\left(z_i^2 - z_{i-1}^2\right)}{2\lambda_i}. \tag{7.88}$$

Перепад температур між центральною точкою пакета і зовнішньою поверхнею секцій, що приблизно може бути прийнята за ізотермічну поверхню,

$$\Delta T_1 = P_{\text{пит}}\left(\frac{H_1^2}{8\lambda_{\parallel}} + \frac{H_c^2 - H_1^2}{8\lambda_{\perp}}\right), \tag{7.89}$$

де $H_1 = H_c - h_c$, $P_{\text{пит}}$ — втрати, виділювані в одиниці об'єму конденсатора при напрузі на конденсаторі $U_к$ і які визначаються за формулою (7.83).

Перепад температури між зовнішньою поверхнею секцій і навколишнім середовищем

$$\Delta T_2 = \frac{P_{\text{пит}}}{S}\left(\frac{\Delta_1}{\lambda_1} + \frac{\Delta_2}{\lambda_2} + \frac{\Delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{k_т}\right), \tag{7.90}$$

де Δ_1 і λ_1 — товщина і коефіцієнт теплопровідності стінок бака; Δ_2 і λ_2, Δ_3 і λ_3 — товщини і коефіцієнти теплопровідності ізоляції пакета секцій та корпусної ізоляції; $k_т$ — коефіцієнт тепловіддачі з поверхні бака в оточуюче середовище; S — площа поверхні бака конденсатора, яка приблизно дорівнює площі зовнішньої поверхні пакета секцій.

Коефіцієнти теплоємності та теплопровідності основних матеріалів, що застосовуються у конденсаторобудуванні, наведені в табл. 7.4.

Повний перепад температур між центральною точкою пакета секцій та оточуючим середовищем

$$\Delta T = \Delta T_1 + \Delta T_2 = U_{\text{ном}}^2 \omega C_{\text{ном}} \operatorname{tg}\delta_д \times$$

$$\times\left[\frac{1}{V_{\text{акт}}}\left(\frac{H_1^2}{8\lambda_{\parallel}} + \frac{H_c^2 - H_1^2}{8\lambda_{\perp}}\right) + \frac{1}{S}\left(\frac{\Delta_1}{\lambda_1} + \frac{\Delta_2}{\lambda_2} + \frac{\Delta_3}{\lambda_3} + \frac{1}{k_т}\right)\right]. \tag{7.91}$$

Таблиця 7.4

Значення коефіцієнтів теплосмності та теплопровідності [1]

Найменування матеріалу	Теплоємність, Дж/(кг· град)	Коефіцієнт теплопровідності, $\times 10^{-3}$ Вт/(см· град)
Папір, не просочений	$4{,}19\times10^3$	1,39
Папір, просочений нафтовим маслом	$1{,}51\times10^3$	1,7
Гетинакс	$1{,}51\times10^3$	1,7
Фарфор електротехнічний високовольтний	$0{,}88\times10^3$	13
Вініпласт	$1{,}0\times10^3$	1,6
Плівка:		
поліпропіленова		1,6
полістирольна	$1{,}2\times10^3$	2,0
лавсанова		2,2
з фторопласта 4	$0{,}7\times10^3$	2,2
Масло:		
нафтове	$1{,}78\times10^3$	1,5
касторове	$1{,}6\times10^3$	1,8
Фольга алюмінієва	$0{,}84\times10^3$	2000
Мідь	$0{,}38\times10^3$	3930
Сталь	$0{,}46\times10^3$	586

При розрахунку ΔT значення $\mathrm{tg}\delta_д$ приймається за залежністю $\mathrm{tg}\delta_д = f(T)$ для температури діелектрика, що відповідає найбільшій допустимій робочій температурі в конденсаторі. Для конденсаторів з паперово-масляною ізоляцією перепад температур ΔT має не перевищувати 35 °С, а для конденсаторів з просоченням касторовою олією або фенілксилілетаном $\Delta T < 60$ °С.

7.5. Шляхи поліпшення показників конденсаторів

7.5.1. Заходи, спрямовані на зменшення впливу «крайового ефекту»

У зв'язку з тим, що найслабішим місцем конденсатора є об'єм ізоляції, який прилягає до краю обкладки (див. пп. 7.3.1.—7.3.2), основна увага приділяється методам, спрямованим на поліпшення розподілу електричного поля біля краю обкладок і зменшення ступеня впливу «крайового ефекту».

Заокруглення краю обкладки. Найпоширенішим способом послаблення «крайового ефекту» є заокруглення краю обкладки,

коли обкладка на краях загнута [6]. Така операція досить легко виконується на намотувальних верстатах за допомогою простих пристосувань. Ресурс конденсаторів із закругленим краєм обкладок у 2—3 рази вищий за ресурс конденсаторів з обкладками, що не мають заокруглень. Також підвищується на 15÷20 % напруженість початкових ЧР.

Для конденсаторів з незакругленим краєм обкладки відповідно до рекомендацій п. 7.3.2 необхідно витримувати співвідношення товщини обкладки до товщини діелектрика в діапазоні 0,12÷0,16. При цьому досягається найбільша питома енергія конденсаторів.

Вплив зсуву і ширини обкладок. Важливим способом поліпшення характеристик конденсатора, який складається з секцій зі схованими обкладками, є забезпечення ідеального намотування секцій. Розрахунки показують [18], що залежно від ширини зсуву l між краями обкладок (рис. 7.18) відношення напруженості електричного поля E_{rl} при $l \neq 0$ до напруженості електричного поля E_{r0} у рівновіддалених від краю обкладки точках при $l = 0$ змінюється від 1 при $l = 0$ до 1,41 при $l \to \infty$. Тому секції зі схованими обкладками необхідно намотувати з найменшим зсувом, тобто $l \to 0$.

Для зменшення впливу краю обкладки на практиці використовують конструктивне рішення, що полягає в намотуванні секцій великої ширини (до 600 мм). При цьому зменшується периметр обкладок, а отже, і вплив «крайового ефекту».

Застосування проміжних обкладок. При виконанні конденсаторних конструкцій з великою товщиною діелектрика (типу конденсаторних вводів) конденсаторів мегавольтного діапазону, кінцевих розподілів силових кабелів доцільно згідно з формулою (7.56) градувати ізоляцію проміжними обкладками [19]. При цьому напруженість поля біля краю обкладки

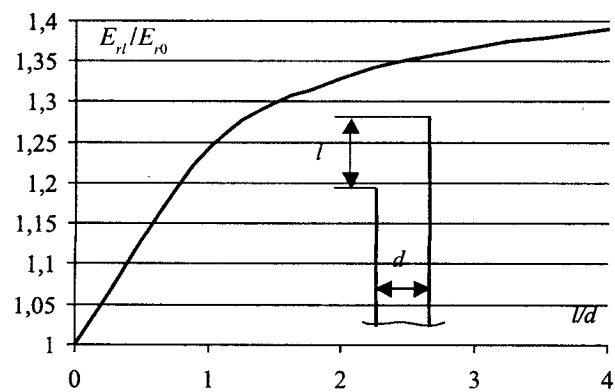


Рис. 7.18. Відношення E_{rl}/E_{r0} залежно від l/d.

зменшується в $\sim\sqrt{n+1}$ разів, де n — число проміжних обкладок. Проміжні обкладки необхідно виконувати зі зсувом l відносно одна до одної, як показано на рис. 7.19,*а*. На рис. 7.19,*б* наведено приклад неправильного розташування проміжних обкладок, коли послаблення електричного поля біля краю основної обкладки практично не відбувається.

Для конденсаторів з великою товщиною діелектрика застосовують, але значно рідше, й інше конструктивне рішення, що дозволяє збільшити питому енергію. Між основними обкладками *1* і *2* (рис. 7.20) розташовується обкладка, ширина якої менша кожної з основних обкладок і яка з'єднана з однією з них. При цьому ємність системи збільшується, а взаємне розташування обкладок підбирається таким чином ($d_1/(d_1 + d_2) = 0{,}4$ [20]), щоб умови руйнування діелектрика біля країв обкладок були рівноцінними.

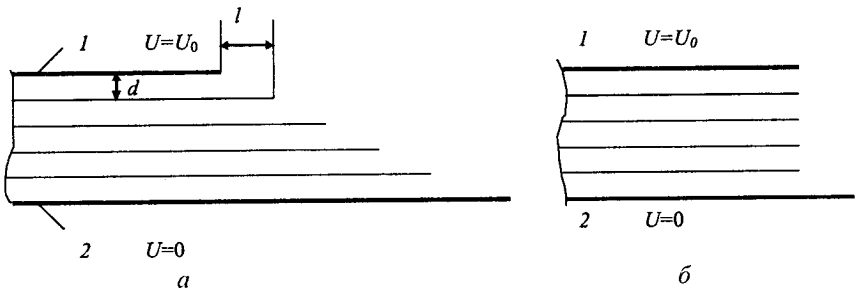


Рис. 7.19. Розташування проміжних обкладок між основними обкладками *1* і *2*: *а* — правильне ($l > 4d$); *б* — неправильне ($l \approx 0$).

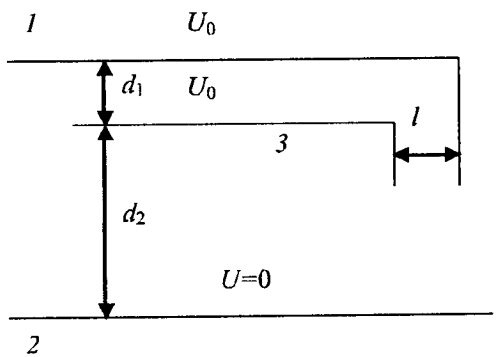


Рис. 7.20. Розташування між основними обкладками *1* і *2* проміжної обкладки *3*, з'єднаної з обкладкою *1* ($l > 4d_1$).

Градування ізоляції. Цей спосіб використовується для поліпшення розподілу напруженості електричного поля біля краю обкладки через розташування біля краю обкладки діелектрика з більшим значенням діелектричної проникності. Розглянемо на прикладах найпростіших моделей краю обкладки, яким чином присутність біля краю обкладки

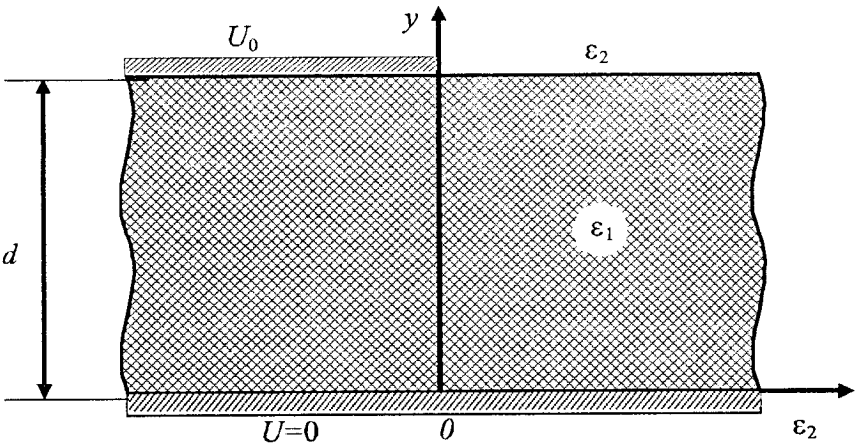


Рис. 7.21. Модель краю обкладки з двома діелектричними середовищами.

діелектриків з різними проникностями впливає на розподіл електричного поля.

Для класичного випадку (рис. 7.21) розподіл електричного поля біля краю обкладки визначено в роботі [21]. Одна обкладка (верхня) знаходиться на межі розподілу діелектриків з різними діелектричними проникностями, якими можуть бути шари твердого ε_1 і рідкого ε_2 діелектриків. У цьому випадку напруженість поля на відстані r від краю обкладки визначається за формулою:

$$E_r\big|_{r\to 0} = E_0\sqrt{\frac{\varepsilon_1 d}{(\varepsilon_1+\varepsilon_2)\pi r}}, \qquad (7.92)$$

де $E_0 = U_0/d$.

Найбільша напруженість поля має місце, коли діелектрична проникність твердого діелектрика велика: у граничному випадку $\varepsilon_1/\varepsilon_2 >> 1 E_r = \sqrt{2}\,E_{r0}$, де E_{r0} — складова напруженості поля в однорідному середовищі ($\varepsilon_1 = \varepsilon_2$). У протилежному випадку (зовнішнє середовище має більшу діелектричну проникність) $E_r \approx E_{r0}\,(2\varepsilon_1/\varepsilon_2)^{1/2} << E_{r0}$. Зокрема, для сполучення $\varepsilon_1 = 2{,}3\varepsilon_0$, $\varepsilon_2 = 81\varepsilon_0$ (поліетилен і вода) $E_r \approx 0{,}24E_{r0}$.

У роботі [22] визначене електричне поле біля краю обкладки з прямокутним зрізом, поблизу якого розташовані шари діелектрика з діелектричними проникностями, які відрізняються (рис. 7.22). Задача розв'язана в такій послідовності: конформне перетворення напівплощини на внутрішність багатокутника (модель краю обкладки); звернення задачі на напівплощині шляхом заміни еквіпотенці-

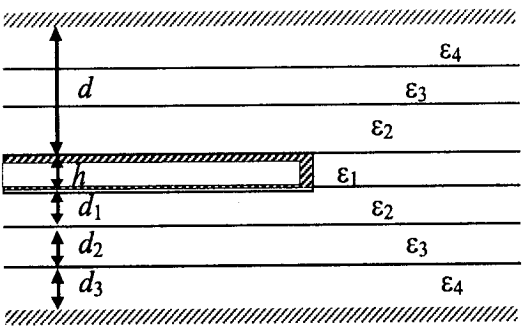


Рис. 7.22. Модель краю обкладки з неоднорідним діелектриком.

алей силовими лініями, а силових ліній еквіпотенціалями; розрахунок поля зворотної задачі чисельно методом інтегральних рівнянь; перехід до характеристик поля початкової задачі; аналіз результатів розрахунку. У табл. 7.5 наведені параметри конструкцій, для яких визначається

Таблиця 7.5

Значення параметрів в моделі (рис. 7.22)

Параметр	Номер кривої на рис. 7.23									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
d_1/d	1	0,1	0,25	0,25	0,25	0,1	1	0,1	0,25	0,25
d_2/d	0	0,8	0,5	0,5	0,75	0,8	0	0,8	0,5	0,5
d_3/d	0	0,1	0,25	0,25	0	0,1	0	0,1	0,25	0,25
ε_1	1	1	1	1	1	1	2	2	2	2
ε_2	2	1	1	2	2	2	1	2	2	1
ε_3		2	2	1	1	1		1	1	2
ε_4		1	1	2		2		2	2	1

основний безрозмірний коефіцієнт $K_r = E_{rl}/E_{r0l}$, і який дорівнює відношенню тангенціальної складової напруженості поля поблизу краю обкладки з урахуванням неоднорідності діелектрика до тангенціальної складової напруженості поля моделі з однорідним діелектриком. На рис. 7.23 подані залежності K_r від r/d (%), отримані для h/d= 0,1 і для параметрів системи, наведених у табл. 7.5.

Як видно з кривої *1* (див. рис. 7.23), з наближенням до краю електрода сильніше позначається вплив неоднорідності діелектрика — K_r зростає. Розташування біля обкладок шарів діелектрика з більшим значенням діелектричної проникності (криві *4*, *5*, *6*) приводить до помітного ослаблення концентрації поля: K_r падає з 1,4 до 0,85 (на відстані r/d = 0,1 %).

Коректно також порівняння варіантів № 7, 10. Тут криві майже паралельні, виходить, поля подібні.

Порівнювати ж варіанти, для яких залежності не паралельні, значно складніше. Результат порівняння напруженостей залежить від відстані r до гострої крайки.

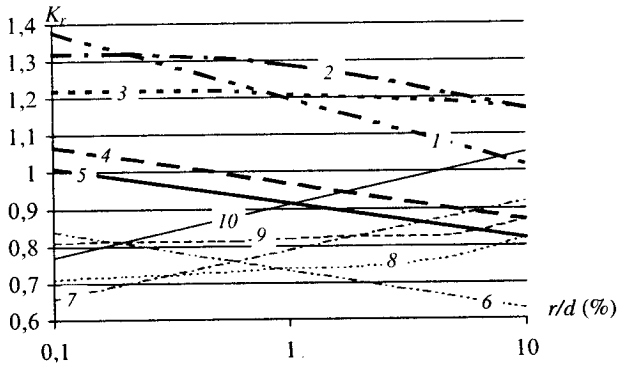


Рис. 7.23. Залежність K_r від співвідношення діелектричних проникностей шарів та їх розташування.

7.5.2. Інші методи поліпшення характеристик конденсаторів

Застосування комбінованої паперово-плівкової ізоляції. Одним з основних напрямків поліпшення питомих характеристик конденсаторів є застосування комбінованої паперово-плівкової ізоляції. Конденсаторна плівка через більшу електричну міцність та меншу кількість струмопровідних включень дозволяє підняти робочий градієнт і збільшити питому енергію. Основна роль паперового діелектрика в цьому випадку — це здатність усмоктувати в себе масло, забезпечуючи відсутність газових порожнин між шарами плівки при просоченні конденсаторів.

Для конденсаторів змінної напруги (та імпульсних, що працюють з великою частотою проходження імпульсів) доцільно підвищувати процентний вміст плівки, яка має до того ж і низький тангенс кута діелектричних втрат. Просочення здійснюється газостійкими діелектричними рідинами (це переважно фенілксилілетан). Як правило, у цьому випадку біля обкладок розташовуються шари плівки. Обкладки виконуються тисненими для поліпшення якості просочення. При використанні шорсткуватих (матових) плівок необхідність у застосуванні паперових шарів відпадає, оскільки якісне просочення забезпечується через шорсткуватість поверхні плівки. Найбільші питомі характеристики забезпечують чисто плівкові конденсатори.

Для імпульсних конденсаторів з невеликою частотою проходження (менше 10 Гц) доцільно збільшувати процентний вміст паперу і виконувати просочення діелектричною рідиною з великою діелектричною проникністю (наприклад, касторовою олією). Як

правило, у цьому випадку біля обкладок розташовуються шари паперу, забезпечуючи якісне просочення і поліпшуючи розподіл електричного поля за рахунок більшої діелектричної проникності (див. підрозділ 7.5.1). Найбільш високі питомі показники імпульсних конденсаторів здобуті на чисто паперовому діелектрику, просоченому касторовою олією при ресурсі понад $2 \cdot 10^4$ імпульсів [23]. При ресурсі менше $2 \cdot 10^4$ доцільніше застосовувати паперово-плівковий діелектрик.

Вплив щільності паперу. Поліпшення питомих характеристик конденсаторів можна досягти через застосування конденсаторного паперу більшої щільності. Так, ресурс паперово-касторових конденсаторів із щільністю паперу КОН-3-М 1,35 г/см^3 у 2 рази більший, ніж для паперу КОН-2 із щільністю 1,2 г/см^3 (рис. 7.24) [23].

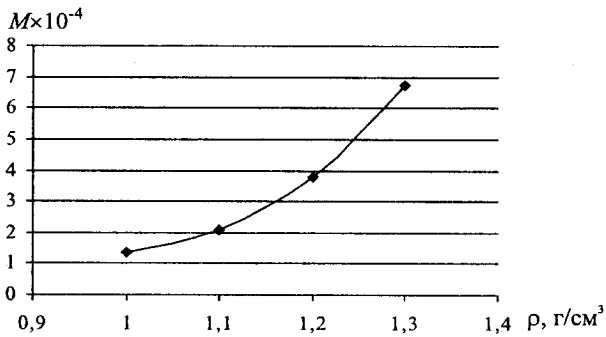


Рис. 7.24. Залежність середнього ресурсу секцій імпульсних конденсаторів, які просочені касторовою олією, від щільності конденсаторного паперу.

Вплив запресування. Ресурс паперово-касторової ізоляції імпульсних конденсаторів на відміну від паперово-масляної значною мірою залежить від ступеня запресовування секцій [23]. На рис. 7.25 подані залежності ресурсу зразків секцій конденсаторів від тиску при запресовуванні. При зміні тиску від 1 до 200 атм ресурс паперово-касторових конденсаторів зменшується на 2 порядки.

Зі збільшенням тиску запресовування зменшується загальна товщина діелектрика між обкладками, а отже, збільшується ємність C. Таким чином, із зростанням тиску запресовування підвищується питома енергія $W_{\text{шит}} \sim C$. У цей же час зменшується об'єм, який займає конденсатор. Якщо порівняти різні варіанти одержання в заданому об'ємі конкретного значення енергії, що запасається, залежно від тиску запресовування, то виявиться, що оптимальний тиск запресовування, при якому ресурс буде максимальним, відповідає 5—10 атм.

На використанні ефекту запресовування запропонована конструкція конденсатора з запресованою центральною частиною па-

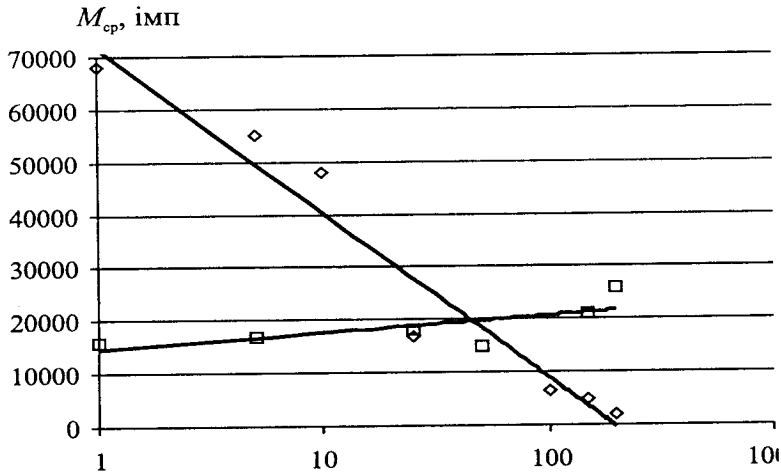


Рис. 7.25. Залежність ресурсу зразків секцій конденсаторів від тиску при запресуванні: □ — секції, просочені нафтовим маслом, ◇ — секції, просочені касторовою олією.

кета секцій (в області однорідного поля) при меншому тиску запресовування крайових зон секцій [24].

Збільшення кількості шарів. Важливим конструктивним рішенням щодо підвищення ресурсу конденсаторів є збільшення кількості шарів діелектрика при постійній загальній товщині ізоляції між обкладками. Експериментальні дані [23] для ресурсу, отримані для паперово-плівкового діелектрика завтовшки 68 мкм із 51—52 % вмістом плівки і паперового з товщиною діелектрика 40 мкм залежно від числа шарів k діелектрика, показали (рис. 7.26), що зі збільшенням числа шарів діелектрика ресурс істотно зростає.

Технологічні заходи. Цікавим вбачається спосіб підвищення ресурсу паперово-касторових конденсаторів до 30 % шляхом заміни касторової олії у вільному об'ємі між пакетом і корпусом конденсатора на трансформаторне масло [25]. Важливим фактором підвищення надійності конденсаторів є ретельне очищення і знегажування просочувальних рідин, а також забезпечення глибокого вакууму (0,1—1 Па) при сушінні конденсаторів [26].

Інші конструктивні заходи. Вдалим рішенням є покриття обкладок конденсаторів тонкою діелектричною плівкою [27], що дозволяє збільшити ресурс конденсаторів у кілька разів. Однак через технологічні труднощі реалізації даний технічний прийом не отримав значного поширення.

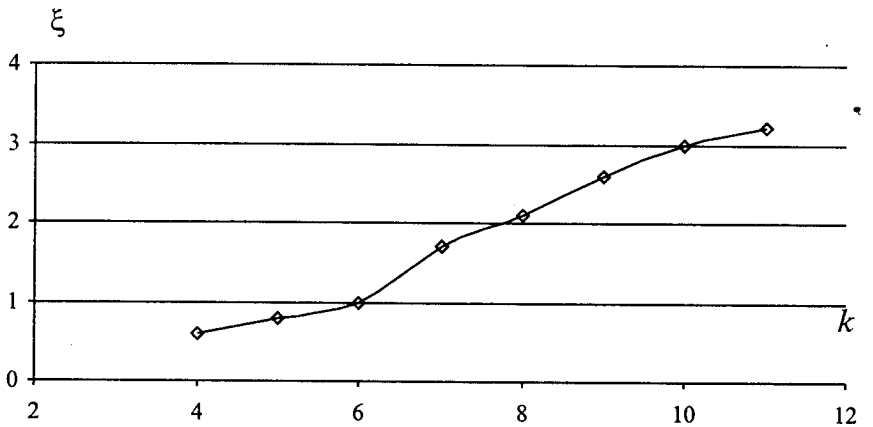


Рис. 7.26. Залежність коефіцієнта ξ від числа шарів діелектрика. (Результати наведені при $k \leqslant 6$ для паперової ізоляції, при $k \geqslant 6$ для паперово-лавсанової ізоляції; ξ — відношення середнього ресурсу секцій з розрахунковим числом шарів до середнього ресурсу секцій з 6 шарами діелектрика.)

До числа технічно реалізованих конструктивних рішень варто віднести конструкцію імпульсного конденсатора з обкладками різної ширини, коли вузька обкладка при заряді має позитивну полярність [28]. При цьому ресурс збільшується в 2 рази.

Вплив режиму експлуатації на ресурс імпульсних конденсаторів. Збільшити ресурс імпульсного конденсатора можна за рахунок підвищення декремента коливань. Перехід від коливального розряду з декрементом коливань, близьким до 1, до аперіодичного призводить до зростання ресурсу на 2 порядки (відповідно до формули (7.63)).

7.6. Технічні характеристики конденсаторів

Наведемо типові характеристики промислових конденсаторів змінної напруги (табл. 7.6) і імпульсних (табл. 7.7), що випускаються у ближньому зарубіжжі.

7.6.1. Конденсатори змінної напруги

Повне позначення конденсатора змінної напруги має вигляд КЕК*X-U-Q-YZ* [3, 29], що розшифровується в такий спосіб: К — косинусний (для підвищення коефіцієнта потужності); Е — екологічно безпечний; К — комбінований (паперово-плівковий) діелек-

трик; *X* — призначення конденсатора: *Ф* — фільтровий; *Ш* — шунтовий (для батарей паралельного включення); *U* — номінальна напруга, кВ; *Q* — номінальна реактивна потужність, кВАр; *Y* — число ізольованих від корпуса виводів (1, 2 або 3); *Z* — кліматичне виконання за ДСТ 15150-69. При замовленні зазначається повне позначення конденсатора, у яке замість символів *X, U, Q, Y, Z* наводяться їх значення з табл. 7.6.

Таблиця 7.6

Конденсатори для підвищення коефіцієнта потужності

Тип	*U*, кВ	*Z*	*f*, Гц	*C*, мкФ	*I*, А	Розміри корпусу, мм
КЕКФ	6,6	У1, ХЛ1, Т2, Т3	50	11,0	23	380×120 × 640 (останній розмір — висота)
		Т2, Т3	60	9,1		
	7,3	У1, ХЛ1, Т2, Т3	50	9,0	20	
		Т2,' Т3	60	7,5		
	6,3	УХЛ1	50	16	32	
	6,6	УХЛ1, Т2 Т3	50	14,6	30	
		Т2, Т3	60	12,2		
	7,3	УХЛ1, Т2, Т3	50	12	23	
		Т2, Т3	60	10		
КЕКШ (Y=1)	6,3	У1	50	16	32	380 ×135 ×640
КЕК-6,3-150У*	6,3	У1	50	12	16	430 ×120 ×821

* Реактивна потужність конденсатора 150 кВАр.

7.6.2. Імпульсні конденсатори типу ІК

Повне позначення конденсатора І*КX-U-CZ*, у якому І — імпульсний; К — просочення касторовою олією; *X* — цифра, що позначає конструктивну особливість; *U* — номінальна напруга, кВ; *C* — номінальна ємність, мкФ; *Z* — кліматичне виконання за ДСТ 15150-69. При замовленні наводиться повне позначення конденсатора із заміною в ньому символів *X, U, C* та *Z* їх значеннями, наведеними в табл. 7.7.

Наприклад, конденсатор «ІК-3-300УЗ» відповідає таким вимогам: призначений для роботи в ланцюгах живлення електрофізичних установок; номінальна напруга — 3 кВ; номінальна ємність — 300 мкФ; розміри корпуса 380×120×640 мм.

Таблиця 7.7

Імпульсні конденсатори

Тип конденсатора	*U*, кВ	*C*, мкФ	*Z*	*L*, нГн	Розміри корпуса, мм
Амплітуда імпульсу струму до 40 кА*					
ІК-6-150	6	150			
ІК-8-85	8	85	УХЛ4	60	310 ×150 ×590
ІК-10-50	10	50			
Амплітуда імпульсу струму до 200 кА**					
ІК-25-13,2	25	13,2			
ІК-30-9,2	30	9,2	УХЛ4	35	314 ×320 ×668
ІК-50-3,3	50	3,3			
ІК-60-2,3	60	2,3			

* Частота проходження імпульсів не більше одного за 2 хв; при коливальному розряді декремент не менше 2; *L* — номінальна індуктивність конденсатора.

** Частота проходження імпульсів не більше 3 за хв$^{-1}$; декремент не менше 1,5.

7.6.3. Конденсатори для збільшення коефіцієнта потужності електротермічних установок підвищених частот

Загальне позначення конденсаторів (табл. 7.8): ЕЕВК-*U*-*f*-*Z*, у якому Е — електротермічний (для електротермічних установок); Е — екологічно безпечний; В — водяне охолодження; К — комбінований (паперово-плівковий) діелектрик; U — номінальна напруга, кВ; *f* — номінальна частота, кГц; *Z* — кліматичне виконання за ДСТ 15150-69. Усі конденсатори даної серії мають кліматичне виконання У1 і випускаються в корпусах розміром 380×120×350 мм.

Таблиця 7.8

Конденсатори ЕЕВК

U, кВ	*f* = 0.5 кГц		*f* = 1 кГц		*f* = 2,4 кГц		*f* = 4 кГц		*f* = 10 кГц	
	C, мкФ	*I*, А	*C*, мкФ	*I*, А	*C*, мкФ	*I*, А	*C*, мкФ	*I*, А	*C*, мкФ	*I*, А
0,5					146	1100	87,58	1100	41	1300
0,8	149,3	375	112	563	57	688	34,21	688	16,17	813
1,0	95,5	300	71	450	36	550	21,89	550	—	—
1,6	37,3	188	28	281	14	344	8,55	344	—	—
2,0	23,9	150	17	225	9,1	275	5,47	275	—	—
Q, кВАр	300		450		550		550		650	

7.6.4. Виробництво конденсаторів в Україні

В Україні випускаються імпульсні конденсатори малими партіями в науково-дослідному і проектно-конструкторському інституті «Молния» Національного технічного університету «Харківський політехнічний інститут» та в інституті імпульсних процесів і технологій НАН України (м. Миколаїв), характеристики деяких з них наведені в табл. 7.9 і 7.10.

Таблиця 7.9

Характеристики конденсаторів, що випускаються в НДПКІ «Молния» НТУ «ХПІ».

Тип конденсатора	U, кВ	C, мкФ	L, нГ	$I_{ном}$ (I_{max}) кА	Ресурс, імп.	Питомі характеристики		Маса кг	Габарити, мм×мм×мм
						Дж/кг	Дж/дм^3		
Конденсатори з ресурсом $10^7 \div 10^{11}$ імпульсів									
КІМ-27	55	0,1	50	25 (75)	$2\cdot10^8$	1,26	2,4	120	290×530×410 (550)
КІМ-36	50	0,1	40	30 (80)	$5\cdot10^7$	1,56	3,17	80	250(400)×450×350
КІМС1	80	0,0094	70	30	10^{11}	0,86	0,78	35	170×390×590
КІМС2	110	0,0074	70	30	10^{11}	0,74	0,68	61	520×670×190
КІМС3	150	0,0032	70	25	10^{11}	0,58	0,54	61	520×670×190
КБМЕГ-6	80	0,09	200	60	10^9	0,52	0,77	550	320×850×1240 (1650)
Конденсатори з підвищеною номінальною напругою									
КІМ-22	100	0,5	10	170(700)	$5\cdot10^4$	31,25	37	80	270×475×580 (700)
КІМ-29	100	0,016	35	70	$9\cdot10^4$	1,33	1,07	60	270×475×580 (700)
КІМ-32	2500	0,0009	700	25(80)	$8\cdot10^4$	3,1	4,8	900	Ø415×4300
КІМ-35	125	0,64	370	50(150)	$5\cdot10^4$	41,67	61,7	120	300×300×900 (1315)
КІМ-46А	100	0,05	10	120(220)	10^5	17,8	20,3	14	70×400×440
Конденсатори з ресурсом $10^4 \div 10^5$ імпульсів									
КІМ-24	10—20	156—39	40	74(600)	$6\cdot10^4$	36,28	63	215	335×535×700 (745)
КІМ-70	10	27	60	200	10^5	58,7	135,2	23	120×260×320 (440)
КІМ-77	5	120	50	120(300)	$5\cdot10^4$	45,5	105	33	138×405×255 (315)
КІМ-100	100	0,02	30	60	10^4	34,5	95	2,9	130(190)×30×270
КІМ-102	10	100	60	200(400)	$5\cdot10^4$	61,7	125	81	260×480×320 (390)

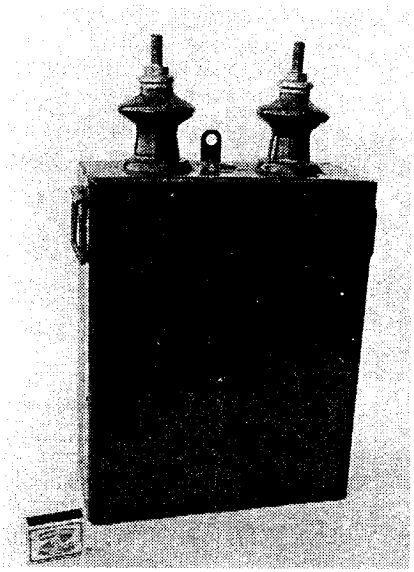


Рис. 7.27. Зовнішній вигляд конденсатора КІМ-70.

Для конденсаторів НДПКІ «Молния» з ресурсом 10^7 і більше імпульсів заряд-розряд (табл. 7.9) застосована паперова і паперово-поліпропіленова ізоляція, просочена трансформаторним маслом.

Конденсатори з ресурсом менш 10^7 імпульсів виконані з паперової чи паперово-лавсанової ізоляції, просоченої касторовою олією. Конденсатор КІМ-32 виконаний по типу конденсаторного вводу, а його ізоляція з кабельного паперу просочена трансформаторним маслом. Зовнішній вигляд типового імпульсного конденсатора КІМ-70 поданий на рис. 7.27.

Конденсатори ІІПТ (м. Миколаїв) виконані на основі паперово-плівкової ізоляції, просоченої касторовим або нафтовим маслом (табл. 7.10). Наприклад, конденсатор ІКЧ-96-0,046 має паперово-поліпропіленову ізоляцію, просочену нафтовим маслом, а ІК-2,5-100 — паперово-лавсанову ізоляцію, просочену касторовим маслом.

Таблиця 7.10

Характеристики конденсаторів, що випускаються в ІІПТ (м. Миколаїв)

Тип конденсатора	U, кВ	C, мкФ	L, нГ	$I_{ном}$ (I_{max}), кА	Ресурс	Питомі характеристики		Маса, кг	Габарити по корпусу, ммхммхмм
						Дж/кг	Дж/дм^3		
ІК2,5-100	2,5	100	80	88	10^6	31,2	52,6	10	159×159×235
ІК-6-250	6	250	400	150	6×10^4	118,4	181	38	310×160×500
ІК-10-20	10	20	800	50	$2{,}7\times10^6$	32,3	45	31	455×150×326
ІК-25-1	25	1	135	68	$7{,}2\times10^5$	23,1	40,3	13,5	170×160×285
ІК-25-2,2	25	2,2	500	52	2×10^6	13	45	53	Ø158, Н = 770
ІК-25-3,9	25	3,9	600	64	10^6	29	78	42	Ø158, Н = 795
ІК-25-16	25	16	70	250	10^5	83,3	158	60	235×255×550
ІК-50-1	50	1	400	79	$1{,}5\times10^7$	40,3	56,2	31	455×150×326
ІКЧ96-0,046	96	0,046	48	94	10^6	24,6	32,2	8,6	178×168×220
ІКЕ-100-0,17	100	0,17	70	150	2×10^3	41,67	61,7	6	303×124×142
ІКП-30-0,8	30	0,8	1250	24	$7{,}2\times10^5$	10,3	31,2	35	Ø114, Н = 1132

7.7. Застосування конденсаторів в установках високої напруги

7.7.1. Установки змінної напруги

При передачі електричної енергії від місця її одержання — електричної станції — до споживача в лініях електропередачі (ЛЕП), розподільних мережах і пов'язаних з ними пристроях губиться в цілому понад 15 % усієї вироблюваної енергії, тому питання зниження втрат набуває важливого економічного значення. Значну частку в них складають втрати, обумовлені протіканням реактивного (індуктивного) струму, що, крім іншого, зменшує також стійкість роботи енергосистеми [3]. Зниження споживання індуктивного струму від генератора генеруванням реактивної потужності в споживача є основним шляхом підвищення економічності енергосистеми і надійності її роботи, а також поліпшення якості електричної енергії. Генерування реактивної потужності в споживача звичайно називають компенсацією реактивної потужності, а найбільш зручне й економічне джерело її — конденсатори, які виконують функцію енергозберігаючого устаткування. В умовах промислового підприємства конденсатори, що використовуються для цих цілей, звичайно комплектуються у вигляді невеликих батарей, які називають конденсаторними установками. У табл. 7.11 наведені значення реактивної потужності на 1 кВт установленої, котрі повинні бути введені для підвищення коефіцієнта потужності від його фактичного значення $\cos\varphi_1$ до необхідного $\cos\varphi_2$.

Конденсатори, як джерела реактивної потужності, використовуються не тільки в мережах промислової частоти, але також і на інших частотах, наприклад, в електротермічних установках на частоті 0,5—10 кГц для нагрівання металів для кування, штампування і загартування, для плавки металів та деяких інших речовин.

Конденсаторні батареї широко використовуються в ЛЕП змінного струму [3]. Вони або включаються паралельно (шунтові), або послідовно в розрив ЛЕП (серієсні) і служать для підвищення передаваної потужності по ЛЕП і підвищення стійкості роботи енергосистеми. Для комплектації шунтових батарей промисловістю випускаються стандартні блоки.

Для передачі великих потужностей на далекі відстані, крім змінного струму високої напруги, використовується також і постійний струм. Близько 30 % вартості всієї ЛЕП постійної напруги займають конденсатори. Вони використовуються в них для демпфірування і вирівнювання напруги у перетворюючих пристроях

Таблиця 7.11

Реактивна потужність, кВАр, на 1 кВт установленої

$\cos\varphi_1$	$\cos\varphi_2$ (бажаний)								
	0,84	0,86	0,88	0,90	0,92	0,94	0,96	0,98	1,00
0,50	1,09	1,14	1,20	1,25	1,31	1,37	1,44	1,53	1,75
0,52	1,00	1,05	1,06	1,11	1,16	1,22	1,28	1,44	1,64
0,54	0,92	0,97	1,02	1,08	1,14	1,20	1,27	1,36	1,56
0,56	0,84	0,89	0,94	1,00	1,05	1,12	1,19	1,28	1,48
0,58	0,76	0.81	0,87	0,92	0,98	1,02	1,11	1,20	1,41
0,60	0,69	0,74	0,80	0,85	0,91	0,97	1,04	1,13	1,33
0,62	0,62	0,67	0,72	0,78	0,84	0,89	0,97	1,06	1,27
0,64	0,56	0,61	0,67	0,72	0,78	0,84	0,91	1,00	1,20
0,66	0,49	0,55	0,60	0,66	0,71	0,78	0,85	0,94	1,14
0,68	0,43	0,49	0,54	0,60	0,65	0,72	0,79	0,88	1,08
0,70	0,38	0,43	0,49	0,54	0,60	0,66	0,73	0,82	1,02
0,72	0,32	0,37	0,32	0,48	0,54	0,67	0,67	0,76	0,97
0,74	0,26	0,33	0,37	0.43	0,48	0.55	0,62	0,71	0,91
0,76	0,21	0,28	0.32	0,37	0,43	0,50	0,56	0,65	0,86
0,78	0,16	0,21	0,27	0,32	0,38	0,44	0,51	0,60	0,80
0,80	0,10	0,16	0,21	0,27	0,33	0,39	0,46	0.55	0,75
0,82	0,05	0,10	0,16	0,22	0,27	0,33	0,40	0,49	0,70
0,84		0,05	0,10	0,16	0,22	0,28	0,35	0,44	0,65
0,86			0.06	0,11	0,17	0,23	0,30	0,39	0,59
0,88				0,06	0,11	0.17	0,25	0,33	0,54
0,90					0,06	0,12	0,17	0,25	0,48
0,92						0,06	0,13	0,22	0,43
0,94							0,07	0,16	0,36

і для комплектації фільтрових і шунтових батарей як на прийомному, так і на передавальному кінцях лінії, кожна з яких може мати по кілька десятків тисяч конденсаторних одиниць.

На електрифікованому залізничному транспорті шунтові й подовжні конденсаторні установки є складовою частиною тягових підстанцій. Шунтові установки служать для компенсації реактивної потужності тягового навантаження, подовжні — для підвищення і стабілізації напруги в умовах тягового навантаження, яке безупинно змінюється. У потягах метрополітену конденсатори використовуються в схемах безреостатного регулювання частоти обертання тягових двигунів.

Конденсаторна установка для компенсації реактивної потужності являє собою скомпоновану у вигляді окремої конструктивної одиниці групу з'єднаних за певною схемою конденсаторів, облад-

нану регулюючою, комутуючою, захисною і сигналізаційною апаратурою.

Конденсатори на номінальну напругу від 1 до 10 кВ випускаються, як правило, однофазними, і з'єднання їх в установці на відповідну номінальну напругу може бути як зіркою, так і трикутником з паралельним з'єднанням конденсаторів у фазі з запобіжниками індивідуального чи групового захисту конденсаторів. В установках на номінальну напругу понад 10 кВ з'єднання фаз виробляється зіркою зі змішаним з'єднанням конденсаторів у фазі (рис. 7.28).

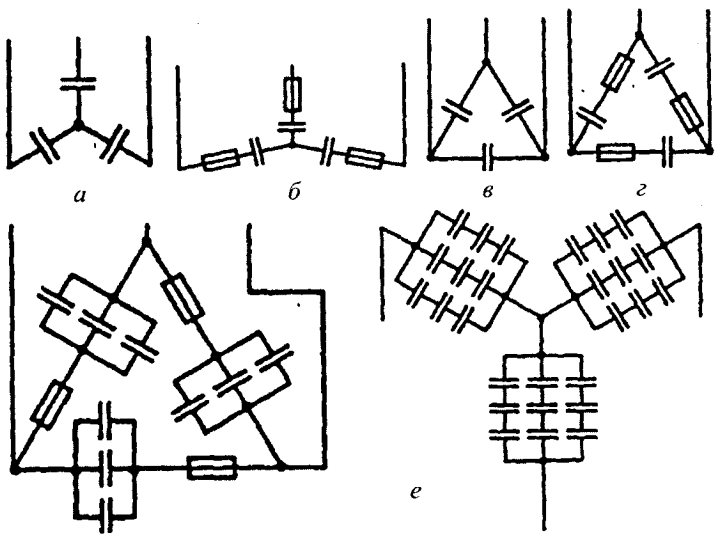


Рис. 7.28. Схеми з'єднання конденсаторних установок: *а* — зіркою; *б* — зіркою з індивідуальними запобіжниками; *в* — трикутником; *г* — трикутником з індивідуальними запобіжниками; *д* — трикутником з паралельним з'єднанням у фазі і у груповому запобіжнику; *е* — зіркою зі змішаним з'єднанням у фазі.

У трифазних установках на напруги 3, 6 і 10 кВ основною схемою з'єднання фаз є трикутник з паралельним з'єднанням конденсаторів у фазі (рис. 7.29,*а*).

Якщо конденсаторні установки на ці напруги комплектуються з однофазних конденсаторів з номінальною напругою 660 і 1050 В, то застосовується змішане з'єднання їх у фазі, виконуване звичайно у вгляді зірки чи подвійної зірки (рис. 7.29,*б*, *в*). Оскільки при з'єднанні зіркою один з виводів конденсатора може з'єднуватися із землею, для комплектування цих установок можуть застосовуватися

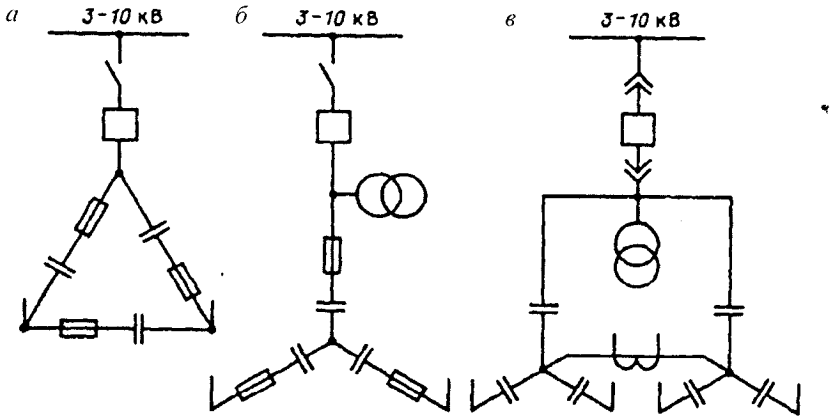


Рис. 7.29. Схеми приєднання установок до мережі 3—10 кВ: *а* — з вимикачем і конденсаторами з убудованими розрядними опорами; *б* — з вимикачем і трансформаторами напруги для розрядки; *в* — подвійною зіркою з викотним вимикачем.

конденсатори з одним ізольованим виводом. У більш потужних конденсаторних установках при необхідності регулювання їх потужності застосовуються секційовані схеми з поділом їх на ступені, як показано на рис. 7.30.

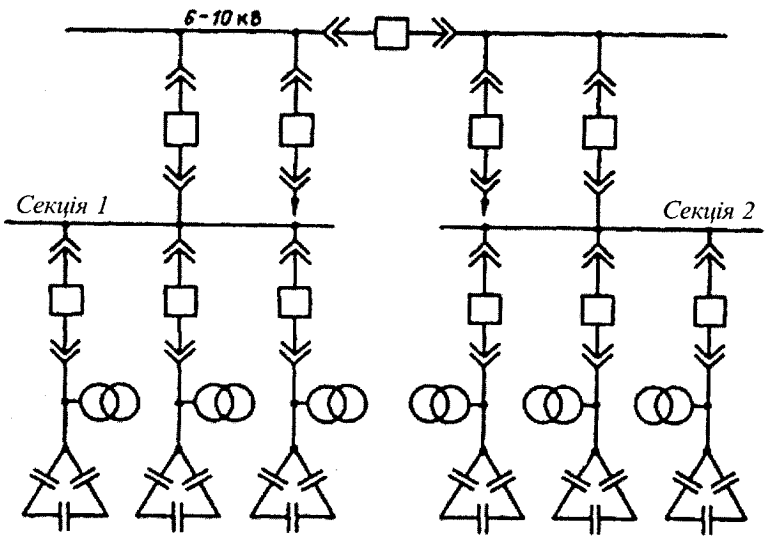
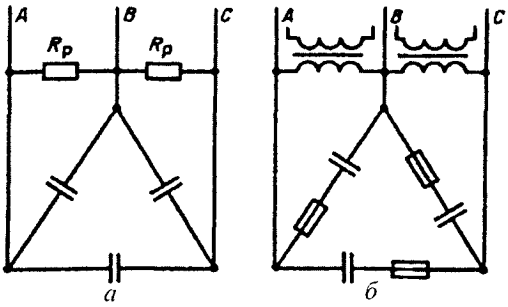


Рис. 7.30. Схеми двосекційної установки на напругу 6—10 кВ із трьома ступенями в кожній секції.

Параметри комутуючої апаратури і захист конденсаторних установок вибираються з урахуванням того, що комутація може відбуватися за наявності вже включених раніше і працюючих паралельно з комутуючими установок ступеней. У цьому випадку амплітуда перехідного струму є істотно більшою, ніж при комутації одиночної установки за відсутності паралельно включених ступеней. При відключеннях на конденсаторних установках можливі перенапруги, пов'язані з повторним запалюванням дуги між контактами комутуючого апарата. У процесі відключення, після гасіння дуги в комутуючому апараті (вимикачі), напруга на конденсаторі (установці) залишається незмінною, близькою до амплітуди прикладеної напруги, оскільки гасіння струму батареї у вимикачі відбувається в момент проходження його через нуль, що відповідає проходженню напруги на установці через максимум, а час розряду установки, що складає понад сотні секунд, значно більше періоду промислової частоти. Надалі напруга мережі продовжує змінюватися за синусоїдальним законом і через половину періоду досягає між контактами вимикача подвійного амплітудного значення напруги мережі. При повторному пробої (запалюванні дуги) між контактами вимикача на установці, що відключається, виникають триразові перенапруги. Подальше зростання числа повторних запалювань між контактами вимикача може збільшити кратність перенапруг. Тому для обмеження перенапруг у конденсаторних установках доцільно використовувати комутаційні апарати, що не мають повторних запалювань дуги. При перехідному процесі виникають також стрибки струму, що значно перевищують номінальний струм установки.

Після відключення від мережі на конденсаторах установки протягом досить тривалого часу зберігається напруга, що дорівнює миттєвому значенню напруги мережі в момент відключення. Ця напруга і відповідний їй заряд можуть становити небезпеку для обслуговуючого персоналу, тому повинні застосовуватися спеціальні заходи для швидкого зниження напруги до безпечного значення. При використанні конденсаторів з вбудованими розрядними опорами їх розряд відбувається через ці опори. Якщо конденсатори не мають внутрішніх розрядних опорів, розрядні пристрої мають бути передбачені в схемах установки, як показано на рис. 7.31.

Для установок напругою до 1000 В як розрядні пристрої рекомендується застосовувати резистори (рис. 7.31,*а*), понад 1000 В — однофазні трансформатори напруги чи індуктивні опори (рис. 7.31,*б*),



а *б*

Рис. 7.31. Схеми пристроїв для розрядки установок: *а* — за допомогою розрядних резисторів R при $U_{ном} < 1000$ В; *б* — за допомогою трансформаторів напруги при $U_{ном} > 1000$ В.

що включаються за схемою відкритого трикутника. При секціонуванні установок для багатоступінчастого регулювання кожна секція або ступінь з окремим вимикачем повинна мати свій розрядний пристрій.

Найбільш економічного режиму роботи мережі можна бути досягнути регулюванням потужності конденсаторної установки шляхом підключення або відключення усієї установки чи ступенів. Найперспективнішим є ефективно ступінчасте регулювання. Число ступенів регулювання визначається за усередненими графіками навантаження. Звичайно число ступенів становить від 3 до 5. Регулювання може бути ручним, яке виконує обслуговуючий персонал, та автоматичним. Автоматичне регулювання високовольтними установками практично не використовується через необхідність застосування дорогих високовольтних вимикачів.

Для більш ефективного використання генераторів і трансформаторів (розвантаження їх від вироблення і трансформування реактивної потужності) і зниження втрат енергії в енергетичних системах застосовуються шунтові конденсаторні батареї.

Конденсаторні батареї можуть складатися з багатьох тисяч конденсаторів, і для підвищення їх надійності доцільно використовувати конденсатори з вбудованими плавкими запобіжниками, що відключають секцію при її пробої. Використання конденсаторів з вбудованими запобіжниками висуває додаткові вимоги до схем їхнього з'єднання в батареях, щоб забезпечити надійне спрацьовування плавких запобіжників від енергії, запасеної в інших неушкоджених секціях даного конденсатора. Найкраще це забезпечується при паралельному з'єднанні секцій у конденсаторі. Звичайно номінальна напруга секції близька до 1 кВ, тому і номінальна напруга конденсаторів, що використовуються для комплектації шунтових батарей, також близька до 1 кВ.

У ряді випадків для комплектації конденсаторних батарей використовуються конденсатори на напругу понад 1 кВ. У цих кон-

денсаторах секції включаються як паралельно, так і послідовно. Звичайно у них не застосовуються вбудовані плавкі запобіжники, оскільки їх надійне спрацьовування може бути забезпечене лише при великій кількості секцій, включених паралельно. У такому випадку для відключення пошкоджених конденсаторів використовуються зовнішні запобіжники. Проте ці запобіжники нечуттєві до пробою однієї секції внаслідок недостатньої зміни струму при декількох послідовно з'єднаних секціях і спрацьовують при пробої всіх послідовно з'єднаних секцій.

Найчастіше, однак, пробій однієї секції в майбутньому призводить до виходу всього конденсатора з ладу через псування просочувальної рідини тривало існуючим дуговим розрядом, що виникає в пошкодженій секції.

При використанні в батареях конденсаторів на напругу понад 1 кВ і зовнішніх запобіжників ускладнюється експлуатація батареї, оскільки необхідно забезпечити регулярний (не рідше 1 разу на добу) огляд батареї із заміною відключених конденсаторів, щоб не викликати істотного перевантаження невідключених конденсаторів.

Пробій у секції з відключенням її запобіжником не призводить до руйнування корпуса й ізоляторів.

Найбільш небезпечним є пробій ізоляції на корпус під кришкою конденсатора, бо це ушкодження не ліквідується плавкими вставками секцій і призводить до руйнування ізоляторів і корпусу конденсатора. Допустиме значення енергії, що виділяється при цьому пошкодженні конденсатора для конденсаторів типу КСП або КСК2, дорівнює 8 кДж.

Отже, при послідовно-паралельному включенні конденсаторів доцільно вибирати таке число паралельно включених конденсаторів, щоб їхня загальна енергія, яка могла виділитись у пошкодженому конденсаторі при перенапругах (2—2,5) $U_{ном}$, не перевищувала 8 кДж.

З іншого боку, при відключенні пробитих секцій плавкими запобіжниками на пошкодженому конденсаторі, включеному послідовно з іншими конденсаторами, виникають найбільші перевантаження по напрузі. Тому намагаються зменшити число послідовно включених конденсаторів, вибираючи звичайно 2 послідовно включених конденсатори, з'єднаних паралельно з іншими (рис. 7.32).

Перенапруги на шунтових батареях конденсаторів. Шунтові батареї конденсаторів, підключені до шин підстанції, зазнають впливу внутрішніх перенапруг, що виникають на шинах. Оскільки

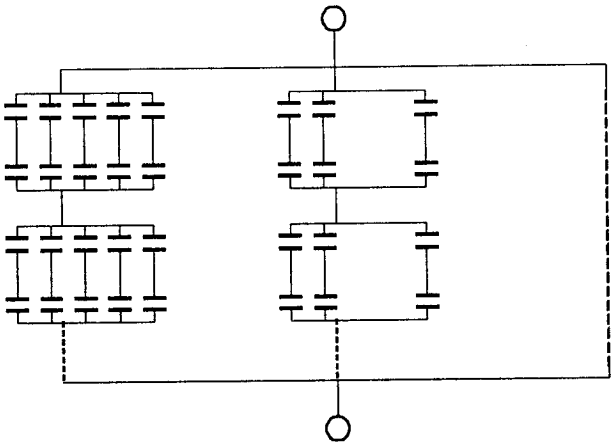


Рис. 7.32. Зразкова схема з'єднання конденсаторів у батареї (не більше 2 послідовно включених і не більше 10 паралельно включених ланцюжків з двох конденсаторів у групах), які набираються паралельно-послідовно.

перенапруги звичайно носять високочастотний характер (сотні і тисячі герц), а еквівалентний ємнісний опір батареї зменшується із зростанням частоти (обернено пропорційно частоті), то звичайно кратність внутрішніх перенапруг на батареях не перевищує 2—2,5 щодо амплітуди фазної робочої напруги $U_{ф}$.

Перенапруги можуть виникати також при включеннях чи відключеннях батареї або її частини.

При включенні батареї перенапруги можуть досягати подвійного амплітудного значення напруги мережі в момент включення ($2U_{ф\,max}$). Якщо на батареї залишився заряд від попереднього режиму роботи і момент включення збігся з протилежними знаками миттєвої напруги мережі та залишкової напруги на батареї, то перенапруги можуть досягати великих значень (до $3U_{ф\,max}$).

Включення батареї супроводжується великими імпульсами струму, що перевищують у 5—15 разів амплітудне значення номінального струму за відсутності заряду на батареї та у 10—30 разів за наявності заряду з напругою, протилежною за знаком миттєвій напрузі мережі в момент включення.

Якщо до мережі раніше підключена інша батарея (чи частина батареї), то струм включення ще більше зростає і може перевищувати амплітудне значення номінального струму в 20—250 разів. Це спроможне призводити до перегоряння зовнішніх запобіжників конденсаторів.

При відключенні батареї найбільші перенапруги виникають за наявності повторних запалювань дуги між контактами вмикача, при цьому перенапруги можуть досягати значень до (3—3,5) $U_{ф\,max}$.

Повторні запалювання дуги у вимикачах також супроводжуються великими імпульсами струму в конденсаторах батареї.

Основним заходом, що обмежує перенапруги при включенні батареї, є пристрої, які дозволяють швидко розрядити батарею після відключення. Це усуває залишковий заряд на батареї в момент наступного включення. Для розряду конденсаторної батареї звичайно застосовуються трансформатори напруги, постійно підключені до батарей.

Для батарей із заземленою нейтраллю трансформатори напруги з'єднуються зіркою із заземленою нейтраллю. Для батарей з ізольованою нейтраллю трансформатори напруги з'єднуються за схемою відкритого трикутника.

Для обмеження перенапруг при відключенні батареї доцільно використовувати вимикачі, які не мають повторних запалювань дуги (повітряні вимикачі, вимикачі із шунтуючими опорами).

Для обмеження імпульсів струму, що виникають і при включеннях, і при відключеннях батареї, доцільно використовувати струмообмежуючі реактори, які звичайно включаються з боку нейтралі. Наявність великих імпульсів струму, що мають значну швидкість зміни струму i в часі t (великі di/dt), може призвести до перенапруг на реакторах. Тому необхідно передбачати захист реакторів від перенапруг розрядником, який відповідає класу реактора. Звичайно реактор, що включається з боку нейтралі, вибирається на номінальну напругу на клас нижче номінальної напруги мережі, у якій працює батарея конденсаторів.

При встановленні допустимої напруги на конденсаторах, що працюють у батареях, і відповідно при виборі схеми з'єднання конденсаторів необхідно враховувати наявність вищих гармонік у кривих напруги і струму, для того щоб діюче значення струму та втрати енергії (активна потужність) у конденсаторі не перевищували гранично допустимих значень при тривалій роботі ($I_{доп} \leqslant 1{,}3I_{ном}$ і $P_{доп} \leqslant 1{,}44P_{ном}$).

При цьому має бути забезпечена відсутність резонансу на вищих гармоніках як для батареї в цілому, так і в процесі ступінчастого регулювання потужності конденсаторної батареї.

Батареї подовжньої компенсації застосовуються для збільшення пропускної здатності ліній електропередачі, що досягається за рахунок компенсації індуктивного опору лінії.

Ступінь такої компенсації звичайно обмежується резонансними перенапругами на елементах лінії (у тому числі на батареї подовжньої компенсації) і звичайно не перевищує 50 %.

Режим роботи конденсаторів у батареях подовжньої компенсації істотно відрізняється від шунтових. Ці розходження полягають у такому.

1. Номінальна напруга батареї подовжньої компенсації визначається ємнісним опором батареї $x_б=1/\omega C_б$ і номінальним струмом лінії $I_{ном.л}$:

$$U_{ном.б} = I_{ном.л} x_б, \qquad (7.93)$$

при цьому номінальна напруга лінії чинить лише непрямий вплив на номінальну напругу батареї.

2. Оскільки струм у лінії електропередачі визначається навантаженням лінії, що не завжди відповідає номінальному, то значну частину часу конденсатори недовантажені за напругою, тобто працюють у полегшеному режимі.

3. Конденсатори батареї подовжньої компенсації зазнають великих внутрішніх перенапруг, що виникають при коротких замиканнях, при цьому кратність перенапруг (відношення амплітудного значення перенапруги до амплітудного значення номінальної напруги) визначається кратністю струму короткого замикання. Ця кратність у компенсованих лініях може досягати 4—8.

У зв'язку з цим конденсатори розраховуються на витримування перенапруг із кратністю до 3—5; захист батарей конденсаторів від впливу великих перенапруг здійснюється за допомогою розрядників.

Схеми з'єднання конденсаторів у батареї виконуються за тими самими принципами, що й у шунтових батареях (див. рис. 7.32)

Для батарей подовжньої компенсації використовуються ті самі конденсатори, що і для шунтових батарей. Ці конденсатори розраховані на дію перенапруг $U_{пер.доп}$ з амплітудою не більше $4{,}3\sqrt{2}\,U_{ном}$ ($U_{пер.доп} = 4{,}3U_{ном}$) тривалістю до 0,2 с для конденсаторів з $U_{ном} = 0{,}66$ кВ і не більш $2{,}8\sqrt{2}\;U_{ном}$ ($U_{пер.доп} = 2{,}8U_{ном}$) тривалістю до 1 с для конденсаторів з $U_{ном}$=1,05 кВ не більш 2 разів на рік. Випробувальна напруга для конденсаторів усіх класів змінної напруги становить $2{,}15U_{ном}$ на змінній напрузі і $4{,}3\;U_{ном}$ — на постійній.

7.7.2. Застосування імпульсних конденсаторів

Імпульсні конденсатори є базовими елементами високовольтних випробувальних і технологічних установок, побудованих за схемою:

— генераторів імпульсів напруги Аркадьєва-Маркса (паралельний заряд конденсаторів протягом тривалого часу з наступним

їх послідовним з'єднанням за допомогою комутуючих елементів і швидким розрядом на навантаження). Напруга на навантаженні зростає теоретично в k разів (де k — число конденсаторів) відносно зарядної напруги одного конденсатора;

— генераторів імпульсів струму (паралельний заряд конденсаторів протягом тривалого часу з наступним швидким паралельним розрядом через комутуючі елементи на навантаження). Струм на навантаженні зростає в k разів порівняно з розрядним струмом одного конденсатора;

— одинарних і подвійних формуючих високовольтних ліній для формування високовольтних імпульсів прямокутної форми;

— використання швидкого розряду одного конденсатора на навантаження.

В останньому випадку до конденсатора висуваються жорсткі вимоги щодо мінімального значення власної індуктивності.

Випробна постійна напруга імпульсних конденсаторів з ресурсом 10^5 і менше не перевищує значень $1{,}2U_{ном}$, а з ресурсом 10^6 і більше не перевищує $1{,}5\ U_{ном}$. Як правило, підвищена випробна напруга витримується на конденсаторі протягом однієї хвилини з наступним розрядом на активний опір. Електродинамічну міцність виводів конденсаторів перевіряють п'ятьма розрядами накоротко при номінальній напрузі.

Конденсатори витримали випробування, якщо під час досліджень не було пробоїв як ззовні, так і всередині конденсаторів. Ці пробої супроводжуються стрибками зарядного струму, звуковими хлопками, зміною таких параметрів, як ємність, тангенс кута діелектричних втрат, провідність. Вимірювання параметрів конденсаторів виконується до і після випробувань. Слід пам'ятати, що після випробувань потрібно закоротити виводи конденсаторів і проводити вимірювання параметрів конденсаторів не раніше, ніж за дві години після закорочення виводів. Якщо провести вимірювання одразу після випробувань, то це призводить до швидкого виходу з ладу вимірювальної техніки внаслідок абсорбційних процесів накопичення електричних зарядів на обкладках конденсаторів.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Яким чином розташовані обкладки в конденсаторних секціях?
2. Чи обов'язково і чому виконувати поліпропіленову плівку одно- чи двосторонньо шорсткувату при використанні комбінованої паперо-плівкової ізоляції?

3. Чому в конденсаторах змінного струму використовують конденсаторний папір меншої щільності, ніж у високовольтних імпульсних конденсаторах?
4. Як слід розташувати 5 шарів діелектрика між обкладками високовольтного імпульсного конденсатора, з яких три шари є просочений маслом папір і два — поліпропіленова плівка з меншою діелектричною проникністю? Відповідь поясніть.
5. Як визначається «напружений об'єм» для двомірних систем електродів? Наведіть приклад конденсаторної конструкції.
6. Як вибирають робочу напруженість електричного поля для силових конденсаторів змінного струму?
7. Як вибирають робочу напруженість електричного поля для силових високовольтних імпульсних конденсаторів?
8. Чому при розрахунку конденсаторів змінного струму на напругу вище 1,5—2 кВ і імпульсних вище 10—15 кВ необхідно враховувати тільки варіант послідовного з'єднання секцій?
9. Що більше: теплопровідність уздовж шарів діелектрика і обкладок чи перпендикулярно шарам?
10. Які конструктивні заходи використовують для послаблення електричного поля на краях обкладок?
11. Яка основна роль силових конденсаторів змінного струму, що встановлюються у потужних споживачах електричної енергії?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Справочник по электрическим конденсаторам* /В. П. Берзан, Б. Ю. Геликман, М. Н. Гураевский и др.: Под ред. В. В. Ермуратского. — Кишинев: Штиинца, 1982. — 310 с.
2. *Кучинский Г. С., Назаров Н. И.* Силовые электрические конденсаторы. — М.: Энергоатомиздат, 1992. — 368 с.
3. *Техника высоких напряжений.* Учеб. пособие для вузов /И. М. Ботенков, Г. М. Кизеветтер, Г. С. Кучинский и др.: Под ред. Г. С. Кучинского. — С.-Пб.: ПЭИПК, 1998. — 700 с.
4. *Яшида, Ямапака, Матсупага и др.* Современное состояние в области самовосстанавливающихся конденсаторов в Японии //Электроизоляционные материалы: Пер. докл. Международ. конф. по большим электрич. системам (СИГРЭ-86). — М.: Энергоатомиздат, 1990. — С. 3—16.
5. *Галахова Л. Н.* Косинусные высоковольтные конденсаторы с чистопленочным диэлектриком и пропиткой экологически безопас-

ными жидкостями //Электротехн. пром-ть: Сер. 04: Обз. информация. — М.: Информэлектро, 1988. — Вып. 4. — С. 1—8.
6. *Варшавский Д. С.* Итоги науки и техники. Сер. Электротехнические материалы, электрические конденсаторы, провода и кабели. — М.: ВИНИТИ, 1991. — 110 с.
7. *Sarjeant W. G., Zirnheld J., MacDougall F. W.* Capacitors //IEEE Transactions on Plasma Science. — October 1998. — Vol. 26, No. 5. — P. 1368—1392.
8. *Рудаков В. В.* Срок службы конденсаторной изоляции //Техническая электродинамика. — 1994. — № 4. — С. 3—6.
9. *Mozinski Franciciszeek.* O efekcie objetoscu oleju szczegolnie naprezanego //Post. techn. wgs. napiec. — 1986. — No. 16. — P. 25—34.
10. *Рудаков В. В.* Механизм разрушения конденсаторной изоляции //Техническая электродинамика. — 1998. — № 6. — С. 10—15.
11. *Щепанский С.* Механизм старения диэлектрика конденсатора импульсов напряжения //Бюллетень Польской академии наук. Сер.: Техн. наук. Электротехника. — 1966. — Т. XIV, № 11—12. — С. 256—276.
12. *Рудаков В. В.* Оптимизация конструкции конденсатора //Техническая электродинамика. — 1996. — № 4. — С. 6—9.
13. *Кучинский Г. С.* Частичные разряды в высоковольтных конструкциях. — Л.: Энергия. Ленингр. отд-ние, 1979. — 224 с.
14. *Кучинский Г. С.* Высоковольтные импульсные конденсаторы. — Л.: Энергия, 1973. — 174 с.
15. *Реше В. Т.* Электрические конденсаторы. — Л.: Энергия, 1969. — 592 с.
16. *Рудаков В. В., Беспалов В. Д., Золотухин А. Н., Дубийчук О. Ю.* Надежность и удельные характеристики высоковольтных импульсных конденсаторов //Технічна електродинаміка. Тематичний випуск. Проблеми сучасної електротехніки. — 2002. — Ч. 6. — С. 89—93.
17. *Конотоп В. В.* Основы проектирования высоковольтных импульсных устройств. Конспект лекций. — Ч. 1. — Харьков: ХПИ, 1973. — 140 с.
18. *Резвых К. А.* Расчет электростатических полей в аппаратуре высокого напряжения. — М.: Энергия, 1967. — 120 с.
19. *Кучинский Г. С., Кизеветер В. Е., Пинталь Ю. С.* Изоляция установок высокого напряжения. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 367 с.
20. *Рудаков В. В.* Эффективность экранирования конденсаторной обкладки //Электричество. — 1985. — № 1. — С. 71—73.

21. *Шпеерсон-Ғ. А.* Поля и переходные процессы в аппаратуре сверхсильных токов. — М.: Энергоатомиздат, 1992. — 413 с.
22. *Набока Б. Г.* Расчеты электростатических полей в электроизоляционной технике. — К.: ИСИО, 1995. — 120 с.
23. *Кравченко В. П., Рудаков В. В.* Пути улучшения удельных характеристик высоковольтных импульсных конденсаторов //Вісник національного технічного університету «ХПІ». Збірник наукових праць. Тематичний випуск: Проблеми удосконалення електричних машин і апаратів. Теорія і практика. — Харків: НТУ «ХПІ». — 2001. — № 16. — С. 102—105.
24. *Патент 20010 А Украина.* Высоковольтный конденсатор /В. В. Рудаков, В. П. Кравченко. — 4 с.: ил. Опубл. 25.12.97. Бюл. № 6.
25. *А.с. 1061181 СССР, МКИ Н 01 G 4/22.* Способ изготовления бумажных конденсаторов /В. В. Рудаков, И. М. Альбова, В. Д. Беспалов. (СССР). — № 3401957/18-21; Заявлено 24.02.82; Опубл.: 15.12.83. Бюл. № 46. — 3 с.
26. *Гулевич А. И., Киреев А. П.* Производство силовых электрических конденсаторов. — М.: Высшая школа, 1975. — 367 с.
27. *Варшавский Д. С.* Влияние тонких изоляционных покрытий металлических обкладок конденсаторной изоляции на ее срок службы при переменном напряжении //Электричество. — 1969. — № 6. — С. 61—65.
28. *Рудаков В. В., Конотоп В. В.* Влияние полярности зарядного напряжения на ресурс секций импульсных конденсаторов с бумажно-касторовым диэлектриком //Высоковольтная импульсная техника: Межвуз. сборник. — Чебоксары: Чувашский госуниверситет. — 1980. — Вып. 6. — С. 50—52.
29. *Электрические конденсаторы и конденсаторные установки*: Справочник /В. П. Дерзан, Б. Ю. Геликман, М. Н. Гураевский и др.: Под ред. Г. С. Кучинского. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 656 с.

Глава 8
ІЗОЛЯЦІЯ СИЛОВИХ ТРАНСФОРМАТОРІВ
(*О. Р. Проценко*)

8.1. Класифікація ізоляції трансформаторів

Ізоляція силових трансформаторів складається з великої кількості різноманітних елементів, що виконують різні функції та несуть неоднакове електричне та механічне навантаження. З урахуванням цього класифікація ізоляції може бути проведена за рядом ознак. У найзагальнішому вигляді ізоляцію можна розділити на зовнішню та внутрішню.

До зовнішньої відносять ізоляцію зовнішніх елементів трансформатора — між високовольтними виводами і корпусом та між високовольтними виводами різних фаз. Ця ізоляція являє собою повітряні проміжки, розряд у яких може розвиватися як уздовж поверхні діелектрика (фарфорової покришки прохідного ізолятора), так і у відкритому просторі.

Зовнішня ізоляція трансформаторів забезпечується (в основному) прохідними ізоляторами і, зокрема, формою та розміром фарфорової покришки, яка знаходиться зовні високовольтного апарата у повітрі.

Вибір зовнішньої ізоляції трансформатора проводиться так само, як і для будь-якого іншого високовольтного устаткування.

До внутрішньої ізоляції силових трансформаторів відносять усю ізоляцію, що знаходиться усередині корпуса — бака, в якому розміщуються активні елементи трансформатора — магнітопровід, обмотки (високої напруги (ВН), середньої напруги (СН), низької напруги (НН)), допоміжні пристрої (наприклад, регулятор напруги (РПН)). У переважній більшості випадків порожнина усередині бака заповнюється мінеральним трансформаторним маслом, що відіграє роль ізолюючого середовища, а також забезпечує поліпшені умови охолодження активної частини трансформатора.

До внутрішньої ізоляції трансформатора також прийнято відносити ізоляцію обмоток, відводів і різних допоміжних пристроїв.

У свою чергу внутрішня ізоляція підрозділяється на головну і поздовжню. До головної відносять ізоляцію обмоток щодо землі та ізоляцію між обмотками різних фаз. Наприклад, проміжки «обмотка ВН — обмотка НН»; «обмотка ВН — магнітопровід»; «обмотка ВН — бак трансформатора»; «відводи РПН — стінки бака»;

«обмотка ВН фази *A* — обмотка ВН фази *B*» та ін. належать до головної ізоляції.

До поздовжньої ізоляції відносять ізоляцію, що знаходиться усередині обмотки. Це ізоляція між окремими витками, шарами і котушками однієї обмотки.

8.2. Конструкція головної ізоляції

Головна ізоляція в більшості силових трансформаторів (особливо на вищі класи напруги) виконується маслобар'єрного типу. Така ізоляція складається з бар'єрів, зроблених з електрокартону та з шарів трансформаторного масла. Кількість бар'єрів залежить від номінальної напруги трансформатора. Форма бар'єрів може бути різною, однак найчастіше застосовують три типи бар'єрів, конфігурація яких наведена на рис. 8.1.

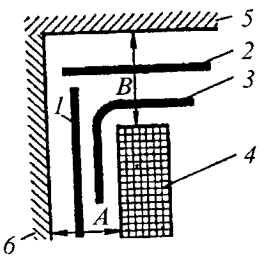


Рис. 8.1. Типи ізоляційних бар'єрів в обмотках трансформаторів.

Між високовольтною обмоткою *4* і стрижнем магнітопровода *6* (на якому ще можуть розташовуватися обмотки низької і середньої напруги) встановлюється циліндричний бар'єр *1*, а для посилення ізоляції між обмоткою ВН *4* та ярмом магнітопровода *5* — плоский бар'єр у вигляді шайби *2*. Оскільки на куті обмотки ВН *4* між бар'єром *1* і *2* виникає неоднорідне поле, то цей проміжок додатково підсилюється бар'єром *3*, що являє собою кутову шайбу. Робоча напруга обмотки ВН визначає відстань *A* до стрижня і *B* — до ярма. Незважаючи на те, що до цих проміжків прикладені однакові напруги, значення відстані *B* приблизно в 2 рази більше, ніж відстань *A*. Це пов'язано з несприятливою формою електричного поля на торці високовольтної обмотки.

Наявність бар'єрів призводить до значного підвищення пробивних напруг. Однак дія бар'єрів залежить від того, у полі якої конфігурації він розташований — слабко чи різконеоднорідному.

У випадку розміщення бар'єра в різконеоднорідному полі, тобто поблизу електрода з малим радіусом кривизни, на його поверхні будуть осідати заряджені частинки, що рухаються від цього електрода. Розподіляючись по значній площі поверхні бар'єра, дані заряди приведуть до вирівнювання розподілу електричного поля в частині проміжку, яка залишилася, а це збільшить його міцність.

Експерименти показали, що ефект буде максимальним у випадках імпульсної або короткочасної (частотою 50 Гц) дії напруги, якщо бар'єр розташувати в безпосередній близькості від електрода з малим радіусом кривизни. На рис. 8.2 наведені дані, що підтверджують описаний ефект [1].

Таким чином, при розташуванні бар'єра на відстані $(0{,}1 \div 0{,}15)S$ (де S — відстань між електродами) від електрода з меншою кривизною напруга наскрізного пробою підвищується в 2—2,5 раза.

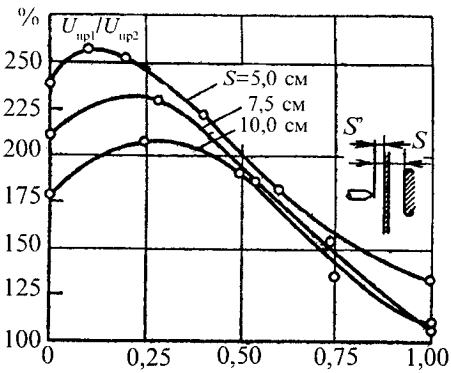


Рис. 8.2. Залежність пробивної напруги (f = 50 Гц) масляного каналу від місцезнаходження картонного бар'єру товщиною 2,5 мм. ($U_{пр1}$ — пробивна напруга з бар'єром; $U_{пр2}$ пробивна напруга без бар'єра.)

Розташування бар'єра в слабконеоднорідному полі підвищує середню напругу наскрізного пробою на 25—50 % насамперед через створення перешкоди на шляху виникнення провідних «містків» з домішок, присутніх в ізоляційному маслі. Оптимальним розташуванням бар'єра в цьому випадку, так само як і в попередньому, є зона поблизу електрода з меншим радіусом заокруглення.

У маслобар'єрній ізоляції, яка складається з шарів масла та електрокартону, що чергуються, при впливі імпульсної чи змінної напруги найбільш навантаженими виявляються масляні проміжки. Дійсно, якщо діелектрична проникність паперу $\varepsilon_\delta \approx 4\varepsilon_0$, а масла $\varepsilon_м = 2{,}24\varepsilon_0$, то, мабуть, відношення напруженостей у маслі та електрокартоні становитимуть: $E_м/E_\delta = 4\varepsilon_0/2{,}2\varepsilon_0 = 1{,}8$. Враховуючи, що електрична міцність масла в 3—4 рази нижча, ніж електрокартону, можна припустити, що масляний канал буде пробитий першим. У випадку його пробою уся напруга прикладається до неушкодженої частини ізоляції, яка залишилася, внаслідок чого в місці пробою на поверхні твердої ізоляції можуть виникнути необоротні пошкодження. Їх рівень залежить від значення струму, що протікає через неушкоджену ізоляцію, а характер розряду нагадує потужний частковий розряд з енергією 10^{-7} — 10^{-5} Кл. На поверхні картону утворяться розгалужені обвуглені сліди, які іноді називають слідами «повзучого розряду».

В експлуатації і при випробуваннях виникнення таких розрядів неприпустиме, тому **під короткочасною електричною міцністю ма-**

слобар'єрної ізоляції прийнято розуміти напругу, за якої відбувається пробій масляного каналу.

У головній ізоляції трансформатора першим завжди пробивається масляний канал, який є першим від електрода з найменшим радіусом кривизни, та утворює ізоляційний проміжок між обмотками НН і ВН.

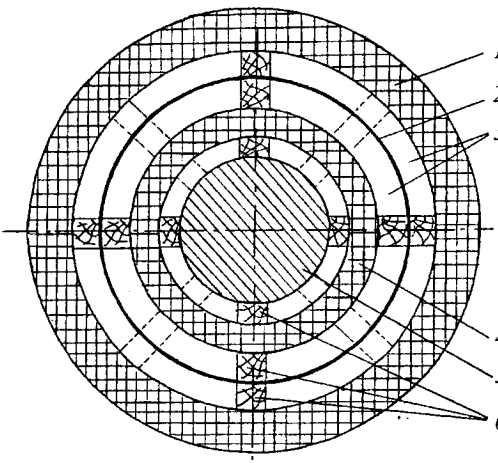


Рис. 8.3. Ескізи конструкції масляних каналів головної ізоляції обмотки трансформатора.

Конструктивно масляні канали головної ізоляції між обмоткою ВН *1* (рис. 8.3) і циліндричним бар'єром *2*, між обмоткою НН *4* і стрижнем *5* та інші аналогічні створюються за допомогою рейок *6*, що виставляються вертикально. Рейки виготовляються з електрокартону шляхом склеювання плоских заготівок у кількості, яка потрібна для отримання необхідної товщини.

Обмотки трансформатора виконуються з обмотувального проводу прямокутного або круглого перерізу з паперовою ізоляцією, яка для обмоток НН має товщину від 0,45 до 1,0 мм на обидва боки, а для обмоток ВН — від 1,0 до 3,6 мм також на обидва боки. Обмотки високої напруги (рис. 8.4) складаються з котушок, які мають декілька витків проводу *5*. Вертикальні масляні канали утворюються за допомогою розпірок з електрокартону *3*, закріплених на ізоляційному циліндричному бар'єрі *1*. Крім того, котушки відділені одна від одної горизонтальними масляними каналами, утвореними дистанційними рейками *4*, які розміщуються між котушками та фіксуються за допомогою вертикальних розпірок *3*.

Горизонтальні масляні канали, будучи елементами ізоляції, створюють одночасно додаткові шляхи циркуляції ізоляційного масла, забезпечуючи ефективне відведення тепла від середніх витків котушок.

Наявність котушок, розділених горизонтальними масляними каналами, призводить до істотного спотворення електричного поля

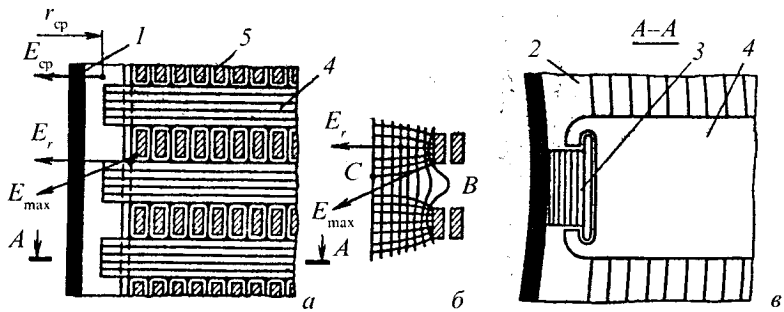


Рис. 8.4. Ескізи виконання ізоляції обмотки трансформатора.

у вертикальному масляному каналі (у тому числі й у першому) (рис. 8.4,*в*). Якщо $E_{м.к}$ — напруженість електричного поля всередині масляного каналу, то значення максимальної напруженості поля на куті однієї з котушок

$$E_{max} = (1{,}25 \div 1{,}55)E_{м.к}. \qquad (8.1)$$

Таким чином, електрична міцність масляного каналу визначатиметься значенням середньої напруженості в найнесприятливішому місці ізоляційного проміжку, тобто біля кута котушки обмотки трансформатора.

Значення E_{max} може бути здобуте на підставі розрахунку електричного поля на ЕОМ або на основі експериментальних досліджень зразків (моделей) реальної ізоляції обмотки трансформатора. При цьому модель має забезпечити таку ж картину поля, як і реальна ізоляція, а також реальні розміри країв (кутів) котушок обмотки, бар'єрів, масляних каналів, рейок, кутових шайб і прокладок.

У найпростішому випадку електрична міцність масляного каналу може бути визначена за напруженістю поля всередині масляного каналу без звернення уваги на спотворення електричного поля на куті котушки, розділеної поздовжнім масляним каналом. Потім у разі потреби здобуті результати можуть бути скориговані, наприклад, за (8.1).

Якщо припустити, що ізоляція знаходиться між двома коаксіальними гладкими циліндричними електродами і складається з шарів послідовно з'єднаної ізоляції з бар'єрів і масляних каналів, то значення ємності визначатиметься за формулою:

$$C_i = \frac{2\pi\varepsilon_i\varepsilon_0}{\ln\dfrac{r_i}{r_{i-1}}}, \qquad (8.2)$$

де r_i — радіус зовнішньої граничної поверхні i-го шару; r_{i-1} — радіус внутрішньої граничної поверхні i-го шару; ε_i — відносна діелектрична проникність матеріалу i-го шару ізоляції; ε_0 — абсолютна діелектрична проникність.

Отже, ємність масляного каналу визначається як

$$C_м = \frac{2\pi\varepsilon_м\varepsilon_0}{\ln\frac{r_1}{r_0}}, \qquad (8.3)$$

де r_i — внутрішній радіус високовольтної обмотки (ВН); r_0 — зовнішній радіус низьковольтної обмотки (НН); $\varepsilon_м$ — відносна діелектрична проникність масла.

Тоді падіння напруги на масляному каналі

$$U_м = U_0\frac{C_{із}}{C_м}, \qquad (8.4)$$

де U_0 — напруга, прикладена до розглянутої області маслобар'єрної ізоляції; $C_{із}$ — ємність ізоляції, до якої прикладена напруга U_0.

Радіальна напруженість усередині першого масляного каналу може бути визначена так:

$$E_{м.к.р} = \frac{U_м}{r_{сер}\ln\frac{r_1}{r_0}}, \qquad (8.5)$$

де $r_{сер}$ — радіус поверхні, що проходить через центр першого масляного каналу.

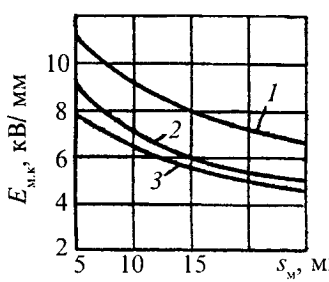


Рис. 8.5. Залежність середньої пробивної — *1*, мінімальної пробивної (вірогідність пробою $P = 0{,}05$) — *2* та допустимої — *3* напруженостей масляного каналу від його ширини $S_м$ при однохвилинному впливі напруги промислової частоти.

У [2] наведені експериментальні дані, що показують залежність пробивної напруженості каналу, який прилягає до обмотки, від його ширини при однохвилинному впливі напруги промислової частоти (рис. 8.5).

З рис. 8.5 видно, що електрична міцність масляного каналу збільшується зі зменшенням його ширини. На основі великої кількості експериментальних даних був здобутий вираз, що дозволяє визначити пробивну напруженість масляного каналу $E_{м.к.пр}$ залежно від ширини масляного каналу [4]:

$$E_{\text{м.к.пр}} = A \cdot S_{\text{м.к}}^{-0,37} \text{ [кВ/мм]}, \qquad (8.6)$$

де $S_{\text{м.к}}$ — ширина масляного каналу в см, а коефіцієнт A набирає значень:

— 7,5 для одногодинної напруги промислової частоти;
— 9,2 для однохвилинної напруги промислової частоти;
— 16 для напруги комутаційного імпульсу;
— 23 для напруги повного грозового імпульсу.

Наведений вище вираз (8.6) може бути використаний для орієнтовного вибору ширини масляного каналу головної ізоляції трансформатора.

Електричну міцність масляного каналу при імпульсних впливах можна визначити виходячи зі значення коефіцієнта імпульсу, що для повного грозового імпульсу становить $K_{\text{імп.гр}} = 2,0$, а для комутаційного $K_{\text{імп.ком}} = 1,35$, де

$$K_{\text{імп}} = \frac{U_{\text{пр.імп}}}{\sqrt{2}U_{\text{пр.50Гц/1хв}}},$$

де $U_{\text{пр.імп}}$ — імпульсна пробивна напруга; $\sqrt{2}\,U_{\text{пр.50Гц/1хв}}$ — амплітудне значення однохвилинної пробивної напруги частотою 50 Гц.

8.3. Конструкція поздовжньої ізоляції

Поздовжня ізоляція обмоток силових високовольтних трансформаторів складається з двох основних елементів (рис. 8.4): ізоляції між витками 5 однієї котушки (ця ізоляція називається виткова) та ізоляції між витками двох сусідніх котушок, що носить назву міжкотушкової.

Виткова ізоляція являє собою ізоляцію обмотувальних проводів, складається з шарів паперової стрічки і має товщину близько 0,25 мм. Після заливання трансформатора ізоляційним маслом і просочення ним усіх ізоляційних конструкцій, у тому числі й паперової ізоляції проводів, виткова ізоляція набуває властивостей паперово-масляної, характерні залежності короткочасної електричної міцності якої від її товщини наведені на рис. 8.6 [2].

Міжкотушкова ізоляція, як показано на рис. 8.4, являє собою масляний канал шириною від 6—8 до 30—40 мм, для якого характерні передпробивні та пробивні процеси, аналогічні процесам, що розвиваються в радіальному каналі головної ізоляції. Іноді котушкова ізоляція підсилюється додатковими шарами паперу, що охоплює усі витки котушки. У цьому випадку відбувається посилення як аксіального (міжкотушкового) каналу, так і радіального.

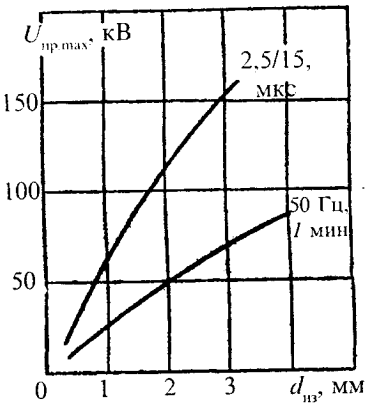


Рис. 8.6. Залежність амплітудного значення пробивної напруги $U_{пр.max}$ виткової ізоляції від її товщини.

Вимоги до електричної міцності ізоляції між окремими витками, окремими котушками однієї обмотки визначаються специфічними особливостями перехідних процесів у трансформаторі при набіганні на вхід його високовольтної обмотки імпульсних напруг, що виникають у результаті грозових розрядів.

Для визначення можливих значень напруг, що впливають на поздовжню ізоляцію, розглянемо повну схему заміщення обмотки трансформатора (рис. 8.7).

Тут $L_1 \ldots L_n$ — індуктивності котушок обмотки, $C_{з1} \ldots C_{зn}$ — ємності елементів обмотки на землю, а $C_п \ldots + C_{пn}$ — еквівалентна власна ємність (поздовжня ємність) кожної котушки.

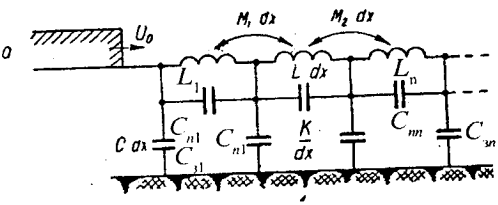


Рис. 8.7. Повна схема заміщення обмотки трансформатора.

Для аналізу процесів у початковій стадії при набіганні імпульсної електромагнітної хвилі на обмотку трансформатора (коли імпульс можна замінити сумою періодичних коливань з високою частотою ω) необхідно використовувати ланцюгову схему заміщення, яка з урахуванням того, що індуктивні опори котушок L_n будуть набагато більшими ємнісного опору $C_з$ і, відповідно, $C_п$ матиме вигляд, як показано на рис. 8.8.

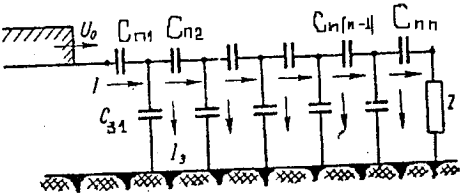


Рис. 8.8. Схема заміщення обмотки трансформатора для початку імпульсного процесу.

Або ж перейшовши до нескінченно малих величин, одержимо схему рис. 8.9, де l — еквівалентна довжина обмотки.

Аналіз схеми (рис. 8.9) показує, що струми, які протікають через поздовжні ємності $C_п/dx$, — неоднакові.

Дійсно, $I_1 \geqslant I_3 \geqslant I_5 \ldots$, оскільки в кожному вузлі відбувається відгалуження струму на землю (I_2, $I_4 \ldots$) через ємності

$$C_п/dx.$$

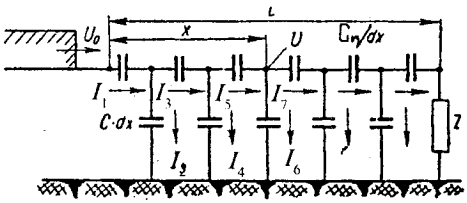


Рис. 8.9. Схема заміщення обмотки трансформатора для аналізу перехідних процесів на початкових стадіях.

Якщо довжина обмотки l (відлік можна вести в осьовому напрямку від початку A до кінця x), то напруга в точці B на відстані x від початку буде U. Тоді заряд ємності $C_п/dx$ становитиме:

$$q = \frac{C_п}{dx} \cdot dU = C_п \frac{dU}{dx}, \tag{8.7}$$

а збільшення заряду

$$\frac{dq}{dx} = C_з \cdot U. \tag{8.8}$$

Продиференціювавши (8.7), дістанемо:

$$\frac{dq}{dx} = C_п \frac{d^2U}{dx^2}. \tag{8.9}$$

Об'єднавши рівняння (8.8) і (8.9), отримаємо рівняння для напруги відносно землі:

$$C_з \cdot U - C_п \frac{d^2U}{dx^2} = 0; \quad \frac{d^2U}{dx^2} - \frac{C_з}{C_п} U = 0. \tag{8.10}$$

Розв'язання рівняння (8.10) шукатимемо у вигляді

$$U = Ae^{\alpha x}. \tag{8.11}$$

Тоді

$$\frac{d^2U}{dx^2} = A\alpha^2 \cdot e^{\alpha x}, \tag{8.12}$$

підставивши (8.11) і (8.12) у (8.10), матимемо:

$$A\alpha^2 e^{\alpha x} - \frac{C_з}{C_п} Ae^{\alpha x} = 0. \tag{8.13}$$

Звідки можна визначити α як

$$\alpha = \pm\sqrt{\frac{C_з}{C_п}}. \tag{8.14}$$

Загальне розв'язання диференціального рівняння має вигляд:

$$U = A_1 e^{\alpha x} + A_2 e^{-\alpha x}. \tag{8.15}$$

Для його розв'язання потрібно знайти сталі A_1 та A_2. Для цього необхідно задатися граничними умовами, які залежатимуть від

способу заземлення нейтралі трансформатора. При заземленій нейтралі можемо записати:

при $x = l$, $U = 0$, а при $x = 0$, $U = 0$. Тоді

$$\begin{cases} 0 = A_1 e^{\alpha l} + A_2 e^{-\alpha l}, \\ U_0 = A_1 + A_2. \end{cases} \tag{8.16}$$

Розв'язуючи систему рівнянь (8.16), знаходимо:

$$A_1 = -U_0 \frac{e^{-\alpha l}}{e^{\alpha l} - e^{-\alpha l}}; \quad A_2 = U_0 \frac{e^{\alpha l}}{e^{\alpha l} - e^{-\alpha l}}. \tag{8.17}$$

Підставивши (8.17) у (8.15), одержимо вираз для напруги U в точці x обмотки:

$$U = U_0 \frac{e^{\alpha l\left(1-\frac{x}{l}\right)} - e^{-\alpha l\left(1-\frac{x}{l}\right)}}{e^{\alpha l} - e^{-\alpha l}}. \tag{8.18}$$

На підставі (8.14) можемо визначити αl як

$$\alpha l = l\sqrt{\frac{C_з}{C_п}} = \sqrt{\frac{C_з \cdot l}{\frac{C_п}{l}}}, \tag{8.19}$$

де $C_з l = C_{з.об}$ і $\frac{C_п}{l} = C_{п.об}$ — відповідно сумарна ємність обмотки на землю і сумарна поздовжня ємність обмотки.

Величини $C_{з.об}$ та $C_{п.об}$ є характеристиками обмотки і підлягають вимірюванню. Для сучасних трансформаторів відношення цих ємностей становить число порядку 100, тобто $\alpha l \approx 10$. Виходячи з цього, $e^{\alpha l} \gg e^{-\alpha l}$ та $e^{\alpha l\left(1-\frac{x}{l}\right)} \gg e^{-\alpha l\left(1-\frac{x}{l}\right)}$. Тоді (8.19) запишеться у спрощеному вигляді:

$$U = U_0 e^{-\alpha l \frac{x}{l}}. \tag{8.20}$$

Аналогічний вираз може бути отриманий і для випадку ізольованої нейтралі, приймаючи такі граничні умови:

$$\text{при } x = l, \ \frac{du}{dx} = 0 \ \text{ і при } x = 0, \ U = U_0.$$

На рис. 8.10 і рис. 8.11 наведені криві початкового розподілу напруги для обмотки трансформатора, відповідно, для заземленої та ізольованої нейтралі, побудовані за припущення, що обмотка є суцільною і безперервною, а співвідношення $\frac{C_п}{C_з} \approx 100$. Напруга впливу U_0 на трансформатор перевищує робочу і в реальних умовах може бути визначена із співвідношення

$$U_0 = K_{гр} U_{розр}, \qquad (8.21)$$

де $U_{розр}$ — напруга, що залишається на захисному вентильному розряднику; $K_{гр} = 1{,}2$ — коефіцієнт, що враховує особливості захисту від грозових імпульсів силових трансформаторів.

Крім того, характер кривих *1* на рис. 8.10 та рис. 8.11 показує, що розподіл напруг уздовж обмотки є вкрай нерівномірним. Перші витки (котушки) навантажені значно більше, ніж витки всередині обмотки й особливо ніж в її кінці. Початкові розподіли напруги для систем із заземленою та ізольованою нейтраллю практично ідентичні (рис. 8.10, 8.11). Пов'язано це з тим, що значення поздовжнього струму на кінцях обмоток є малим і характер навантаження (рис. 8.9) на нього істотно вплинути не може.

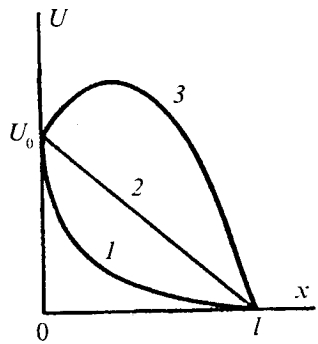


Рис. 8.10. Криві початкового (*1*) та сталого (*2*) розподілу напруги вздовж обмотки трансформатора із заземленою нейтраллю та огинаюча максимальних амплітуд потенціалів (*3*).

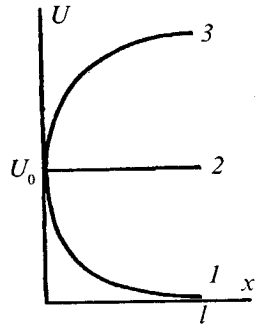


Рис. 8.11. Криві початкового (*1*) та сталого (*2*) розподілу напруги вздовж обмотки трансформатора з ізольованою нейтраллю та огинаюча максимальних амплітуд потенціалів (*3*).

Через деякий час від початку процесу (приходу фронту імпульсу), що становить кілька десятків мікросекунд, починає зростати струм в індуктивностях відповідно до схеми заміщення (рис. 8.7). Оскільки значення цього струму може на кілька порядків перевищити ємнісні струми, що протікають в елементах схеми рис. 8.8, то в обмотці встановлюється практично лінійний розподіл напруги з причини практичної рівності індуктивних опорів котушок обмотки. Для трансформатора із заземленою нейтраллю цей процес характеризується прямою *2* (рис. 8.10), а для трансформатора з ізольованою нейтраллю — прямою *2* (рис. 8.11).

В останньому випадку обмотка набуде однакового потенціалу щодо землі в результаті припинення протікання струмів заряду ємностей $C_з$ та $C_п$.

Розбіжність початкового і сталого розподілів напруг уздовж обмотки приводить до виникнення складного перехідного процесу. Потенціал кожної точки на кривій *1* (рис. 8.10, 8.11) при переході до постійного значення на прямій *2* неминуче здійснює ряд коливань, «перестрибуючи» постійне значення, що призводить до появи перенапруг. Якщо провести огинаючу по вершинах максимальних викидів напруг, то можна побудувати криву максимальних потенціалів (криві *3* на рис. 8.10 і 8.11). При заземленій нейтралі перенапруги можуть досягати $(1,2—1,3)U_0$, а при ізольованій — $1,8U_0$.

Рівень перенапруг залежить від тривалості фронту впливаючого імпульсу. Якщо він має кінцеве значення, то початкове (а отже, й максимальне) значення розподілу напруги трохи знизиться порівняно з наведеними на рис. 8.10 і 8.11.

Зважаючи на описані вище особливості перехідних процесів в обмотках трансформаторів, при виборі поздовжньої ізоляції необхідно враховувати таке.

1. При заземленій нейтралі трансформатора найбільша імпульсна напруга на головній ізоляції може перевищувати робочу на 15÷20 % і мати місце на відстані близько 1/3 довжини обмотки від початку.

2. При ізольованій нейтралі найбільша імпульсна напруга виникає в кінці обмотки і перевищує робочу на 50÷80 %.

3. На поздовжній ізоляції виникають перенапруги, що можуть перевищувати напруги нормального режиму більш ніж у 10 разів і не залежать від режиму заземлення нейтралі трансформатора. Найбільші напруги на поздовжній ізоляції виникають при набіганні імпульсів з крутим фронтом, що виникають, як правило, при зрізах напруги поблизу трансформатора після пробою якого-небудь ізоляційного проміжку (наприклад, розрядника).

У зв'язку з названими особливостями поводження трансформатора при імпульсних впливах конструкція поздовжньої ізоляції обмотки визначається грозовими перенапругами. Оскільки перенапруги особливо великі на початку обмотки, то проектувальники вимушені підсилювати (збільшувати) ізоляцію перших котушок обмоток, виконуючи такі заходи: підсилюють виткову ізоляцію, додатково ізолюють перші витки котушки, збільшують ширину масляних каналів між першими котушками.

Однак такі заходи мають ряд негативних наслідків. Насамперед це пов'язано зі зменшенням поздовжньої ємності $C_{п}$ котушок з посиленою ізоляцією в результаті збільшення відстані між ними. Оскільки значення ємностей на землю $C_{з}$ залишаються практично незмінними, то це призводить до ще більш нелінійного розподілу напруги по обмотці та зростання перенапруги на посиленій ізоляції. Крім того, збільшення товщини ізоляції призводить до погіршення умов її охолодження і, як наслідок, до перегріву ізоляції та зниження її надійності.

Тому для забезпечення надійної роботи поздовжньої ізоляції необхідно, крім посилення ізоляції на початку обмотки, застосовувати примусове вирівнювання початкового розподілу напруги уздовж обмотки.

Аналіз схеми заміщення обмотки для імпульсних процесів (див. рис. 8.8) показує, що для збереження постійного струму через обмотку існує два теоретичних способи:

— збільшити поздовжній струм через обмотку до значення, коли струмом на землю можна буде знехтувати;

— компенсувати струми, які протікають на землю по ємностях $C_{з}$, струмами, що підтікають у вузли від деяких допоміжних електродів.

У першому випадку збільшення (у сотні разів) поздовжньої ємності досягається шляхом спеціальних способів виготовлення обмоток з так званим переплетенням витків. Схема розташування витків у дискових котушках при нормальній намотці і переплетенні витків наведена на рис. 8.12.

Іноді з цією ж метою використовують спеціальні вставки з металевих стрічок між витками сусідніх котушок. Вони мають власну ізоляцію і з'єднуються за допомогою відповідних перемичок (рис. 8.13).

Створюючи додатковий ємнісний зв'язок між витками сусідніх котушок, вставки дозволяють збільшити поздовжню ємність обмотки і значно вирівняти початковий розподіл напруги при впливі імпульсних перенапруг.

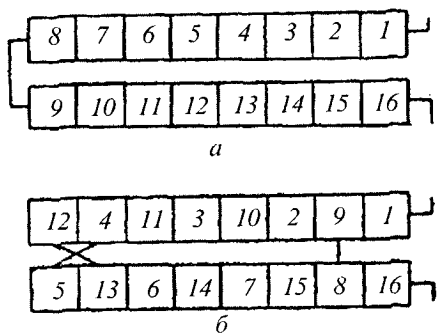


Рис. 8.12. Розміщення витків у двох парних котушках обмотки трансформатора (*а* — звичайне, *б* — з переплетенням витків).

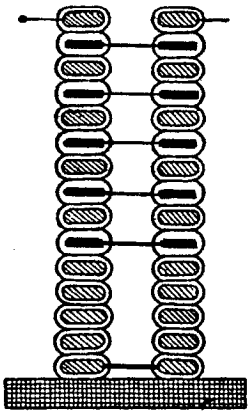


Рис. 8.13. Розміщення додаткових пластин у сусідніх обмотках.

Другий спосіб вирівнювання початкового розподілу напруг ґрунтується на використанні ємнісного захисту обмоток за допомогою екранних витків і ємнісних кілець (рис. 8.14). Ємнісне кільце *1* встановлюється над першою котушкою, приєднується до лінійного кінця обмотки і вирівнює розподіл напруги між витками цієї котушки за рахунок створення додаткових ємностей $C_к$ на кожен виток котушки.

Якщо значення $C_к$ підібрати так, щоб струми через $C_к$ дорівнювали ємнісним струмам витків на землю, то це приведе до рівності струмів, що протікають у кожному витку котушки і, відповідно, до рівності падінь напруг на кожному витку.

Екранні витки *2* виконуються у вигляді незамкнених екранів, що охоплюють зовні поверхню декількох перших котушок обмотки і з'єднуються з її лінійним кінцем (рис. 8.14). Через екранні ємності $C_{ек}$, створені екранними витками, протікають ємнісні струми. Значення екранних ємностей, як і ємностей $C_к$, підбирають так, щоб струми, які підтікають на котушки, компенсували струми, що йдуть на заряд ємностей на землю $C_з$. У такий спосіб екранні витки дозволять вирівняти початкові розподіли напруги на перших (рахуючи від лінійного кінця) котушках обмотки.

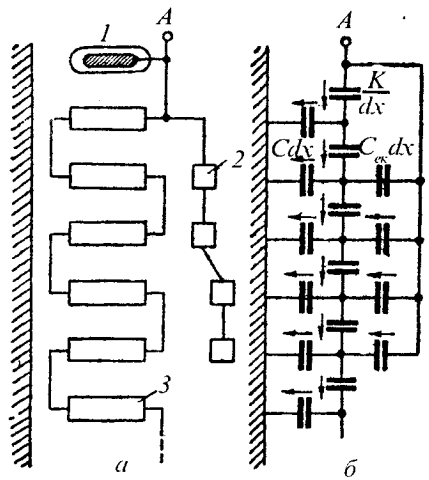


Рис. 8.14. Схема ємнісного захисту обмоток (*а* — конструкція, де *1* — ємнісне кільце, *2* — екранні витки; *б* — розрахункова схема).

Значення екранних ємностей визначаються розмірами витків і кілець, відстанями між ними і котушками, діелектричними проникнос-

тями матеріалу ізоляції котушок та трансформаторного масла.

Основним недоліком ємнісного захисту є ускладнення конструкції обмотки за рахунок внесення лінійного потенціалу всередину обмотки і пов'язані з цим фактом можливі зниження надійності ізоляційних елементів. Ефективність використання ємнісного захисту демонструє рис. 8.15.

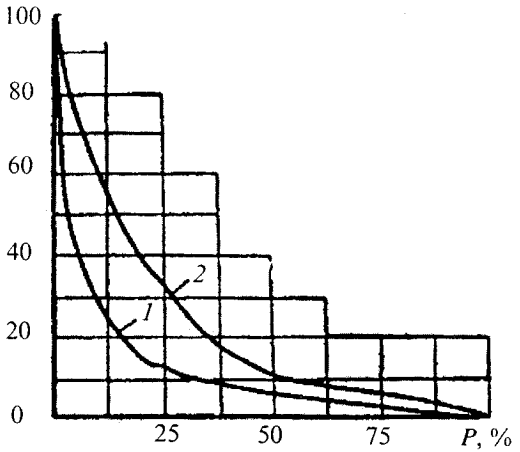


Рис. 8.15. Початкове розподілення напруги вздовж обмотки трансформатора 110 кВ (*1* — без ємнісного захисту, *2* — з ємнісним захистом, *P* — процент числа котушок, починаючи з лінійного кінця).

8.4. Конструкція ізоляції силових трансформаторів

Конструкція ізоляції трансформаторів залежить від класу напруги обмотки вищої напруги.

Ізоляція трансформатора напругою 35 кВ схематично зображена на рис. 8.16. Обмотка низької напруги (НН) намотується на ізоляційний циліндр, що встановлюється на магнітопровід. Обмотка високої напруги (ВН) розміщується поверх обмотки НН на визначеній відстані *A* (див. табл. 8.1), утворивши вертикальний масляний канал.

Для посилення головної ізоляції між обмотками НН і ВН встановлюється один ізоляційний циліндр, що виконується на 3—5 % вище обмотки ВН для запобігання розрядів з краю обмотки. Між торцем обмотки ВН і ярмом також встановлюється ізоляційний щиток, покликаний підсилити ізоляцію проміжку «торець обмотки ВН — ярмо». Ізоляційний проміжок, утворений двома обмотками ВН різних фаз (наприклад, фази *A* і фази *B* або фази *B* і фази *C*), також підсилюється бар'єром з електрокартону.

У табл. 8.1 наведені основні ізоляційні розміри для трансформаторів напругою 6—35 кВ [3].

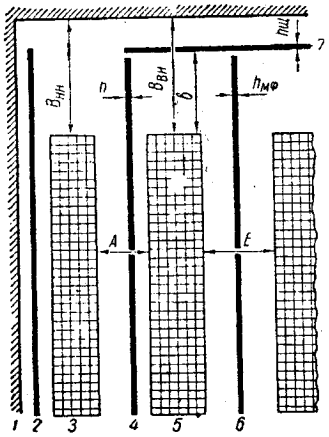


Рис. 8.16. Схема головної ізоляції трансформатора напругою до 35 кВ (*1* — магнітопровід; *2* — ізоляційний циліндр; *3* — обмотка НН; *4* — ізоляційний бар'єр; *5* — обмотка ВН; *6* — міжфазна перегородка; 7 — ізоляційний щиток).

Поздовжня ізоляція обмотки ВН залежить від типу обмотки. Деякі обмотки виготовляються багатошаровими з дроту круглого перерізу. У цьому випадку як міжвиткову ізоляцію використовують ізоляцію дроту (маслостійка емаль і 1—2 шари бавовняної пряжі), а як міжшарову — кілька шарів кабельного паперу. Для поліпшення охолодження обмотка може бути розділена вертикальним циліндричним каналом, що не несе електричного навантаження.

Значно більшого поширення одержали безперервні обмотки, що складаються з котушок. Схема поздовжньої ізоляції для обмотки трансформатора 35 кВ наведена на рис. 8.17.

Кількість котушок в обмотці, число витків у котушках може змінюватися в широких межах. «Посилена» ізоляція застосовується, як правило, у першій та останній котушках обмотки і розрахована на перенапруги, які виникають у результаті набігання на обмотку грозових імпульсів. «Нормальна» ізоляція виконується з шарів кабельного паперу та бавовняної пряжі, що має загальну товщину на обидва боки близько 0,5 мм. «Посилена» ізоляція виготовляється з тих самих матеріалів, але загальна товщина на обидва боки становить близько 1,4 мм.

Таблиця 8.1

Основні розміри головної ізоляції трансформаторів напругою 6—35 кВ

Клас напруги обмотки ВН, кВ	Розміри, мм							
	A	$B_{ВН}$	$B_{НН}$	h	b	$h_{із}$	E	$h_{моф}$
6	8,5	20	12,5	2,5	10	-«-	10	2
10	12	30	30	3	16	-«-	14	2
15	16	40	40	3,5	22	-«-	17	2
35	27	70	70	5	50	2	30	3

Міжкотушкова ізоляція утворюється за допомогою спеціальних шайб з електрокартону або створеними за допомогою розпірок радіальних масляних каналів. Звичайно такі канали доцільно ство-

рювати між крайніми котушками зверху і знизу обмотки, забезпечивши посилення ізоляції для випадку впливу імпульсних перенапруг. Радіальні канали також використовуються для посилення ефективності охолодження обмотки ВН.

Головна ізоляція трансформаторів 110 кВ відрізняється від описаної вище ізоляції трансформатора напругою 6—35 кВ наявністю не одного, а декількох ізоляційних циліндрів, виконаних з електрокартону завтовшки 4—6 мм. Крім того, для ізоляції торців обмотки від заземлених частин конструкції, а також між обмотками застосовують кутові шайби з електрокартону. Кутова шайба виготовляється завтовшки 6—8 мм і являє собою Г-подібний бар'єр, який покликаний ускладнити розвиток розряду. Встановлюються кутові шайби у місцях, де можливе істотне спотворення поля, і виникає значна тангенціальна (поздовжня) складова напруженості. Схема головної ізоляції трансформатора класу 110 кВ з введенням високої напруги з краю обмотки наведена на рис. 8.18.

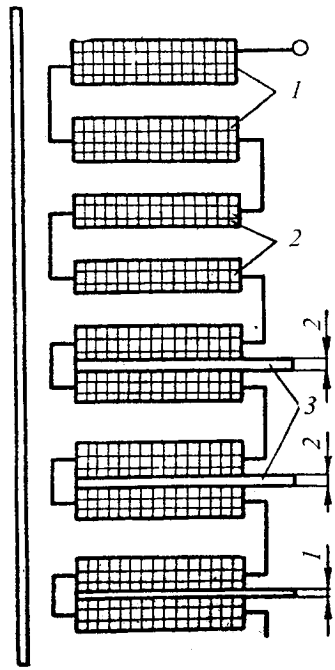


Рис. 8.17. Схема поздовжньої ізоляції обмотки 35 кВ. (*1* — вхідні котушки з дроту з підсиленою ізоляцією; *2* — котушки з дроту з нормальною ізоляцією; *3* — шайби ізоляційні).

Для посилення ізоляції при імпульсних процесах обмотка складається з безперервної частини і вхідних дискових котушок, ізоляція яких посилена додатковими паперовими стрічками.

Котушки виготовляються з дроту прямокутного перерізу, товщина ізоляції якого становить 1,4 мм по обидва боки.

У трансформаторах класу 110 кВ, призначених для роботи в системах із заземленою нейтраллю, ізоляція нижніх (нейтральних) котушок може виготовлятися на дещо нижчу напругу, ніж ізоляція котушок лінійного кінця.

Обмотки трансформаторів класу напруги 220 кВ і вище мають введення напруги всередину обмотки. При такій схемі обмотка складається з двох однакових половин (напівобмоток), що вклю-

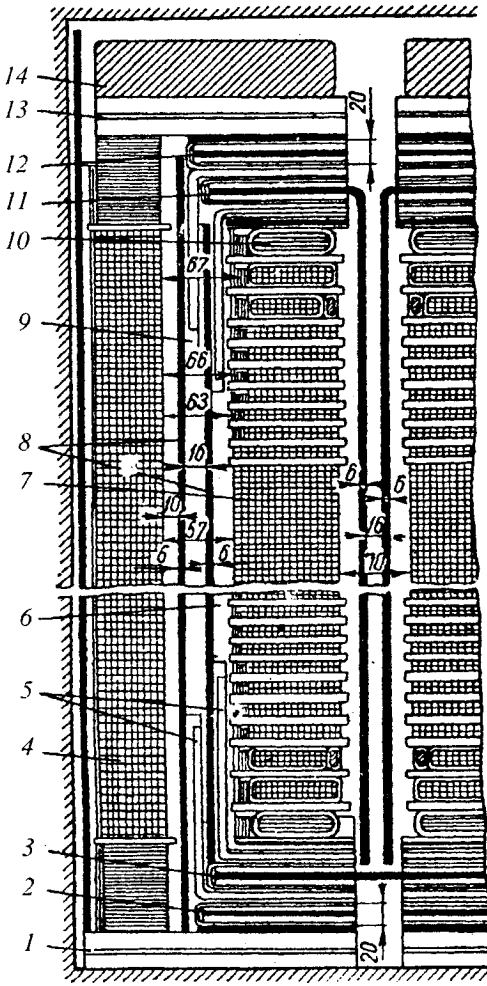


Рис. 8.18. Схема головної ізоляції обмотки трансформатора класу 110 кВ: *1* — ярмова ізоляція; *2* — ізоляційна шайба; *3* — нижній бар'єр; *4* — обмотка НН; *5* — кутові шайби; *6* — рейка обмотки ВН; *7* — обмотка ВН; *8* — циліндри обмотки ВН; *9* — планка з електрокартону; *10* — ємнісне кільце обмотки ВН; *11* — міжфазова перегородка; *12* — шайба; *13* — шайба; *14* — сталеве натискне кільце.

чаються паралельно. Точка з'єднання напівобмоток, до якої підводиться високий потенціал, знаходиться посередині, а їхні кінці з'єднані разом й утворюють нейтраль трансформатора.

Схема головної ізоляції обмотки 220 кВ з введенням високого потенціалу посередині наведена на рис. 8.19.

При такій конструкції обмотки поле в районі лінійного введення порівняно рівномірне, що дозволяє спростити ізоляцію і, отже, підвищити надійність конструкції.

Біля нейтрального виводу, розташованого поблизу ярма магнітопровода, електричне поле різко неоднорідне, однак оскільки при заземленій нейтралі потенціали на котушках невеликі, це полегшує конструювання ізоляції за даних умов.

Велике значення для надійної роботи ізоляції в процесі експлуатації має технологія її підготовки і виготовлення. Ізоляція трансформаторів

110 кВ і вище проходить ряд технологічних операцій сушіння, панірування і просочення маслом. Звичайно кожен виробник має свої технологічні карти виготовлення ізоляції, що можуть відрізнятися від технологій підготовки і виготовлення ізоляції інших виробників. Проте можна виділити загальні основні технологічні операції.

Усі бар'єри, циліндри, прокладки з електрокартону проходять вакуумне сушіння при $t° = (90 \div 110)$ °С, просочення сухим дегазованим маслом або просочення гліфталевим лаком з наступним запіканням у термічній печі.

Після збирання трансформатора його (без металічного бака) вміщують у сушильну шафу, де ізоляція сушиться при температурі (110—120(°С у вакуумі при залишковому тиску 10—100 Па. Після сплину часу сушіння температуру знижують до 80—85 °С і в шафу заливають сухе дегазоване масло, що має високу електричну міцність ($E_{пр} \geqslant 200$ кВ/см). У такому стані трансформатор витримується 3—5 годин, після чого масло зливають і витримують трансформатор під вакуумом ще протягом 2—3 годин.

При встановленні в бак трансформатор не повинен знаходитися на повітрі більше 24 годин. Після його монтажу в бак необхідно залити трансформаторне масло. При цьому заливку трансформатора класу напруги 35—110 кВ проводять без вакуумування, а трансформатори класів напруги 220—750 кВ заливають із застосуванням вакуумних установок.

Описана технологія дозволяє уникнути утворення порожнин, не заповнених маслом, і значно подовжити термін служби ізоляції в експлуатації.

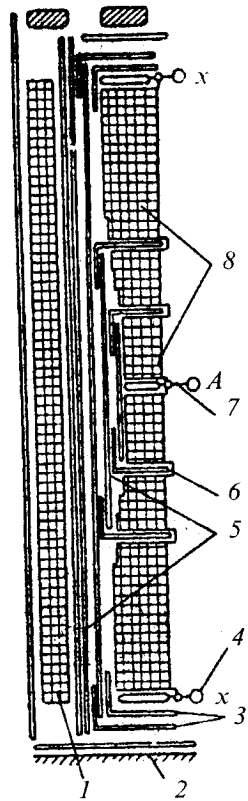


Рис. 8.19. Схема головної ізоляції трансформатора класу 220кВ з вводом напруги посередині обмотки та ступінчастою ізоляцією: *1* — обмотка НН; *2* — ярмо магнітопровода; *3* — кутові шайби; *4* — нейтральний кінець обмотки ВН; *5* — ізоляційні циліндри; *6* — кутова шайба; *7* — лінійний кінець обмотки ВН; *8* — обмотка ВН класу 220 кВ.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Сформулюйте, на яких засадах базується класифікація ізоляції силових трансформаторів.
2. Як впливають бар'єри на електричну міцність ізоляції трансформаторів? В якому місці міжелектродного проміжку потрібно розмістити бар'єри для отримання максимальної електричної міцності?
3. Поясніть, чим визначається короткочасна електрична міцність маслобар'єрної ізоляції трансформатора і чому?
4. Як залежить електрична міцність масляного каналу від його товщини, і як вона змінюється залежно від форми напруги, що впливає?
5. Які фактори впливають на вибір поздовжньої ізоляції? Проаналізуйте схему заміщення обмотки трансформатора у випадках імпульсних впливів.
6. Що таке початковий розподіл напруги вздовж обмотки трансформатора під час впливу імпульсної напруги?
7. Що таке максимальні потенціали на обмотці трансформатора, які причини їх породжують та які максимально можливі рівні перенапруг для обмоток з ізольованою та заземленою нейраллю без внутрішнього захисту?
8. Аналізуючи схему заміщення обмотки трансформатора, сформулюйте основні принципи роботи ємнісних систем внутрішнього захисту обмотки.
9. У чому переваги конструкції обмотки з введенням високого потенціалу в середину обмотки?
10. Які основні етапи виготовлення та технологічної обробки ізоляції силових трансформаторів?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Техника высоких напряжений*: Учеб. для студ. электротехн. и электроэнергет. спец. вузов /Под общ. ред. Д. В. Разевига. — М.: Энергия, 1976.
2. *Изоляция установок высокого напряжения*: Учеб. для вузов /Г. С. Кучинский, В. Е. Кизеветр, Ю. С. Пинталь /Под общ. ред. Г. С. Кучинского. — М.: Энергоатомиздат, 1987.
3. *Справочник по электрическим аппаратам высокого напряжения* /Н. М. Адоньев, В. В. Афанасьев, И. М. Бортник и др.; /Под ред. В. В. Афанасьева. — Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд-ние, 1987.

4. *Панов А. В., Морозова Т. И.* Электрические характеристики и методы расчета главной изоляции мощных высоковольтных трансформаторов //Труды ВЭИ. Вопросы трансформаторостроения. — 1969. — Вып. 79.

Глава 9
СИЛОВІ ВИСОКОВОЛЬТНІ ЕЛЕКТРИЧНІ КАБЕЛІ
(А. Г. Гурин)

9.1. Класифікація та конструкції силових кабелів

Силові високовольтні кабелі призначені для передачі електричної енергії та розподілу її між споживачами. Основною ознакою, що визначає тип кабеля, є *номінальна напруга*. Можна виділити дві підгрупи кабелів середньої напруги за номінальними напругами 1—10 кВ та 20—35 кВ та високої напруги — 110 кВ та вище .

Кабелі на напругу 1—35 кВ широко застосовуються в сучасних мережах електропостачання міст і підприємств. Кабелі з номінальними напругами 110, 220, 330 і 500 кВ застосовуються значно менше внаслідок істотно вищої вартості (в 10—20 разів) порівняно з повітряними лініями електропередачі.

Кабелі в основному працюють при *змінному струмі* (частоти 50 Гц), але можуть передавати і постійний струм. У кабелях постійного струму менше проблем, пов'язаних з нерівномірністю розподілу струму по поперечнику жили (внаслідок відсутності скін-ефекту і ефекту близькості), але виникають певні проблеми нерівномірності розподілу напруженості електричного поля по товщині ізоляції внаслідок експоненціального зростання електропровідності діелектрика з ростом температури.

Класифікаційними ознаками можуть бути також *тип ізоляції* та конструктивні особливості кабелів. За типом ізоляції можна виділити три основні групи: кабелі з паперово-масляною ізоляцією, кабелі з пластмасовою ізоляцією та кабелі з гумовою ізоляцією. *Конструктивною ознакою* може бути кількість жил: одножильні кабелі, дво-, три- і чотирижильні кабелі. Одно- і трижильні кабелі застосовуються в мережах 1—35 кВ, дво- і чотирижильні — в мережах 1—6 кВ.

Жили кабелів бувають мідними або алюмінієвими. Вони мають круглу, секторну або сегментну форму у перерізі.

Конструктивні ознаки кабелів відображаються в їх *марках*. Перша буква А — означає алюмінієву жилу (в разі мідної жили буква М не ставиться). Друга буква означає тип ізоляції кабеля: В — з полівінілхлоридного (ПВХ) пластикату; П — поліетиленова (ПЕ), Пс — поліетиленова самозатухаюча, Пв — поліетиленова вулканізована, Р — гумова ізоляція, НР — гумова ізоляція, що не підтримує горіння. Паперово-масляна ізоляція не має спеціального позначення. Наступні букви позначають тип захисної оболонки: А — алюмінієва, С — свинцева, П — поліетиленовий шланг, В — оболонка з полівінілхлоридного пластикату, Р — гумова оболонка. Останні букви марки позначають тип захисного покриття: Б — броня з двох сталевих стрічок з антикорозійним захисним покриттям, Бн — броня з негорючим покриттям, Шп, Шв — шлангове покриття з поліетилену або полівінілхлоридного пластиката, Г — відсутні захисні покриття.

Наприклад, кабель АПАШв має алюмінієву жилу, ізоляцію з поліетилену, алюмінієву оболонку та шланг з полівінілхлоридного пластикату.

За умовами прокладки силові кабелі діляться на групи: для прокладки в тунелях, каналах, в приміщеннях при відсутності можливих механічних впливів (бронепокриття відсутнє); для прокладки в землі (в траншеях) при відсутності розтягуючих зусиль (бронепокрови типу Б); для прокладки в землі при наявності значних розтягуючих зусиль (бронепокрови типу П броня з оцинкованого плоского дроту, зверху якої наноситься захисне покриття); для прокладки під водою (бронепокрови типу К, що складаються з круглих оцинкованих дротів, зверху яких наноситься захисне покриття).

9.2. Кабелі з паперово-масляною ізоляцією

Силові кабелі з паперово-масляною ізоляцією є найпоширенішим класом кабелів. Вони мають високі електричні характеристики, високу надійність, великий ресурс. Кабельний папір відносно дешевий, виготовляється з сировини (целюлози), яка відновлюється в природі. Проте технологія виготовлення цих кабелів досить складна і енергозатратна, адже необхідна вакуумна сушка паперу і вакуумне просякнення. Складною операцією є також нанесення алюмінієвої або свинцевої оболонки на пресах.

Розрізняють: кабелі з в'язким просоченням та поясною ізоляцією (на напруги 1—10 кВ), кабелі з в'язким просякненням та окре-

мо екранованими жилами (20—35 кВ), маслонаповнені кабелі (110—500 кВ).

Кабелі на напруги 1—10 кВ мають секторні жили. Це дає можливість суттєво зменшити діаметр кабелю, його масу і вартість. Кабелі з поясною ізоляцією мають три або чотири жили (мідні або алюмінієві), переріз кожної від 4 до 240 мм^2. Ізоляція кабелів складається з паперових стрічок шириною 12—32 мм, товщиною 80—170 мкм. Питома маса кабельного паперу 0,8—1,1 г/см^3, а клітковини, з якої складається папір, — 1,5 г/см^3. Отже, пористість кабельного паперу становить 30—50 %. Високі електричні характеристики паперу досягаються тільки після його просякнення ізоляційними маслами. Для просякнення застосовується мінеральне масло з добавками загусників: каніфолі (5—25 %) або синтетичних речовин — поліетиленового воску (5—25 %), полііізобутилену (до 20 %), сополімера етилена з вінілацетатом (до 3 %).

Кабелі на напругу 1—10 кВ мають окрему ізоляцію кожної фази, а потім зверху скручених ізольованих жил наноситься шар поясної ізоляції. Проміжки між ізольованими жилами заповнюються жгутами з сульфатного паперу. Зверху поясної ізоляції розміщується водозахисна оболонка — алюмінієва або свинцева, а також захисні покрови (див. рис. 9.1, 9.2, 9.3).

Електричне поле в кабелях з поясною ізоляцією має складний

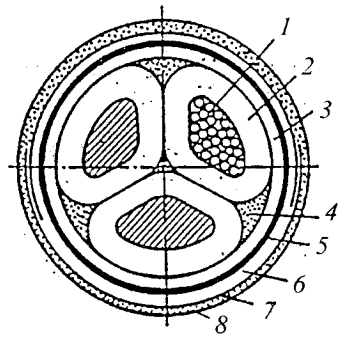


Рис. 9.1. Трижильний кабель з поясною ізоляцією: *1* — струмопровідна жила; *2* — паперово-масляна ізоляція жили; *3* — поясна ізоляція; *4* — міжфазне заповнення; *5* — свинцева або алюмінієва оболонка; *6* — подушка під броню; *7* — броня з двох стальних стрічок; *8* — зовнішній захисний покрив.

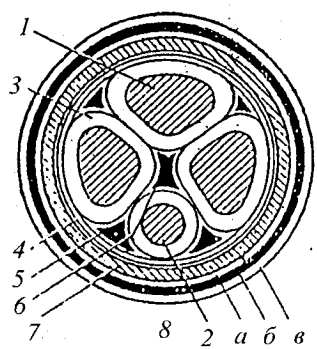


Рис. 9.2. Чотирижильний кабель з поясною ізоляцією: *1* — струмопровідна жила (основна); *2* — нульова жила; *3* — ізоляція жили; *4* — ізоляція поясна; *5* — заповнення; *6* — осереддя; *7* — оболонка; *8* — захисний покрив: *а* — подушка, *б* — броня, *в* — зовнішній покрив.

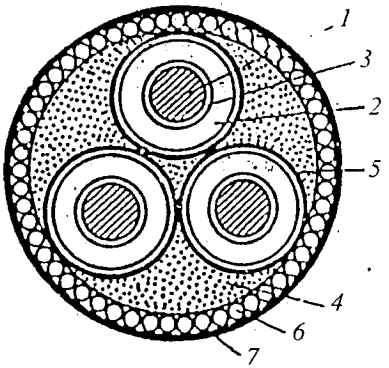


Рис. 9.3. Трижильний кабель з освинцьованими жилами для підводної прокладки: *1* — струмопровідна жила; *2*, *4* — екрани з напівпровідникового паперу; *3* — паперова ізоляція; *5* — свинцева оболонка; *6* — джутове заповнення; *7* — дротова броня; *8* — зовнішній захисний покрив.

характер (рис. 9.5). Найбільша напруженість поля — на закругленнях секторних жил та в *діелектричних зазорах* між ізольованими жилами. Саме тут (в зазорах) раніше всього починаються процеси електричного старіння діелектрика під дією часткових розрядів (ЧР), адже електрична міцність просякнення менша, ніж просякнутого паперу. Товщина фазної ізоляції кабелів на напругу 6 кВ становить 2 мм, а поясної — 0,95 мм. (Для кабелів на напругу 10 кВ відповідно маємо: 2,75 мм і 1,25 мм.) Тоді повна товщина ізоляції між фазами (що працює на *лінійну* напругу) становить 4 мм, а ізоляції між фазою і оболонкою (що працює

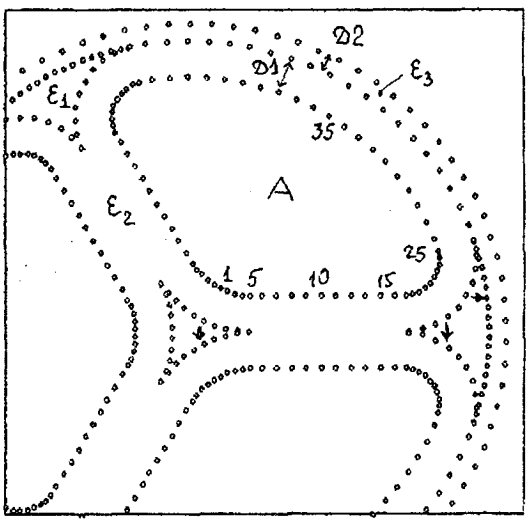


Рис. 9.4. Схема розміщення вузлів для розрахунку електричного поля трифазного кабеля з секторними жилами з урахуванням впливу відмінностей діелектричної проникності ізоляції жил ε_2, поясної ізоляції ε_3 і міжфазного заповнення ε_1. (R_m = 17 мм; $D1$ = 2 мм; $D2$ = 0,95 мм.)

на *фазну* напругу, яка в $\sqrt{3}$ = 1,73 раза менша лінійної) — становить 2,95 мм, тобто в 1,36 раза менша. Отже, поясна ізоляція знаходиться в кращих умовах, ніж фазна: середня напруженість електричного поля становить тут 1,17 МВ/м проти 1,5 МВ/м для фазної ізоляції. Зменшувати ж її товщину недоцільно, бо при аварійних режимах роботи напруга між жилою і оболонкою в мережах з ізольованою нейтралею зростає до лінійної.

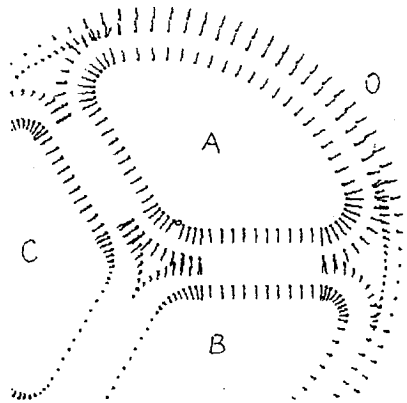


Рис. 9.5. Характер електричного поля кабелю в момент, коли потенціал фази А максимальний.

На напруги 20 та 35 кВ застосовують круглі, окремо освинцьовані жили — кабелі ОСБ. Завдяки цьому шунтується поле в зазорах між жилами, часткові розряди тут стають неможливими. Товщина ізоляції кабелів типу ОСБ на напругу 20 кВ становить 6—7 мм, а на напругу 35 кВ — 9 мм. Товщина свинцевої оболонки становить 1,4—2,8 мм залежно від перерізу жили. Алюмінієві оболонки для таких кабелів не застосовують внаслідок жорсткості останніх. Окремо освинцьовані жили скручуються, проміжки між ними заповнюються просякнутою кабельною пряжею або склопряжею. Далі скручені жили з наповненням обмотуються стрічками з тканини або з кабельної пряжі, на які накладають захисні покриття. В перерізі кабелі можуть мати круглу форму або форму трикутника із закругленими вершинами. Приклад умовного позначення: ОСБУ 3×50-20 — кабель ОСБ з перерізом жил 50 мм^2 на напругу 20 кВ (рис. 9.3).

Для прокладки кабелів на схилах застосовують стопорні муфти, використовують конструкції зі зменшеним вмістом просякнуючого компаунду, а також компаунди з підвищеною в'язкістю. Для вертикальних і крутопохилих трас з перепадом висот понад 25 м застосовуються кабелі на 6, 10, 35 кВ в одно- та трижильному виконанні, просякнуті нестікаючими компаундами. Для збільшення електричної міцності застосовується градована ізоляція. В кабелях на напругу 35 кВ шар ізоляції (товщиною 1,1 мм), що прилягає до жили, виготовляють з паперу більшої густини,

товщина його 80 мкм. Далі йдуть стрічки більшої товщини — 120 мкм, густина яких менша.

Марки кабелів з нестікаючим просякненням починаються з букви Ц (церезин). Наприклад, ЦОСБУ 3×120-35 — трижильний кабель з окремо освинцьованими мідними жилами перерізом 120 мм^2 на напругу 35 кВ, просякнутий нестікаючим компаундом, захисне покриття типу Б.

Для напруг 110 кВ і вище використовують маслонаповнені кабелі. В них стрічкова паперова ізоляція просочується малов'язким маслом, яке може переміщуватися усередині жил вздовж кабеля. Масло знаходиться під підвищеним тиском, що запобігає виникненню газових включень при зменшенні температури внаслідок більш прискореного скорочення об'єму масла порівняно з об'ємом оболонки. Підвищений тиск призводить до суттєвого збільшення електричної міцності масла (в 3 рази порівняно з ізоляцією, просякнутою в'язкими масло-каніфольними сумішами). Для забезпечення постійного тиску в кабелях через кожні 1—2,5 км встановлюють спеціальні компенсуючі баки тиску. Вони приймають надлишки масла при нагріванні кабелю і віддають його назад при його охолодженні.

За величиною тиску маслонаповнені кабелі діляться на кабелі низького тиску (до 0,2 МПа), середнього (0,4—0,5 МПа) та висо-

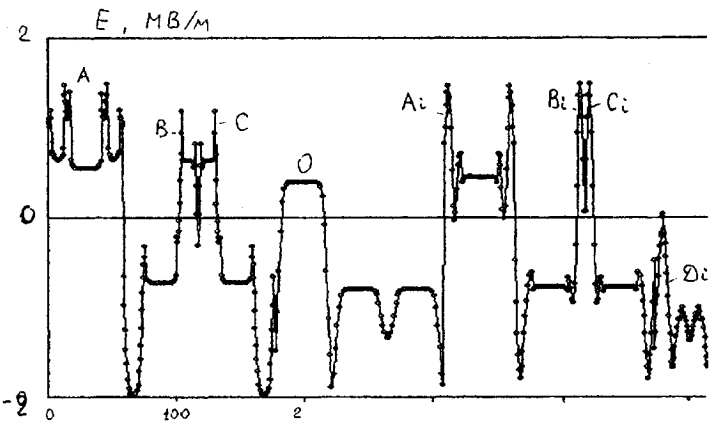


Рис. 9.6. Розгортка напруженості поля в трифазному кабелі на напругу 6 кВ (див. рис. 9.4): A, B, C — поверхні секторних жил; O — оболонка кабелю; A_1, B_1, C_1 — поверхні ізоляції жил; D_1 — поясна ізоляція в проміжках між жилами. Діелектричні проникності ε_1 = 2,5; ε_2 = 4,0; ε_1 = 3,5.

кого тиску (0,8—1,2 МПа). З підвищенням тиску електрична міцність ізоляції збільшується, але ускладнюється герметизація кабелів та з'єднувальних муфт.

У маслонаповнених кабелях на напругу вище 110 кВ особливу увагу приділяють регулюванню електричних полів. Для цього жилу кабелю виготовляють з дротів спеціального профілю, щоб одержати більш гладку поверхню жил. Жила обмотується напівпровідниковим папером. В результаті масляні проміжки між жилою та ізоляцією опиняються в нульовому електричному полі і не пробиваються. Те ж саме стосується і призначення напівпровідникового покриття поверх ізоляції: в цьому разі шунтується поле в зазорах між ізоляцією та оболонкою. Напівпровідниковий папір має також адсорбційні властивості, що підвищує стабільність масел в сильному електричному полі.

Ізоляція маслонаповнених кабелів виготовляється з кабельного паперу марок КВУ, КВ, КВМУ, КВМ, що мають низький тангенс кута діелектричних втрат: $tg\delta = 0{,}0025$. Але для кабелів на напругу 220 кВ і вище і цього виявляється забагато: втрати енергії в ізоляції можуть досягати 20 % втрат енергії в жилі кабелю. Заміна паперової ізоляції на плівкову не дала бажаного результату: погіршилось просякнення кабеля маслом, зменшилася його механічна міцність.

Подальше удосконалення паперової ізоляції для кабелів йде такими напрямами:

1) Розробка кабельних паперів підвищеної якості на основі особливо чистої целюлози із застосуванням деіонізованої води. Папір каландрують та піддають спеціальній обробці. В результаті досягається мінімальне значення фактора втрат: $\varepsilon \cdot tg\delta = 5 \cdot 10^{-3}$.

2) Папери з добавками волокон синтетичних матеріалів (лавсану, поліетилену). Фактор втрат зменшується ($\varepsilon \cdot tg\delta < 4 \cdot 10^{-3}$), але такий папір поступається електричною міцністю чисто целюлозному паперу.

3) Папери з добавками слюди у вигляді дрібної луски. Фактор втрат зменшується ($\varepsilon \cdot tg\delta < 5 \cdot 10^{-3}$), проте вартість паперу значно зростає.

4) Папір з синтетичних волокон.

5) Комбінований папір, який, окрім шарів целюлози, містить також синтетичні плівки.

Відомі також діелектрики на основі *нетканих* матеріалів з поліпропілена. Вони добре просочуються та мають гідрофобні властивості. Це спрощує процеси сушіння та просякнення ізоляції.

Основні характеристики нових кабельних паперів наведені в табл. 9.1.

Таблиця 9.1

Характеристики кабельних паперів на основі целюлози та полімерів

Параметри	КВМ. КВМУ	Tenax	PAP (Японія)	SSP (Японія)	FEP (Японія)	PPL (Великобрит.)	PPLP (Японія)
Склад паперу	Целюлоза	Полікарбонати	Поліефір+ полікарбонати	Поліефір+ поліфенілен-оксид	Целюлоза+фтористий сополімер етилен-пропілену	Целюлоза+ поліпропілен	Целюлоза+ поліпропілен
Товщина, мм	0,125	0,12	0,125	0,11	0,115	0,1—0,12	0,12—0,15
Питома маса, г/см^3	0,72	0,84	0,75	0,64	1,4	0,9	0,88
Розривна міцність 10^7 Н/м^2	5,1	3,4	6,9	5,2	9,3	7,6	6,0
Видовження при розриві, %	2,8	3,2	2,5	2,6	3,0	2,7	2,6
Діелектрична проникність	3,3	2,3	2,65	2,5	2,7	2,7	2,7
tgδ при 80 °С, %	0,15	0,03	0,045	0,041	0,07	0,08	0,08
Електрична міцність, кВ/мм							
при змінній напрузі	40	45	—	45	50	55	135
при імпульсній напрузі	125	115	100	95	140	150	250

9.3. Кабелі з пластмасовою ізоляцією

Ізоляція на основі *поліетилену* (ПЕ) зараз поступово витісняє паперово-масляну ізоляцію в кабелях. Поліетиленова ізоляція більш технологічна, адже не потребує енергомістких процесів вакуумного сушіння і просякнення. Кабелі з поліетиленовою ізоляцією мають меншу масу, можуть застосовуватися при будь-якому куті нахилу траси, більш зручні в монтажі та експлуатації. До середини 80-х років застосовувався в основному *термопластичний* поліетилен, який плавиться при 105—110 °С. Тому номінальна температура жили не повинна була перевищувати 70 °С. Після впровадження технології хімічної зшивки поліетилену (так званий

XLPE), який не плавиться до температур 200—220 °С, максимальну температуру жили вдалося підняти до 90 °С — в тривалому режимі, до 200 °С — короткочасно (протягом 5 с) при коротких замиканнях (к. з.). Кабелі з ізоляцією XLPE перестали поступатися кабелям з паперово-масляною ізоляцією і за стійкістю до к. з. Були створені конструкції XLPE кабелів на всі класи високих напруг — до 500 кВ. Технологія виробництва кабелів з полімерною ізоляцією продовжує невпинно удосконалюватися і сьогодні. Без сумніву, найближчим часом вони повністю витіснять кабелі з паперово-масляною ізоляцією, як це вже сталося в Японії, Франції, Фінляндії, США, Канаді, Німеччині, Польщі. До речі, саме завдяки освоєнню технології виготовлення кабелів з полімерною ізоляцією Польща стала зараз провідною кабельною державою у Європі. Технологічні екструзійні лінії фірм NOKIA (Фінляндія), найсучасніші діелектричні матеріали фірм BOREALIS (Швеція) та UNION CARBIDE (США) забезпечили Польщі досягнення вершин світової якості кабельної продукції.

Для ізоляції кабелів низької і середньої напруги широко використовується пластикат на основі полівінілхлориду (ПВХ). Цей діелектрик має досить високу електричну міцність, вологостійкість, він негорючий. Але високі діелектричні втрати стоять на перешкоді його застосування в кабелях на напругу вище 10 кВ.

Кабелі з пластмасовою ізоляцією на напругу 1—35 кВ випускаються з мідними або алюмінієвими жилами перерізом від 2,5 до 150 мм^2. Жили кабелів на напругу 1—6 кВ мають, в основному, секторну форму, а на напругу 10, 20 і 35 кВ — круглу форму. Кабелі на напругу 1, 6, 10 кВ можуть мати ПВХ або ПЕ ізоляцію (наприклад, марки АВВБ, ВВБ, АВПБ, ВПБ), на напруги 20 і 35 кВ — тільки з ПЕ ізоляцією (марки АПОВБГ, ПОВБГ). Кабелі на 6 кВ мають екрани по ізоляції, на 10, 20 і 35 кВ — екрани і по жилі, і по ізоляції. Екрани виготовляють з *напівпровідникового* ПВХ або ПЕ. Товщина напівпровідникових екранів становить 1,5—2 мм. Вони підвищують стійкість полімерної ізоляції до *дендритів* — деревовидних каналів неповного пробою, які можуть призвести до повного пробою ізоляції. Стійкість ізоляції до дендритів підвищується шляхом нанесення на поверхню жили так званого *антиемісійного* шару, як такий звичайно виступає діелектрик з підвищеною діелектричною проникністю.

Для захисту від вологи та механічних пошкоджень кабелі на 1—6 кВ мають загальну оболонку з ПВХ товщиною 2—2,6 мм,

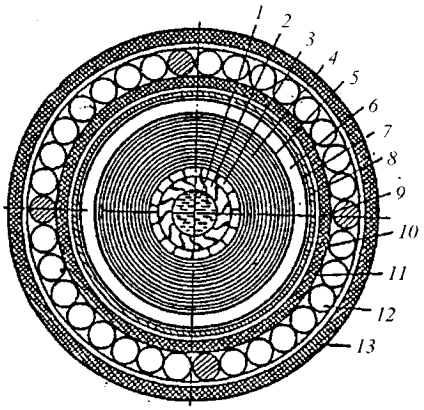


Рис. 9.7. Маслонаповнений кабель низького тиску: *1* — маслопровідний канал; *2* — струмопровідна жила (перший повив — Z-подібний дріт, другий повив — сегментний дріт); *3* — екран з напівпровідникового паперу; *4* — ізоляція з кабельного паперу; *5* — екран по ізоляції з напівпровідникового паперу; *6* — оболонка з мідистого свинцю; *7* — бітумна суміш; *8* — стрічки з полівінілхлоридного пластикату; *9* — підсилюючий покрив; *10* — стрічки з полівінілхлоридного пластикату; *11* — подушка під броню з просоченої кабельної пряжі та бітума; *12* — бронепокриття зі стальних дротів та чотирьох дротів з твердотягнутої міді; *13* — захисне антикорозійне покриття.

кабелі на 10, 20 і 35 кВ мають ПВХ оболонки зверху кожної окремої екранованої жили.

Створення кабелів з пластмасовою ізоляцією на напругу 110—500 кВ пов'язане з проблемою запобігання прискореного старіння полімерного діелектрика при високих напруженостях електричного поля. Причиною його є неоднорідності діелектрика, які виникають як під час його синтезу, так і при виготовленні кабелів. Розрізняють дендрити (або тріинги) електричного походження (електричні дендрити) і неелектричного походження — водні дендрити. Інкубаційний (прихований) період зародження дендритів пов'язаний з утворенням *субмікротріщин* розміром менше 0,1 мкм. Деструкція полімера починається з його аморфної фази (кристалічна фаза полімера більш стійка до деструкції). Значну роль тут відіграє локальне зростання електричного поля внаслідок накопичення об'ємного заряду. Існує думка, що в субмікротріщинах електрони рухаються навіть більш вільно, ніж в мікротріщинах (розмір яких відповідає мікронному діапазону довжин — 1—10 мкм). В субмікротріщинах ще нема адсорбованих молекул води, які відіграють роль пасток електронів. Накопичення субмікротріщин призводить до утворення *мікротріщин і макротріщин*, в яких вже можуть виникати часткові розряди (ЧР). Процеси деструкції діелектрика при цьому різко прискорюються, адже на полімер тепер починають діяти високі температури каналу ЧР, локальні поля інжектованих зарядів.

Деякі домішки підвищують стійкість полімерів до утворення дендритів. Розрізняють чотири основні механізми дії домішок:

модифікація структури полімера, зменшення чутливості полімера до газових вкраплин через шунтування електричного поля в них продуктами розкладу домішок, створення умов для розсіювання енергії електронів та іонів, зменшення локальних концентрацій напруженості електричного поля через міграцію в них електропровідних домішок.

Одними з найважливіших домішок є *антиоксиданти* — сполуки, які підвищують стійкість полімера до деструкції. При розриві молекули полімера утворюються вільні радикали. Вони мають надзвичайно високу реакційну здатність і ініціюють подальший розрив сусідніх молекулярних ланцюгів полімера. Процес деструкції розвивається лавиноподібно, як ланцюгова реакція. Антиоксиданти мають здатність обривати розгалужене ланцюгове окислення і утворювати стабільні хімічні сполуки.

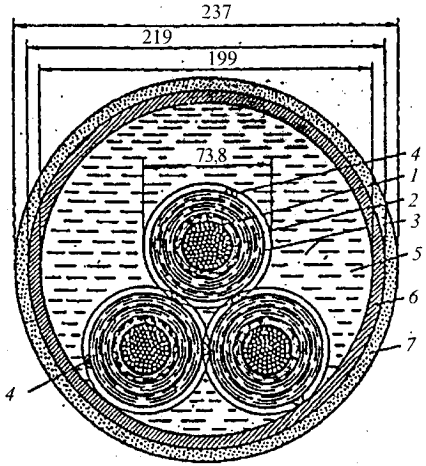


Рис. 9.8. Маслонаповнений кабель високого тиску в трубопроводі: *1* — мідна струмопровідна жила; *2* — екран по жилі з напівпровідникового паперу; *3* — ізоляція з кабельного паперу; *4* — екран по ізоляції з напівпровідникового паперу та мідної перфорованої стрічки; *5* — дроти ковзання; *6* — масло; *7* — стальна труба; *8* — антикорозійний захист трубопроводу.

Конструктивними засобами підвищення стійкості полімерної ізоляції кабелів до утворення дендритів є:

1) покриття поверхні жили напівпровідниковим екраном. При цьому шунтуються поля мікровиступів і заусениць поверхні жили. Напруженість електричного поля не повинна перевищувати 20 кВ/мм;

2) застосування полірованої алюмінієвої жили. Досвід показує, що ресурс ізоляції при цьому збільшується майже на порядок;

3) антиемісійні шари на поверхні жили з гліцерина — $\varepsilon = 41$, різних ізоляційних масел, фторопласту. Вони гальмують емісію електронів з поверхні жили і водночас вирівнюють неоднорідність поля;

4) бар'єри в товщині ізоляційного проміжку між жилою і оболонкою (з напівпровідникового ПЕ — $\rho = (10^2 - 10^8)$ Ом·м, фторопласту-4, слюди або навіть ізоляційних масел).

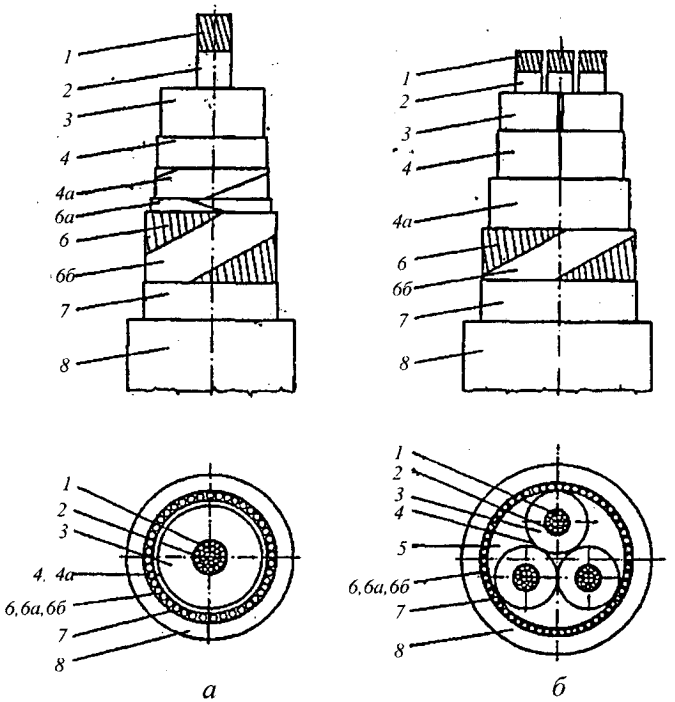


Рис. 9.9. Конструкції кабелів з ізоляцією з термопластичного поліетилену: *а* — одножильний кабель; *б* — трижильний кабель; *1* — струмопровідна жила; *2* — екран по жилі з напівпровідникового поліетилену, нанесений методом екструзії; *3* — ізоляція жили; *4* — екран по ізоляції, аналогічний екрану по жилі; *4а* — екран з графітизованого паперу; *5* — заповнюючий матеріал; *6* — мідний дротовий екран; *6а* — шар крепованого напівпровідникового паперу; *6б* — екран з тонкої фольги; *7* — шар напівпровідникової стрічки; *8* — зовнішня оболонка.

В полімерній ізоляції, що працює в умовах підвищеної вологості або в агресивному середовищі, можуть розвиватися *водні* або *електрохімічні дендрити* (тріінги). Вони виникають в результаті проникнення води в товщу ізоляції і мають вигляд розгалуженого пагона, що розвивається не від металевого, а від рідкого електрода. На відміну від електричних тріінгів, пошкодження ізоляції якими має незворотний характер, водні тріінги можуть зникати і властивості діелектрика можуть відновлюватися, якщо умови експлуатації кабелів стають більш сприятливими. Розвиток водного тріінгу залежить від напруженості електричного поля, електропровідності та діелектрич-

ної проникності води. Часткові розряди в каналі водного тріингу відсутні. Але напруженість поля на його вістрі вище за електричні тріінги. Водні тріінги розвиваються по межах структурних угрупувань полімера (по межах сферолітів). Вони можуть розвиватися навіть при відсутності електричного поля — за рахунок градієнта температурного поля, механічних навантажень. При циклічних температурних навантаженнях тріінг розвивається внаслідок дифузії води в порожнинах та дефектах ізоляції. При охолодженні тиск води на стінки порожнини збільшується і йде подальше її проростання. При спільній дії електричного поля і механічних навантажень тріінг розвивається по лініях електричного поля перпендикулярно силовому навантаженню. Швидкість його росту при цьому збільшується. Заповнена водою порожнина в змінному електричному полі є джерелом тепла. Це прискорює електрохімічну деструкцію полімера. Зменшення впливу водних тріінгів можливе через введення в полімер стабілізуючих домішок.

9.4. Полімерні матеріали для високовольтних кабелів

9.4.1. Поліетилен (ПЕ) і композиції на його основі

Основним полімерним діелектриком кабелів, у тому числі і високовольтних, сьогодні є поліетилен, точніше — *композиції* на його основі, які містять також антиоксиданти, антипірени, світлостабілізатори (див. ГОСТ 16336-77. Композиции полиэтилена кабельной промышленности).

Існує три головні різновидності ПЕ, на основі яких утворюються кабельні композиції:

— поліетилен *низької* густини (0,92 г/см^3, $t_{пл}$ = 105 °С) (*LDPE — Low Density Polyethylene*);

— поліетилен *середньої* густини (0,93 г/см^3, $t_{пл}$ = = 120 °С) (*MDPE — Middle Density Polyethylene*);

— поліетилен *високої* густини (0,95 г/см^3, $t_{пл}$ = = 130 °С) (*HDPE — High Density Polyethylene*).

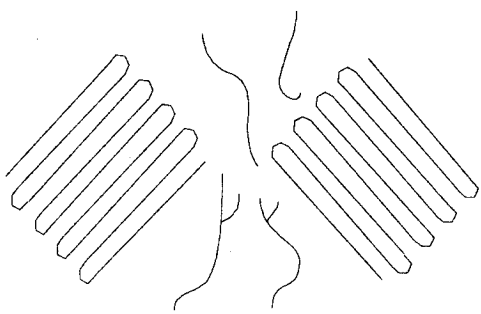


Рис. 9.10. Схематичне зображення кристалічної та аморфної фаз поліетилену. В кристалічній фазі молекули щільно упаковані в плоскі зигзагоподібні конформації, густина матеріалу в яких досягає 1 г/см^3. Густина аморфної фази становить 0,87 г/см^3.

LDPE синтезується в *автоклавах* або в *трубчатих реакторах* при високому тиску (130—250 МПа) і температурі (180—300 °С). Йому притаманна розгалужена структура молекул, внаслідок чого він має більшу частку аморфної фази і меншу густину. Ступінь кристалічності LDPE — (30—50) %.

Поліетилен високої густини HDPE синтезують завдяки каталізатору Ціглера—Натта за значно легших умов: тиск 1 МПа , температура 80 °С. Тому його молекули мають мало відгалужень — всього близько 3 на 1000 атомів вуглецю (для LDPE цей показник більший майже на порядок). Ступінь кристалічності HDPE — (50—80) %.

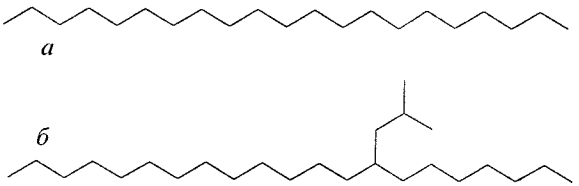


Рис. 9.11. Умовне зображення ланок молекул ПЕ без відгалужень (*а*) та з ними (*б*).

Структуру окремої нерозгалуженої ланки молекули ПЕ можна зобразити умовно, не показуючи атоми вуглецю С та водню Н (рис. 9.11,*а*). Там же (рис. 9.11,*б*) показана ланка молекули ПЕ з окремим відгалуженням.

Інфрачервоні (ІЧ) спектри плівок ПЕ (рис. 9.12) містять ряд характерних смуг поглинання, пов'язаних з *валентними* коливаннями атомів водню в метильних —CH_3 (*1*), метиленових —CH_2— (*2*) групах, в гідроксильній групі антиоксиданта —ОН (*3*), як такий звичайно застосовують сполуки фенольного ряду, а також *дефор-*

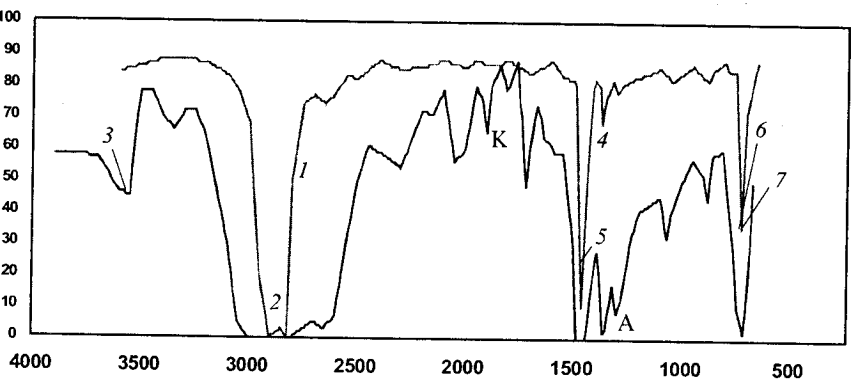


Рис. 9.12. ІЧ-спектри поглинання поліетиленових плівок товщиною 0,02 (верхня кривая) та 0,5 мм (нижня крива).

маційні коливання метильних (*4*) та метиленових (*5*) груп, *маятникові* коливання метиленових груп в кристалічній (*6*) та аморфній (*7*) фазах (дублет 725 1/см). Крім того, слід відзначити так звані смуги «аморфності» 1303 1/см (А) та «кристалічності» 1894 1/см (К), що пов'язані з вказаними фазами полімера. Зі збільшенням густини полімера глибина першої смуги зменшується, а другої — зростає, що використовується для визначення ступеня кристалічності матеріалу.

Молекули технічних ПЕ містять також ряд *дефектних* ланок, умовно зображених на рис. 9.13. Дефекти ініціюють процеси старіння полімера: деструкцію, окислення, зшиття. Кількість ненасичених зв'язків становить: для LDPE — 0,2 — 0,5, а для HDPE — 0,5 — 0,6 одиниці на 1000 атомів вуглецю.

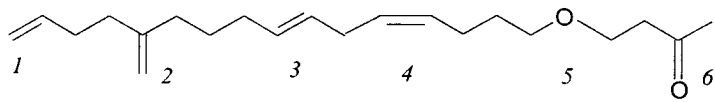


Рис. 9.13. Дефекти структури молекул поліетилену та їхні характерні смуги поглинання в ІЧ області. Подвійні зв'язки мають групи: *1* — вінільна (995 1/см), *2* — вініліденова (888 1/см), *3* — *транс*-вініленова (965 1/см), *4* — *цис*-вініленова (740 1/см). Кисеньмісткі зв'язки мають групи: *5* — ефірна (1000—1350 1/см), *6* — карбонільна (1720 1/см).

На рис. 9.14 наведені *ІЧ-спектри ПЕ, що силанольно зшивається* до (*1*) та після (*2*) екструдування. Поява глибокої смуги 1720 1/см зумо-

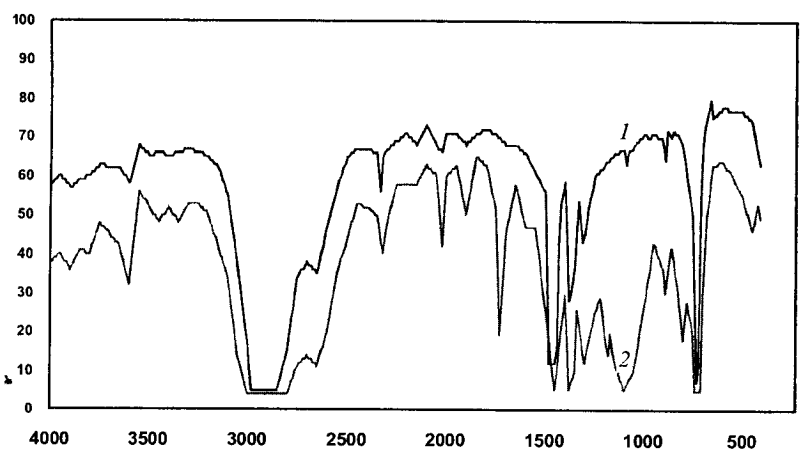


Рис. 9.14. ІЧ-спектри поглинання поліетилену для силанольного зшиття до екструдера (*1*) і після нього (*2*).

влена утворенням карбонільних груп —C═O, а смуги 1100 1/см — ефірних груп —C—O—C—.

Для того щоб запобігти окисленню ПЕ під час екструзії, яке йде при температурах 200—250 °С, в нього вводять у невеликій кількості (до 0,2 %) ***антиоксиданти***.

Найпростіший з антиоксидантів (рис. 9.15) — *фенол*, або карболова кислота. Його здатність запобігати окисленню жирів відома ще з XIX сторіччя, коли було помічено, що невеликі кількості фенолу сприяють зберіганню сала.

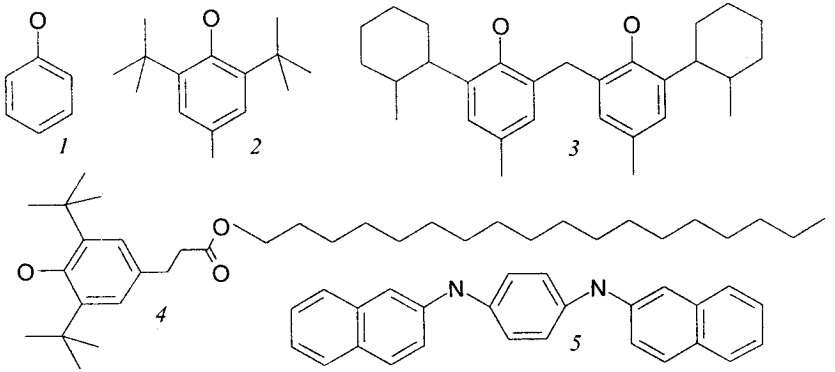


Рис. 9.15. Типові антиоксиданти фенольного ряду (фенол — *1*, іонол — *2*, нонокс WSP — *3*, ірганокс-1010 — *4*) та амінного ряду (діафен — *5*). (Атоми водню H — не показані.)

Наступний антиоксидант фенольного ряду — *іонол* — застосовується і нині для температурної стабілізації трансформаторних масел. Проте внаслідок низької температури плавлення (72 °С) іонол незручно суміщувати з поліетиленами.

Більш високомолекулярні похідні фенола — нонокс WSP, ірганокс-1010, ірганокс-1035, анокс-20 — добре сумісні з ПЕ і не випаровуються при температурах переробки останнього (до 250 °С). Проте виявилося, що нонокс WSP, який входив до складу композицій рецептури 02, мав бластомогенну дію на шкіру людини (сприяв виникненню пухлин). Тому його виробництво в західних країнах вже припинене. Сучасні російські аналоги відомого антиоксиданта ірганокса-1010 — фенозан-23, фенозан-43 — являють собою екрановані багатоядерні феноли і тому вважаються малотоксичними сполуками.

Донедавна застосовувався також антиоксидант амінного ряду — діафен (у рецептурах композицій за номером 01). Але внаслідок

виявленої канцерогенної дії на людину його виробництво також припинене.

Всі антиоксиданти фенольного ряду мають характерний пік поглинання в області 3500—3600 1/см, зумовлений гідроксильною групою —ОН. В цій же області спостерігається поглинання гідроксильних груп домішок води, яка може з'являтися в невеликій кількості при так званому *силанольному зшитті* ПЕ (див. нижче). Тому вміст антиоксидантів в ПЕ краще контролювати по поглинанню не в інфрачервоній, а в ультрафіолетовій (УФ) ділянці спектру (довжина хвиль 220—340 нм). ПЕ в цій області прозорий для УФ променів, а ненасичені бензольні кільця антиоксидантів мають характерне поглинання в області 270—280 нм.

В кабельній техніці все ширше застосовується ще одна різновидність ПЕ — так званий *лінійний поліетилен* низької густини (LLDPE). Його отримують полімеризацією в *газовій фазі*. LLDPE має досить постійну молекулярну масу $M \approx 10^5$, а для наведених вище поліетиленів характерне молекулярно-масове *розсіяння* — $(0{,}3-4)\cdot 10^5$ для LDPE, $(0{,}5-8)\cdot 10^5$ — для HDPE. LLDPE має кращі механічні і електричні характеристики, а також вищу морозостійкість. Температура плавлення LLDPE $t_{пл} = 120$ °С. Саме LLDPE почали застосовувати для технології силанольного зшиття.

Розглянемо технології зшитого поліетилену (XLPE — *cross linked polyethylene*).

Поліетилени — термопластичні полімери, тобто плавляться при нагріванні, затвердівають при охолодженні. Внаслідок низької температури плавлення доводиться обмежувати робочу температуру: $t_р \leqslant 70$ °С. Більш істотне обмеження стосується максимально допустимої температури в режимі короткого замикання кабелю. Для ПЕ вона становить $t_{к.з} \leqslant 130$ °С, причому протягом короткого проміжку часу (5 с), інакше діелектрик розплавиться і станеться коротке замикання (к.з.).

Для підвищення теплостійкості ПЕ була розроблена технологія його *зшиття*. Після зшиття ПЕ стає *термореактивним* матеріалом, тобто не плавиться при нагріванні. В зшитому стані ПЕ витримує короткочасно температури до 250 °С. Робочу температуру кабелів зі зшитим ПЕ вдалося підняти до $t_р = 90$ °С, а температуру в режимі к.з. — до $t_{к.з} = 250$ °С.

На сьогодні найбільш розповсюджені *три технології* зшиття ПЕ: пероксидне, силанольне і радіаційне.

Технологія *пероксидно-зшитого поліетилену* реалізується за допомогою перекисних сполук виду R—O—O—R, які легко роз-

кладаються при підвищених температурах і утворюють вільні радикали R—O— (рис. 9.16,*а*). Вільні радикали реагують з молекулами ПЕ, утворюючи макрорадикал і гліколі (рис. 9.16,*б*). Вільна валентність переміщується по макромолекулі, поки не зустрінеться з аналогічною вільною валентністю сусідньої молекули. Після цього утворюється зв'язок між сусідніми молекулами (рис. 16,*в*).

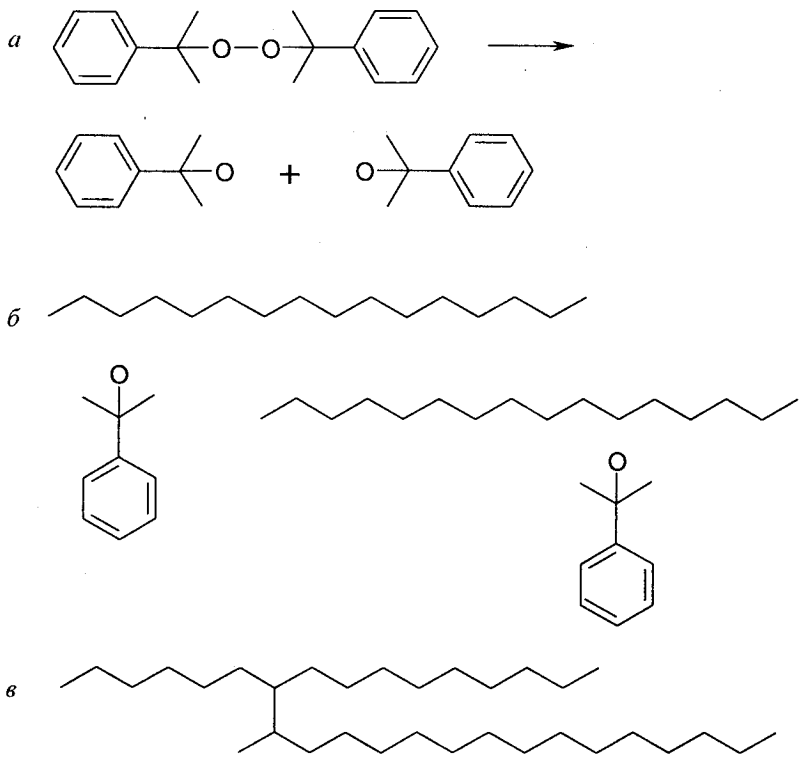
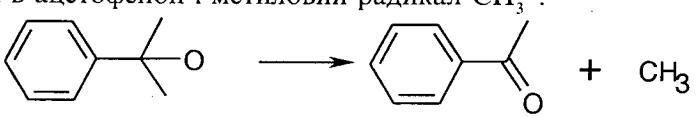
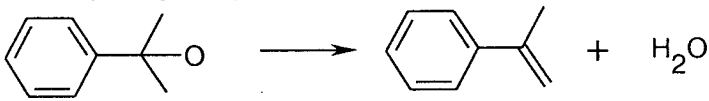


Рис. 9.16. Схема теплового зшиття ПЕ за допомогою пероксида дикуміла: *а* — розпад дикуміла під дією температури; *б* — взаємодія радикалів з молекулярними ланцюгами; *в* — зшиття молекулярних ланцюгів.

Радикал, який утворюється на першій стадії, може перетворюватися в ацетофенон і метиловий радикал CH_3–:



Кумилгліколь, який утворюється на другій стадії реакції, може виділяти воду і перетворюватися в метилстирол:



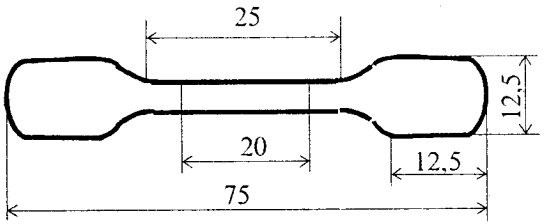
Таким чином, в результаті зшиття в полімері утворюються низкомолекулярні продукти: вода, ацетофенон, метилстирол. Вони шкідливі для високовольтної ізоляції, адже сприяють накопиченню об'ємних зарядів, перерозподілу напруженості електричного поля і утворенню дендритів. Низькомолекулярні продукти слід би видаляти з ізоляції, витримуючи її в вакуумній камері, наприклад, протягом доби при тиску близько 0,1 Па і температурі 120 °С. Проте при такій обробці в товщині ізоляції можуть утворитися вкраплини, в яких у подальшому спалахнуть часткові розряди.

Зшиття ПЕ ведеться (після нанесення його на жилу на екструзійних лініях) в вулканізаційній трубі під тиском $(10—20)\cdot10^5$ Па при температурі ізоляції 250—300 °С. Температура в трубі — 350—400 °С, кабель рухається в ній протягом 30 с. Тиск запобігає утворенню вкраплин в ізоляції. Раніше тиск створювали перегрітою водяною парою, яка одночасно виконувала функції теплоносія. Потім вияснилося, що водяна пара проникає в розігрітий ПЕ і в подальшому сприяє виникненню дендритів. Водяну пару замінили азотом (так зване «сухе» зшиття).

Зшиття ведеться на *лініях кабельних неперервної вулканізації* (ЛКНВ). Це складні енергоємні агрегати потужністю понад 200 кВт.

Зшитий поліетилен має ряд нових властивостей. Він витримує деформацію видовження при 200 °С протягом 15 хвилин при механічній напрузі $\sigma = 0{,}2$ МПа (так зване «hot set test» — випробування на зсідання в гарячому стані — рис. 9.17). При цьому відносне видовження $\Delta l/l$ становить менше 175 %. Після зняття навантаження смужка зшитого ПЕ майже повністю відновлює свою початкову довжину: відносне видовження не перевищує 15 %. Зшитий ПЕ веде себе, як еластомер.

Типові характеристики зшитого поліетилену: механічна міцність ($\sigma_р$) при видовженні — не менше 12,5 МПа, відносне видовження $\Delta l/l \geqslant 200$ %. Після теплового старіння при 135 °С протягом тижня (168 годин) величина $\sigma_р$ змінюється не більше ніж на ±15 %, відносне видовження залишається високим $\Delta l/l \geqslant 200$ %. Величина зсідання після 6 годин витримки при температурі 160 °С менша 4 %. Тангенс кута діелектричних втрат $\mathrm{tg}\delta \leqslant 10\cdot10^{-4}$ (при 90 °С), питомий опір ізо-



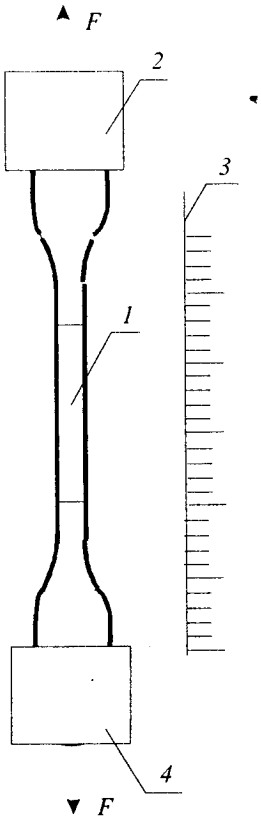
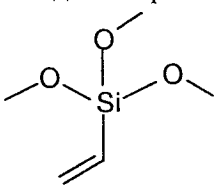


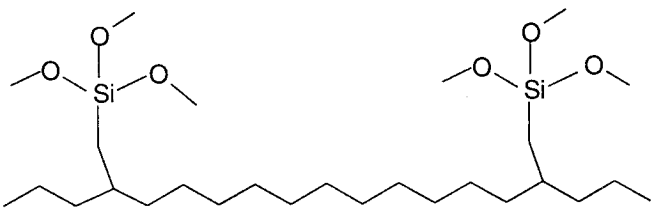
Рис. 9.17. Зразок поліетилену (двостороння лопатка) для визначення механічних характеристик та схема його навантаження при вимірюванні відносного видовження: *1* — зразок ПЕ у вигляді смужки з контрольною ділянкою довжиною 20 мм, шириною 4 мм і товщиною 2 мм; *2*, *4* — зажими; *3* — лінійка.

ляції $\rho_v \geqslant 10^{14}$ Ом·м, відносна діелектрична проникність $\varepsilon \leqslant 2{,}4$ (при 20 °С і частоті 50 Гц).

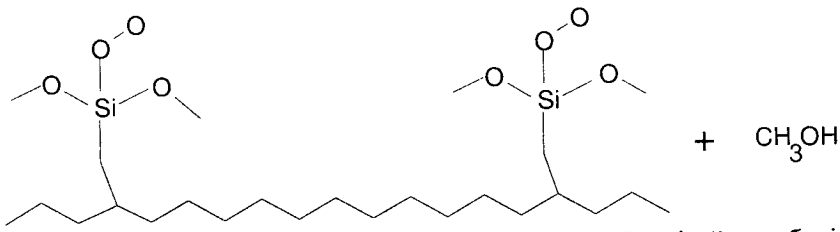
Технологія *силанольно-зшитого поліетилену* (*Salane Crosslinked Polyethylene*) — реалізується за допомогою прищеплення до макромолекул ПЕ кремнійорганічних сполук — силанів, наприклад вінілтриметоксисилану:



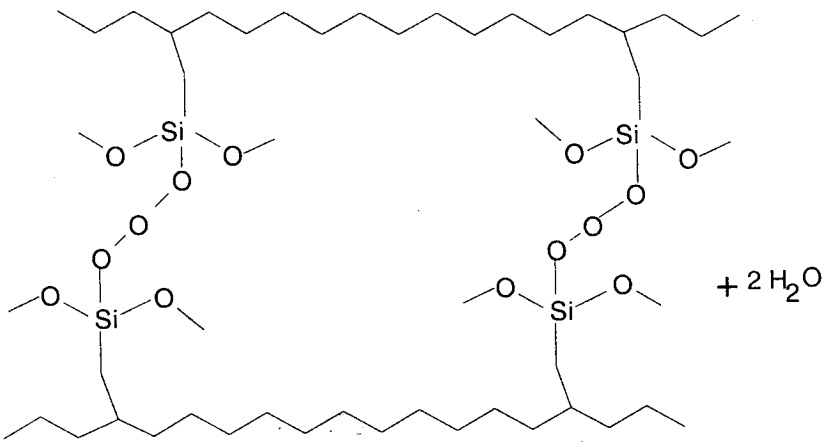
Прищеплення ведеться при температурі 160 °С, ініціатором реакції служать також перекисні сполуки (пероксид дикумила), як і в технології пероксидного зшиття:



Прищеплений ПЕ схильний до реакції *гідролізу* (взаємодії з парами води). В результаті цього утворюються *силаноли* (структури типу —Si—O—OH) і метаноли CH_3OH (метиловий спирт):



Прищеплений ПЕ поставляється в гранулах. Термін його зберігання в герметичній упаковці — від півроку до року. На кабельних заводах до гранул прищепленого ПЕ (95 масових долей — м.д.) додають гранули ПЕ з каталізатором (5 м.д.). Суміш подається в завантажувальний бункер екструдера. Після нанесення ізоляції на жилу кабель витримується певний час у парах води. Каталізатор сприяє реакції гідролізу прищепленого ПЕ. У подальшому йде зшиття макромолекул за гідроксильними групами з виділенням води:



Таким чином, при силанольному зшитті вода необхідна для реакції гідролізу прищеплених силанів. Вона ж є кінцевим продуктом реакції зшиття прищепленого ПЕ.

Вода — «ворог» будь-якої електричної ізоляції. Тому силанольно зшитий ПЕ спершу застосовували лише в кабелях на напругу нижче 1 кВ. Зараз ведуться роботи по розширенню області його застосування для виготовлення кабелів *середньої* напруги 6, 10, 35 кВ. Технологія силанольного зшиття значно дешевша за теплову (на 30—40 %), тому сприймається як перспективна.

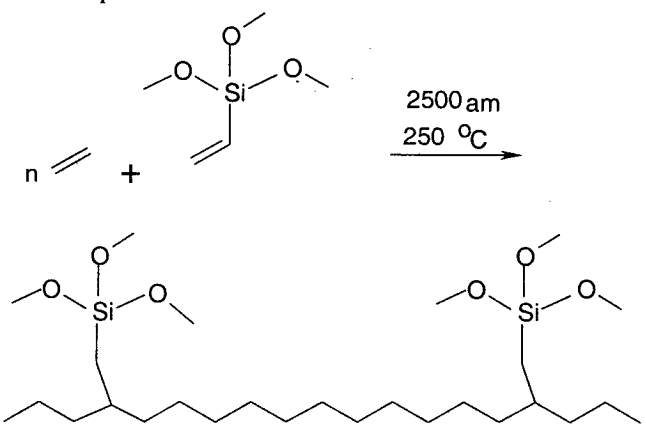
При вказаній технології силанольного зшиття (Sioplas) ПЕ *двічі* перероблюється в екструдерах: спочатку для прищеплення силанів,

потім — на кабельних заводах — при виготовленні кабелів. Щоб захистити ПЕ від окислення при таких переробках, треба відповідно збільшувати вміст антиоксидантів. У результаті в готовому діелектрику маємо цілу низку низькомолекулярних продуктів: продукти розпаду пероксиду — ініціатора реакції прищеплення, залишки силанів (адже тільки 80 % їх хімічно зв'язується з молекулами ПЕ), метаноли, антиоксиданти, воду. Крім того, сам ПЕ окислюється, що яскраво відображує смуга поглинання карбонільної групи (1720 1/см), яка з'являється на ІЧ-спектрах зшитого ПЕ (рис. 9.16).

Щоб зменшити ризик погіршення якості діелектрика, була запропонована *одностадійна* технологія силанольного зшиття (Monosil). Всі компоненти, необхідні для прищеплення силанів, а також для їх подальшого зшиття, вводяться в екструдер при виготовленні кабелів. Таким чином, у бункер завантажують: гранули ПЕ, пероксид дикумила, вінілтриметоксисилан, каталізатор реакції зшиття. Екструдер повинен мати дещо більшу довжину (відношення довжини L до діаметра d має бути $L/d > 32$) і спеціальну форму черв'яка, щоб процеси прищеплення силанів встигли пройти більш повно.

Одностадійна технологія зшиття виявилася досить складною для кабельного виробництва: треба слідкувати одночасно і за складними хімічними реакціями в екструдері, і за якістю накладання ізоляції на жилу, і за процесами зшиття та охолодження діелектрика поза екструдером. До того ж рідкі силани — токсичні і пожежонебезпечні речовини, що вимагає відповідних заходів безпеки.

Найкращим вирішенням проблеми було б прищеплення силанів ще в процесі виготовлення ПЕ, тобто шляхом *сополімеризації* етилена і вінілтриоксисилана:



При цьому не потрібні пероксиди для ініціювання реакції прищеплення, а значить не буде їх залишків у кінцевому продукті. Вміст незв'язаних вінілсиланів становить менше 10 часток на мільйон (тобто менше 0,001 %), ланки силанових відгалужень рівномірно розподілені по ланцюгу молекули ПЕ.

Єдиним обмеженням цієї технології є необхідність ритмічної, узгодженої роботи різних підприємств — хімічного і кабельного. Хімічні заводи мають великі потужності і виготовлення сополімера малими партіями їм незручне за економічних причин. З іншого боку, термін зберігання сополімера обмежений внаслідок гідролізу силанів і неконтрольованого зшиття. Тому технологія сополімерів етилена і вінілсиланів раціональна при великих обсягах їх застосування.

Технологія *радіаційно-зшитого поліетилену* реалізується шляхом опромінення готових виробів (кабелів і дротів) потоком електронів. Енергія електронів — від 1 до 3 МеВ. При цьому вони проникають у ПЕ на глибину від 0,5 до 1,5 см. Вплив опромінення на характеристики матеріалу залежить від *поглинутої дози* — тобто тієї енергії, яка розсіялась у матеріалі внаслідок поглинання опромінення. Одиницею поглинутої дози в системі СІ є *грей* (Гр). Один грей відповідає енергії 1 Дж, яка поглинута матеріалом масою 1 кг:

$$1 \text{ Гр} = 1 \text{ Дж/кг}.$$

Несистемною одиницею поглинутої дози є рад:

$$1 \text{ рад} = 0{,}01 \text{ Гр}.$$

Дослідами встановлено, що опромінення до певної дози (до 1 Мрад для ПЕ) сприяє покращенню фізико-механічних характеристик полімерів. Причиною цього є *зшиття* макромолекул. При подальшому ж збільшенні дози спостерігається погіршення властивостей полімерів, що пов'язується з їх деструкцією.

Технологія радіаційного зшиття потребує застосування прискорювачів електронів. Це досить складні електрофізичні установки. Їх експлуатація пов'язана з рядом проблем: забезпечення однорідності опромінення ізоляції з урахуванням екрануючої дії жил кабелю, біологічний захист персоналу, надійність високовольтної ізоляції самого прискорювача.

9.4.2. Напівпровідникові композиції для виготовлення екранів

Сучасні конструкції кабелів з полімерним діелектриком містять напівпровідниковий екран по жилі, власне полімерну ізоляцію жили і напівпровідниковий екран по ізоляції. Зауважимо, що всі

три шари наносяться одночасно за допомогою потроєних екструдерів. Саме в цьому разі на границях розподілу вказаних шарів не виникають повітряні вкраплення, які можуть ініціювати розвиток електричних тріингів.

Товщина екранів — від 0,8 до 1,5 мм. Вони виготовлялися раніше з ПВХ (полівінілхлоридного) пластикату, наповненого тонкодисперсною сажею, а зараз — з наповненого ПЕ. На перший погляд здається дивним, що ПЕ — діелектрик з надзвичайно високим електричним опором ($\rho_v \geqslant 10^{14}$ Ом·м) служить матрицею для виготовлення токопровідних композицій, у яких $\rho_v \leqslant 10^3$ Ом·м. Але саме в цьому разі фізико-механічні властивості трьох вказаних шарів будуть найтіснішими, що важливо з погляду послаблення можливих термомеханічних напружень і запобігання виникненню розмежувань цих шарів.

Екрани повинні мати гладку поверхню, інакше вони можуть стати ініціаторами тріингів. Межа розподілу середовищ екран-ізоляція надзвичайно важливий фактор забезпечення високої електричної міцності і надійності всієї ізоляції. Введення в матеріал екранів кристалоутворюючих домішок (наприклад, ефірів стеаринової кислоти — стеаратів) сприяє орієнтації кристалітів поблизу межі розподілу середовищ. При цьому електрична міцність ізоляції збільшується майже вдвічі [T. Tanaka, T. Okamoto at all, Tr. DEI, V.3, N3, 1996]. Вважається, що сучасні товщини ізоляції — $\Delta = 23$ мм для кабелів на напругу $U_н = 154$ кВ, $\Delta = 27$ мм для $U_н = 275$ кВ, $\Delta = 32$ мм для $U_н = 500$ кВ — можна буде суттєво зменшити завдяки вказаним домішкам в матеріалах екранів.

9.4.3. Поліпропілен

Поліпропілен (ПП) має значно вищу температуру плавлення, ніж ПЕ — близько 170 °С. Але досі він ще не застосовувався як кабельний діелектрик. Причин тому кілька. У поліпропілену гірші технологічні властивості, ніж у поліетилену: менша текучість (а значить треба застосовувати значно вищий тиск в екструдері — понад $500 \cdot 10^5$ Па), менша ударна в'язкість, гірші електричні властивості в області сильних електричних полів. Але сказане стосується лише *ізотактичного* поліпропілену (**iPP**) (рис. 9.18), в якому метильні відгалуження —CH_3 зорієнтовані *однаково* відносно площини молекулярного скелету.

Відомі ще дві різновидності ПП: *атактичний* (**aPP**), метильні відгалуження в якому зорієнтовані *випадковим* чином, та *синдіотак-*

тичний (**sPP**), метильні відгалуження якого зорієнтовані регулярно *по обидва* боки площини скелету молекули. (Останній полімер вдалося одержати завдяки метало-ціановим каталізаторам.)

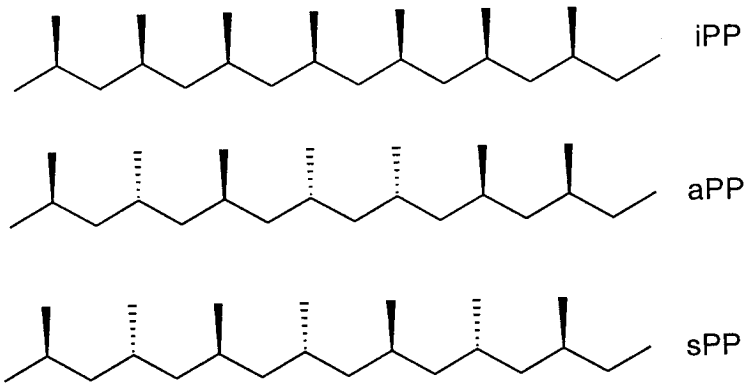


Рис. 9.18. Структури молекул поліпропіленів: ізотактичного, атактичного і синдіотактичного. (Бокові метильні групи CH_3— зорієнтовані *над* площиною головного ланцюга молекули, зафарбовані, а ті, що *під* нею, — зображені штриховкою.)

Саме **sPP** розглядається зараз як найбільш перспективний новий діелектрик для ізоляції кабелів. У ньому утворюються дуже малі сфероліти, причому як при швидкому, так і при повільному охолодженні розплаву. Ця властивість важлива з погляду тріщиностійкості, адже відомо, що останні розвиваються саме по межах розподілу сферолітів. Температура початку плавлення sPP, що визначається калориметричним методом, сильно залежить від ступеня його синдіотактичності (ступеня стереорегулярності) (рис. 9.19).

Густина sPP становить 0,89 г/см^3, питомий опір $\rho_v = 10^{16}$ Ом·м. Електрична міцність вища, ніж у XLPE: $E_{пр} = 310$ МВ/м проти 250 МВ/м при 20 °С і імпульсній напрузі. Для iPP $E_{пр} = 140$ МВ/м.

Механічна міцність sPP $\sigma_р = 24$ МПа, відносне видовження $\Delta l/l \geqslant 480$ %. Температурна стабільність вища, ніж в iPP (рис. 9.20).

Помічено, що деградація sPP в контакті з міддю йде значно повільніше, ніж iPP.

Деяким недоліком sPP є різке зменшення при охолодженні ударної міцності: від 135 Дж/м при кімнатній температурі до 26 Дж/м — при –10 °С. Але цей недолік може бути усунений шляхом застосування *сополімерів* пропілену з бутеном або сумішей sPP та iPP.

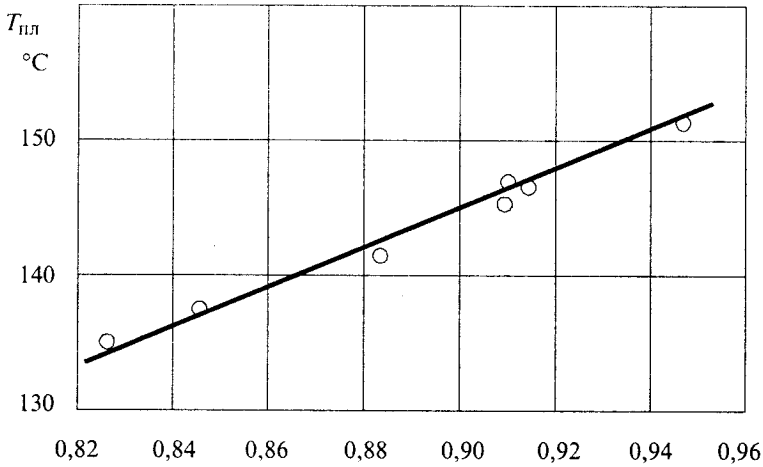


Рис. 9.19. Термодинамічна температура плавлення sPP залежно від ступеня його синдіотактичності.

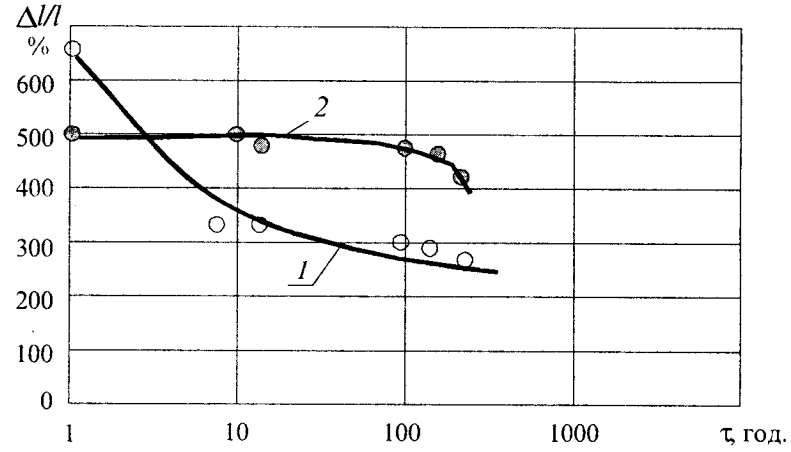
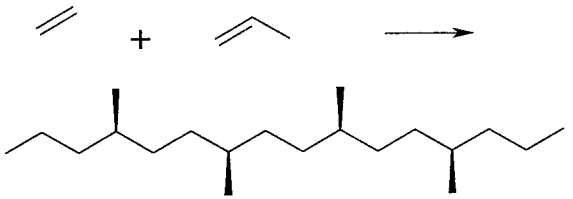


Рис. 9.20. Відносне видовження при розриві $\Delta l/l$ зразків iPP (*1*) та sPP (*2*) залежно від часу теплового старіння при 130 °C.

9.4.4. Сополімери етилену і пропілену, етилену і вінілацетату.

Процес синтезу сополімера етилену (A) і пропілену (B) схематично можна зобразити так: A + B → ABABAB...



Полімер, що при цьому утворюється (*EPR — ethylene propylene rubber — етилен-пропіленова гума*), має більшу еластичність, ніж поліетилен і поліпропілен поодинці.

Електричні властивості сополімеру EPR дещо гірші, ніж зшитого поліетилену XLPE (рис. 9.21), зате ресурс EPR виявився більшим (рис. 9.22).

Тому сополімер EPR досить поширений у західних країнах.

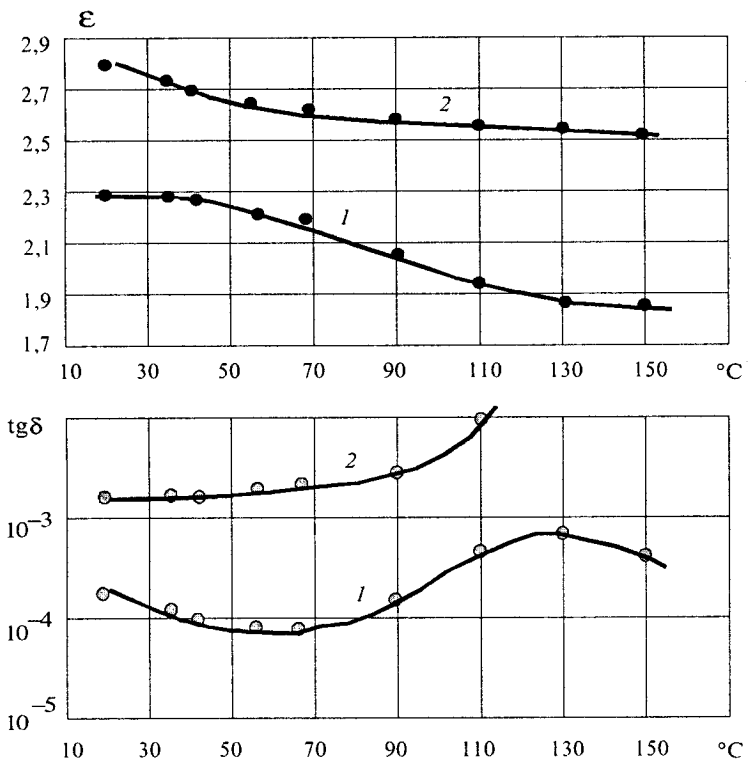


Рис. 9.21. Залежності від температури відносної діелектричної проникності ε і тангенса кута діелектричних втрат tgδ для поліетилену XLPE (*1*) і сополімера етилену з пропіленом EPR (*2*).

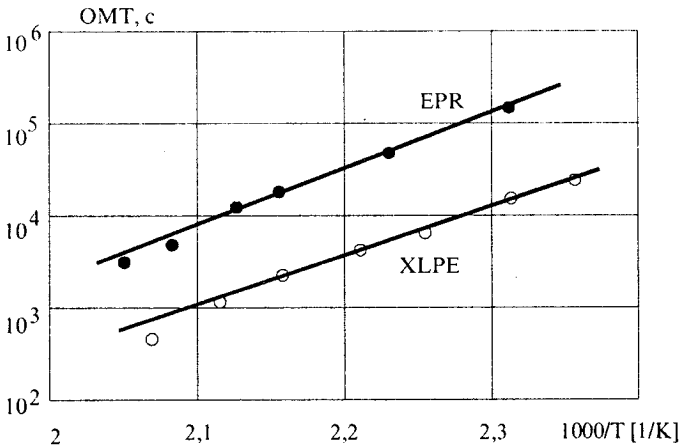
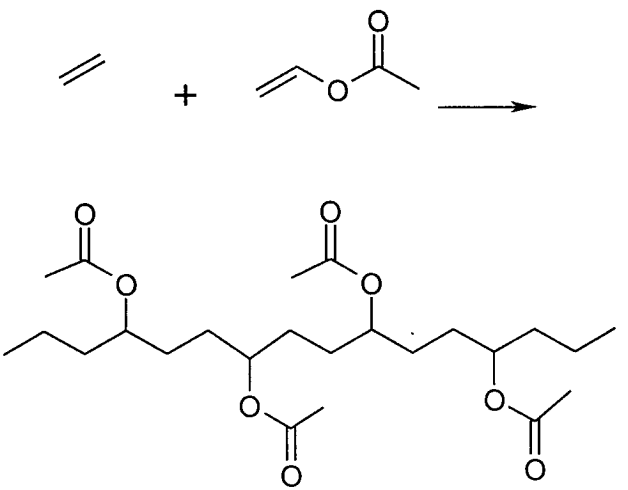


Рис. 9.22. Час появи максимуму екзотермічного ефекту (*ОМТ — Oxidation Maximum Time*) полімерів EPR і XLPE залежно від оберненої температури 1000/Т.

Процес синтезу сополімера етилену і вінілацетату (*EVA — Ethylene Vinilacetate*) можна умовно зобразити так:



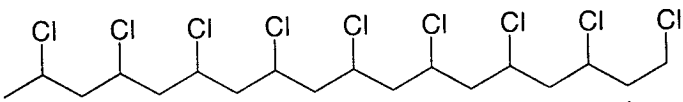
Російська назва сополімера — СЕВІЛЕН. Існує кілька різновидів цього сополімера (СЕВІЛЕН 113, СЕВІЛЕН 115), що відрізняються вмістом компонентів і технологічними властивостями. Наявність карбонільної групи > C = O, з одного боку, погіршує електроізоляційні властивості сополімера, а з іншого — підвищує стійкість

до водяних тріингів. Таку ж роль відіграють мінеральні наповнювачі, частинки яких стають на перешкоді водяних тріингів. Зі збільшенням вмісту наповнювачів збільшується стійкість до водяних тріингів, але затрудняється екструзія.

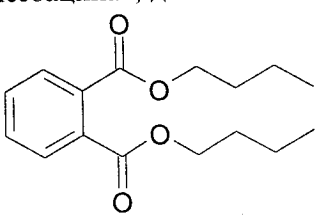
9.4.5. Полівінілхлорид і пластикати на його основі

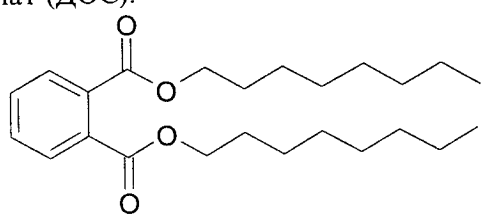
Полівінілхлорид (ПВХ) одержують шляхом полімеризації вінілхлориду:

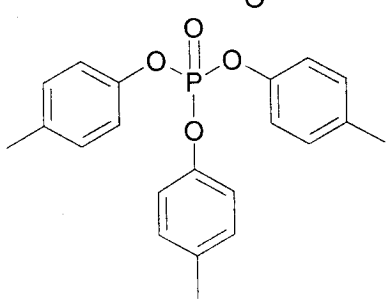


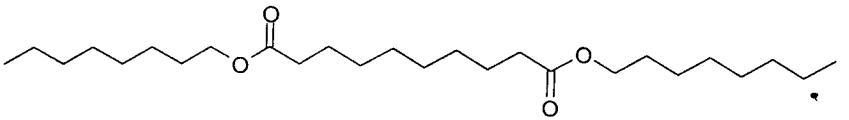


Цей полімер можна розглядати як хлорпохідне поліетилену. Атоми хлору, що замінили частину атомів водню, міцно з'єднані з атомами вуглецю, тому ПВХ — негорючий, крихкий полімер. Температура плавлення його 150—220 °С. Для зменшення сил міжмолекулярної взаємодії в ПВХ вводять *пластифікатори*: ***фталати*** — ефіри фталевої кислоти — дибутилфталат (ДБФ), диоктилфталат (ДОФ), додецилфталат, дидодецилфталат; ***фосфати і себацинати*** — ефіри фосфорної і себацинової кислот — трикрезилфосфат (ТКФ), дибутилсебацинат, диоктилсебацинат (ДОС):









У результаті отримують еластичні *пластикати*, придатні для виготовлення ізоляції низьковольтних та оболонок високовольтних кабелів. Зауважимо, що пластифікатори — рідкі речовини. Їх вміст у пластикаті становить від 30 до 70 %, а взаємодія з молекулами ПВХ обумовлена *фізичним* явищем набухання високомолекулярного матеріалу в органічній рідині. Тому пластифікатори з часом покидають пластикати (внаслідок міграції — випотівання, вивітрювання, вимивання). Це призводить до старіння оболонок кабелів, виникнення в них тріщин.

Для підвищення стійкості пластикатів до тепла і світла в них вводять *стабілізатори* (15 м.д. на 100 м.д. ПВХ): стеарат свинцю, свинцеві білила, свинцевий сурик. Їх дія полягає у зв'язуванні хлористого водню HCl, який виділяється при розпаді ПВХ. Вже сам перелік стабілізаторів свідчить про їхню екологічну небезпечність, адже всі вони — солі важкого металу свинцю. Слід зазначити, що ПВХ вважається найбільш негативним компонентом кабельного виробництва з екологічної точки зору. При пожежах ПВХ утворює ряд небезпечних продуктів — *хлористий водень*, який, розчиняючись у водяній парі, утворює соляну кислоту, *діоксини* — надзвичайно токсичні речовини, *фурани*. Тільки хлористого водню утворюється 250 г/кг ПВХ. Збитки від корозії обладнання внаслідок утворення хлористого водню значно вищі за ті, що спричинені безпосередньо вогнем. Головною причиною загибелі людей при пожежах, як відомо, також є отруювання токсичними продуктами згоряння пластмас. Тому черговим завданням кабельної промисловості є поступове витіснення, а в подальшому (з 2005 року) і повна заміна ПВХ пластикатів так званими *безгалогенними* матеріалами. Це важка проблема, адже світова кабельна промисловість використовує щорічно близько 1,5 млн т ПВХ. Досі ще не знайдені ефективні способи утилізації ПВХ пластикатів.

Наведемо деякі розповсюджені нині марки ПВХ пластикатів:

НГП 40-32, НГП 30-32 — пластикати зниженої горючості на основі ПВХ і пластифікаторів додецилфталату, трикрезилфосфату,

ІТ-90, ІТ-105 (ГОСТ 5960-72) — теплостійкі пластикати на основі смоли ПВХ і пластифікатора *ди*додецилфталату.

9.4.6. Вогнетривкі матеріали для ізоляції кабелів та їх захисних оболонок

Основою цих перспективних матеріалів є знову ж таки ті самі поліолефіни — поліетилен, його сополімери (EVA/HDPE), поліпропілен, а також суміші поліетилену з кремнійорганічними еластомерами.

Вогнетривкість поліолефінів, звичайно, підвищувалася за допомогою наповнювача — гідроксиду *алюмінію* $Al(OH)_3$. Останній починає розкладатися при температурі 200 °С, виділяючи воду і *поглинаючи* велику кількість тепла:

$$2Al(OH)_3 \rightarrow Al_2O_3 + 6H_2O - 300 \text{ кДж/моль.}$$

Поверхня полімера вкривається *захисною плівкою* оксиду алюмінію Al_2O_3, а вода, що при цьому утворюється, *розріджує* горючі гази і *відтісняє кисень* від поверхні полімера. Таким чином, захисна дія гідроксиду алюмінію має чотири складові. Але ефективність захисту досягається тільки при високому вмісті $Al(OH)_3$ — 50—65 %. Текучість такого ПЕ зменшується, до того ж і температуру екструзії доводиться зменшувати до 160 °С, щоб запобігти розкладу $Al(OH)_3$. У результаті швидкість виготовлення кабелів зменшується на 60—80 %.

Вищу температуру розкладу — 300 °С — має гідроксид *магнію* $Mg(OH)_2$. Його застосовують з поліетиленом та поліпропіленом. Температуру екструзії і швидкість виготовлення кабелів можна значно підвищити. Механізм дії гідроксиду магнію аналогічний:

$$Mg(OH)_2 \rightarrow MgO + H_2O - 330 \text{ кДж/моль.}$$

Але вміст і цього наповнювача повинен бути дуже високим: 50—65 %. Полімери з наповнювачем $Mg(OH)_2$ коштують майже втричі більше, ніж з $Al(OH)_3$ — близько 2 $/кг.

Принципово інша вогнетривка композиція (торгова марка Casico) запропонована на основі наповнювача крейди $CaCO_3$ (температура розкладу 700 °С) і суміші полярного сополімера ПЕ та кремнійорганічного еластомера. Механізм її вогнетривкості такий:

а) розклад полімера з утворенням великої кількості газів і формуванням сотової структури;

б) взаємодія полярної складової сополімера з крейдою на початку горіння з утворенням шлаку; в цей же час утворюються вода і вуглекислий газ CO_2, які розріджують горючі гази і відтісняють кисень від поверхні полімера;

в) стабілізація шлаку внаслідок розкладу кремнійорганічного еластомера з утворенням склоподібної поверхні.

Вміст крейди в композиції становить 20—40 %. Її вартість лише 0,2 $/кг. Текучість і температура екструзії — такі ж, як і для звичайного ПЕ. Густина композиції 1,15 г/см^3, механічна міцність при видовженні σ_p = 10—15 МПа, відносне видовження $\Delta l/l$ = 400—600 %, кисневий індекс — 30—40 %, температура крихкості менше –60 °С. Водопоглинання композиції 0,2 мг/см^2 (після 2-тижневої витримки у воді при 70 °С — згідно IEC 811-2-3). Електричні характеристики: $\rho_v > 10^{14}$ Ом·м; ε = 2,9; tg$\delta = 40 \cdot 10^{-4}$ (IEC 94: f = 50 Гц, t = 23 °С, U = 500 В, h = 1 мм).

Головною галуззю застосування вказаних безгалогенних вогнетривких композицій (*NHFR — Non Halogen Flame Retardant*) є кабельне виробництво на напругу до 1 кВ.

Висновки по главі

1. Основним полімером кабельної техніки слід вважати поліетилен. Світовий обсяг його застосування перевищує 0,5 млн т щорічно і в подальшому буде збільшуватися через скорочення виробництва ПВХ. Причин тому кілька: відносна екологічна безпечність ПЕ, наявність дешевої сировинної бази, високі електричні і технологічні властивості, можливість суттєвого покращання теплостійкості шляхом зшиття і застосування антиоксидантів.

2. Технологія виготовлення полімерної ізоляції кабелів продовжує невпинно поліпшуватися. Робочі напруженості поля зросли від 2,5 МВ/м для кабелів середньої напруги до 16 МВ/м — для кабелів високої напруги. Створені конструкції полімерних кабелів на напругу до 500 кВ.

3. Основною проблемою полімерної ізоляції слід вважати дендрити — деревовидні канали неповного пробою діаметром 0,1—1 мкм, заповнені повітрям (в електричних дендритах) або водою (в водних дендритах). Вірогідність виникнення електричних дендритів зменшується завдяки застосуванню напівпровідникових екранів по жилі та по ізоляції. Матеріалом екранів є наповнений поліетилен. Цьому ж сприяє видалення з ізоляції низькомолекулярних продуктів зшиття. Для запобігання водним тріингам застосовують герметизацію кабелів — як радіальну (шляхом створення непроникних для води бар'єрів — металевих оболонок), так і подовжню (шляхом застосування водопоглинаючих матеріалів під захисною оболонкою).

Електричні тріинги можуть бути виявлені шляхом вимірювання часткових розрядів (ЧР). Водні тріинги також можуть бути виявле-

ні по ЧР, але їх утворення пов'язане з дуже малими імпульсами струму, тому чутливість апаратури повинна бути на рівні 10^{-15} Кл.

4. Новим діелектриком силових кабелів може незабаром стати синдіотактичний поліпропілен sPP. Він має більшу температуру плавлення, високі електричні і механічні якості.

5. Наступним кроком у поліпшенні якості кабелів є впровадження безгалогенних вогнетривких матеріалів. Основою їх є також поліолефіни, а наповнювачем — гідроксиди алюмінію, магнію та карбонат кальцію (крейда).

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Назвіть основні види електричної ізоляції силових кабелів.
2. Порівняйте електричні, теплові та механічні характеристики електроізоляційних матеріалів силових кабелів.
3. Які типові напруженості електричного поля прийняті для ізоляції силових кабелів?
4. Вкажіть основні механізми старіння ізоляції силових кабелів.
5. Які переваги мають полімерні електроізоляційні матеріали в техніці високовольтних силових кабелів? Які їхні недоліки?
6. Якими засобами підвищують стійкість полімерів до утворення дендритів?
7. Які сучасні матеріали застосовуються для створення пожежостійких кабелів?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Силовые кабели на напряжение 1—10 кВ* /Карпушенко В. П., Щебенюк Л. А., Антонец Ю. А., Науменко А. А. Учебное пособие для студентов. — Х.: Факт, 1998. — 208 с.
2. *Карпушенко В. П. та ін.* Силові кабелі низької та середньої напруги. Конструювання, технологія, якість: Підручник. В. П. Карпушенко, Л. А. Щебенюк, Ю. А. Антонець, О. А. Науменко. — Х.: Регіон-інформ, 2000. — 376 с.
3. *Привезенцев В. А., Ларина Э. Т.* Силовые кабели и высоковольтные кабельные линии. Учебное пособие для вузов. Под общей редакцией В. А. Привезенцева. —М.: «Энергия», 1970. — 424 с.
4. *Ларина Э. Т.* Силовые кабели и высоковольтные кабельные линии: Учебник для вузов. — М.: Энергоатомиздат, 1996. — 471 с.
5. *Кучинский Г. С., Кизеветтер В. Е., Пинталь Ю. С.* Изоляция установок высокого напряжения. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 368 с.

Розділ III
ВИСОКОВОЛЬТНІ ВИПРОБНІ УСТАНОВКИ

Джерела високої постійної, змінної та імпульсної напруги мілі-, мікро- і наносекундного діапазонів традиційно використовуються в енергетиці (суто як джерела, наприклад, під час випробувань ізоляції високовольтного устаткування); при електрофізичних дослідженнях (як основна складова різноманітних прискорювачів); у пристроях створення надсильних магнітних полів та в різноманітних електротехнологічних установках.

Розглянемо основні класи та типи високовольтних джерел напруги. У багатьох випадках вони не можуть бути пояснені без урахування навантаження, тому такі джерела розглядаються у комплексі з необхідними складовими відповідних установок.

Глава 10
ВИПРОБНІ ТА СПЕЦІАЛІЗОВАНІ ТРАНСФОРМАТОРИ

(Б. М. Кондра, В. І. Хомініч)

Випробний трансформатор, збуджений від мережі або від індивідуального синхронного генератора, є джерелом високої регульованої напруги промислової частоти, випускається в однофазному виконанні і служить для випробування ізоляції електроустаткування прикладеною напругою. Крім того, випробні трансформатори використовуються у схемах зарядних пристроїв генераторів імпульсних напруг (ГІН) і струмів (ГІС) та є складовою каскадних генераторів постійної високої напруги (КГПВН).

У блоках живлення випрямних пристроїв (ВП) прискорювачів електронів та іонів, рентгенівських і зварювальних установках, радіотехнічних та електрофізичних схемах застосовуються різноманітні (залежно від вимог, що ставляться навантаженням) конструкції трансформаторів з гранично мінімізованими масогабаритними показниками. Спеціалізований трансформатор у таких схемах працює як самостійно, так і спільно з одно- чи багатофазними ви-

прямлячами або поєднується з формуючою лінією. Блок живлення, елементом якого є такий трансформатор, часто розміщується у металевому баку з масляною або елегазовою ізоляцією. Блок живиться не тільки від мережі змінного струму промислової частоти, а й від джерела напруги підвищеної частоти або від ємнісного нагромаджувача енергії при його розряді на первинну обмотку трансформатора. Зокрема, це стосується таких трансформаторів: Тесла; з незамкненим магнітопроводом; ізольованих (трансформаторів Ван-де-Граафа); із секціонованою обмоткою ВН; імпульсних, у тому числі кабельних.

Імпульсні трансформатори призначені для підвищення амплітуди прямокутного, коливального або аперіодичного імпульсів напруги зі збереженням його форми і встановлюються на виході джерел із зосередженою ємністю, формуючих ліній або індуктивних нагромаджувачів енергії. Знижувальні кабельні трансформатори застосовують для узгодження вихідного опору індуктивного нагромаджувача з малоіндуктивним навантаженням.

Щоб проаналізувати переваги, недоліки й особливості окремих зразків, розглянемо опис вимог, які ставляться до елементів схеми заміщення трансформатора (рис. 10.1): індуктивностей розсіяння і намагнічування, ємності обмоток трансформатора.

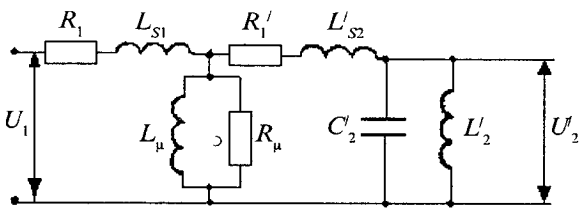


Рис. 10.1. Схема заміщення трансформатора.

У наведеній схемі $w_1 \langle w_2$; $U_2' = U_2 \dfrac{w_1}{w_2}$; $L_2' = L_2 \left(\dfrac{w_1}{w_2} \right)^2$; $C_2' = C_2 \left(\dfrac{w_2}{w_1} \right)^2$.

10.1. Вимоги, які ставляться до індуктивності намагнічування

Індуктивність намагнічування L, Гн, становить:

$$L_\mu = \frac{4\pi 10^{-7} \mu w_1^2 Q}{l},$$

де μ — відносна магнітна проникність матеріалу магнітопроводу; w_1 — число витків первинної обмотки трансформатора; Q — площа перерізу стрижня, м^2; l — довжина середньої силової лінії магнітопроводу, м.

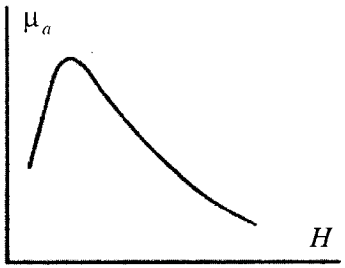


Рис. 10.2. Графік залежності абсолютної магнітної проникності від напруженості магнітного поля.

Від значення індуктивності намагнічування залежить струм холостого ходу трансформатора. Відносна магнітна проникність μ на відміну від магнітної проникності повітря $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м не є сталою величиною. Графік залежності $\mu_a(H)$ показано на рис. 10.2.

Економічний розрахунок трансформатора і розрахунок його параметрів w, Q, l визначають робочу область μ, найбільш близьку до μ_{max}, яка залежить від марки сталі.

Для зниження струму і втрат холостого ходу матеріал магнітопроводу повинен мати такі властивості: велику індукцію насичення, що досягається у слабких магнітних полях; малу коерцетивну силу; високу магнітну проникність, що відповідає робочій точці трансформатора, і значний питомий опір та малі втрати від вихрових струмів; низьку вартість. Оскільки магнітного матеріалу, що має усі названі властивості, не існує, доцільно розглядати можливості використання у випробних трансформаторах холоднокатаних текстурованих сталей, в імпульсних — пермалою і феритів. Перевага пермалоєвих сплавів — досить висока індукція насичення (B_m = 0,7...1,4 Тл) і гранично висока відносна магнітна проникність μ_{max} = 150 000. Істотний недолік пермалоєвих сплавів — малий питомий опір, що призводить до зростання вихрових струмів і розмагнічування трансформатора. Ферити мають великий питомий опір, але менші, ніж пермалої, значення B_m та μ_{max}.

10.2. Індуктивність розсіяння обмоток трансформатора

У випробних трансформаторів індуктивності L_{S1} та L_{S2}, з одного боку, обмежують струм короткого замикання і частково компенсують ємнісні струми навантаження й обмоток. З іншого боку, падіння напруги на великій індуктивності розсіяння за синусоїдної форми первинної напруги і несинусоїдної форми первинного струму призводить до спотворення форми кривих магнітного потоку і вторинної напруги, що неприпустимо. Індуктивність розсіяння обмоток імпульсного трансформатора згладжує фронт трансформованого імпульсу.

Проектуючи випробні та імпульсні трансформатори, прагнуть знизити L_S. Велика індуктивність розсіяння — характерна властивість тільки зварювальних трансформаторів, які з великою індуктивністю L_S стають нечутливими до коротких замикань, оскільки набувають властивостей джерела струму. З номінальними параметрами трансформатора індуктивність розсіяння L_S, мкГн, пов'язана залежністю

$$L_S = \frac{31{,}8U_{\text{ВН}}^2 \cdot U\%}{S},$$

де $U\%$ — напруга короткого замикання,

$$U\% = (I_{\text{н}}\omega L_S 100/U_{\text{н}})\%.$$

Номінальну напругу обмотки ВН виражено у кіловольтах (кВ), номінальну потужність трансформатора S — у мегавольтамперах (МВА).

10.2.1. Розрахунок індуктивності розсіяння

Розподіл магнітних потоків двообмоткового трансформатора — головного Φ_0, розсіяння первинної Φ_{S1} і вторинної Φ_{S2} обмоток, показано на рис. 10.3.

Потоки розсіяння зосереджені в зазорі між обмотками, а ззовні обмотки *2* взаємно компенсуються. Звернемо увагу на розміщення точок O_1, O_2 — центрів первинного і вторинного розсіяння. Якби кожна обмотка існувала окремо і була оточена однорідним середовищем, то центр потоку такої обмотки збігався б із центром мас її перерізу, тобто з перетином діагоналей зображуючого її прямокутника. У трансформаторі (рис. 10.3) внаслідок бічного розпору центри потоків розсіяння зміщуються у протилежні сторони, залишаючись на середині висоти h_0. Передбачається, що лінії потоку розсіяння в зазорі між обмотками є паралельними твірним

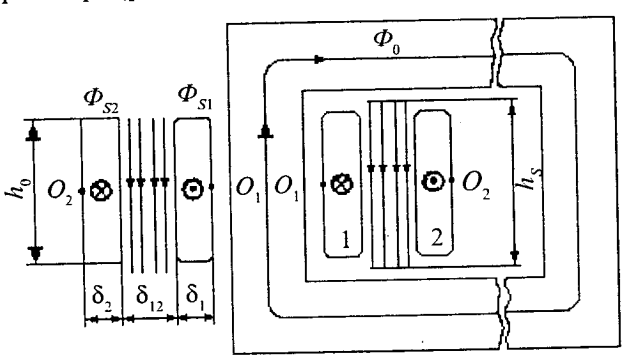


Рис. 10.3. Розподіл магнітних потоків двообмоткового трансформатора.

циліндричних обмоток і також мають висоту h_0. Викривлення ходу магнітних силових ліній у зазорі $\delta_{1,2}$ враховується в розрахунку коефіцієнта Роговського:

$$K_P = 1 - \frac{\delta_1 + \delta_2 + \delta_{1,2}}{\pi h_0} = \frac{h_0}{h_S}. \qquad (10.1)$$

Графік зміни потоків розсіяння між зовнішнім *2* і внутрішнім *1* шарами обмотки показано на рис. 10.4.

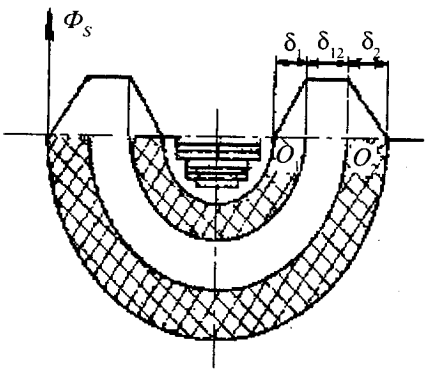


Рис. 10.4. Графік зміни потоків розсіяння в ізоляційному зазорі.

У центрах розсіяння магніторушійна сила (МРС) і потоки дорівнюють нулеві. З віддаленням від центрів у бік зазора потоки розсіяння лінійно наростають, а в зазорі між обмотками не змінюються. Одну половину зазора $\delta_{1,2}$ умовно вважають заповненою лініями потоку первинного розсіяння, а другу — вторинного.

Розрахунковим способом [1—3] одержано формули, що визначають індуктивності розсіяння окремих обмоток, зведені до числа витків первинної обмотки, і формулу повної індуктивності L_S трансформатора (рис. 10.3).

Для первинної обмотки (звичайно обмотки нижчої напруги (НН))

$$L_{S1} = \frac{K_P \mu_0 w_1^2}{h_0} l_{об1} \left(\frac{\delta_1}{3} + \frac{\delta_{1,2}}{2} \right). \qquad (10.2)$$

Зведена індуктивність вторинної обмотки, Гн:

$$L_{S2} = \frac{K_P \mu_0 w_1^2}{h_0} l_{об2} \left(\frac{\delta_2}{3} + \frac{\delta_{1,2}}{2} \right). \qquad (10.3)$$

Індуктивність розсіяння зведеного трансформатора, Гн:

$$L_S = \frac{K_P \mu_0 w_1^2}{h_0} l_{об} \left(\frac{\delta_1 + \delta_2}{3} + \delta_{1,2} \right), \qquad (10.4)$$

де $l_{об1}, l_{об2}$ — довжина середніх витків відповідних обмоток: $l_{об} = \frac{l_{об1} + l_{об2}}{2}$. Лінійні розміри наведено у метрах (м), якщо $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м, або в сантиметрах (см), якщо $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-9}$ Гн/см.

Л. А. Калантаров і Л. А. Цейтлін [4] запропонували метод розрахунку індуктивності розсіяння трансформатора за допомогою середньогеометричних розсіянь. За цим методом повна індуктивність розсіяння зведеного трансформатора (див. рис. 10.1)

$$L_S = \frac{\mu_0}{2\pi} w_1^2 l_{об} \ln \frac{g_{1,2}^2}{g_1 g_2}, \qquad (10.5)$$

де $g_{1,2}$ — середньогеометрична відстань між перерізами обмоток; g_1, g_2 — середньогеометрична відстань перерізів обмоток відносно самих себе, відповідно, *1* або *2*.

З достатньою точністю

$$g_1 = 0,223(h + \delta_1);$$

$$g_2 = 0,223(h + \delta_2);$$

$$g_3 = 0,223h + 0,78\left[\delta_{1,2} + 0,5(\delta_1 + \delta_2)\right].$$

Індуктивність розсіяння

$$L_S = \frac{\mu_0}{\pi} w_1^2 l_{об} \ln \frac{0,223h + 0,78\left[\delta_{1,2} + 0,5(\delta_1 + \delta_2)\right]}{0,223\sqrt{(h + \delta_1)(h + \delta_2)}}. \qquad (10.6)$$

Розходження результатів розрахунку L_S за формулами (10.4) і (10.6) є незначним.

Приклад. Трансформатор (рис. 10.3) з числом витків $w_1 = 560$ має такі геометричні розміри, см: $h_0 = 10$; $\delta_1 = \delta_2 = 1,6$; $\delta_{1,2} = 0,4$; $l_{об} = 32$.

Коефіцієнт Роговського обчислюється за (10.1):

$$K_P = 1 - \frac{1,6 + 1,6 + 0,4}{\pi \cdot 10} = 0,86,$$

тоді за формулою (10.4)

$$L_S = \frac{0,86 \cdot 4\pi \cdot 10^{-9} \cdot 560^2 \cdot 32}{10}\left(\frac{1,6 + 1,6}{3} + 0,4\right) = 0,0159 \text{ Гн}.$$

За формулою (10.6)

$$L_S = 4 \cdot 10^{-9} \cdot 560^2 \cdot 32 \cdot \ln \frac{0,223 \cdot 10 + 0,78(0,4 + 1,6)}{0,223(10 + 1,6)} = 0,0153 \text{ Гн}.$$

10.2.2. Вплив взаємного розміщення обмоток на індуктивність розсіяння

Випробні трансформатори виготовляють на двострижневому магнітопроводі або на магнітопроводі броньового типу, імпульсні — найчастіше на тороїдному магнітопроводі.

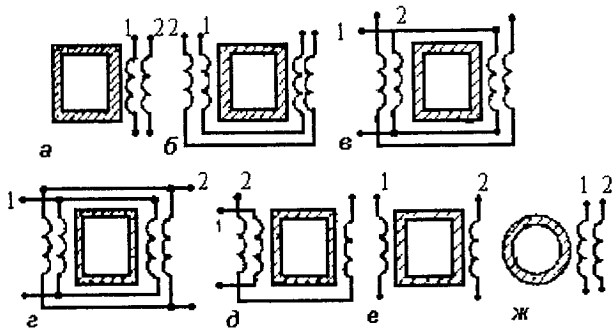


Рис. 10.5. Варіанти розміщення обмоток трансформатора.

Найтиповіші схеми взаємного розміщення і з'єднання обмоток *1*, *2* на двострижневому і тороїдному магнітопроводах зображено на рис. 10.5.

За рівності площ перерізу стрижнів, числа витків і первинної напруги індуктивні опори розсіяння у трансформаторах (рис. 10.5) можуть бути різними. У імпульсних трансформаторів, виготовлених за схемами (рис. 10.5,*а*—*г*, *ж*), обмотка *1*, що прилягає до стрижнів, — це обмотка нижчої напруги. Питання про приналежність обмоток до НН або до ВН випробних трансформаторів розглядається в п. 10.4.2.

На рис. 10.5,*а* первинна і вторинна обмотки розміщуються коаксіально на одному стрижні. Індуктивність розсіяння визначають за формулами (10.4) і (10.6).

Первинна і вторинна обмотки поділено навпіл, розміщено на обох стрижнях і з'єднано послідовно (рис. 10.5,*б*). Індуктивність розсіяння визначають за формулами (10.4) і (10.6), але тільки для обмоток, що розміщені на одному стрижні, тобто для половинного числа витків, після чого результат розрахунку подвоюють. У результаті повна індуктивність розсіяння трансформатора, зображеного на рис. 10.5,*б*, за інших однакових умов буде у 2 рази менша індуктивності L_S трансформатора, який показано на рис. 10.5а.

У трансформаторах, зображених на рис. 10.5,*в*,*г*, первинну і вторинну обмотки також розміщено на обох стрижнях. Первинні обмотки з'єднано паралельно, тобто кожна з них містить повне число w_1 витків. Вторинні обмотки у схемі згідно з рис. 10.5,*в* з'єднано послідовно — на кожному стрижні розміщено половинне число $w_1/2$ витків, а у схемі на рис. 10.5,*г* — паралельно (на кожному стрижні — повне число витків). В обох випадках індуктивність розсіяння визначають за наведеними формулами для обмоток, що розміщені на одному стрижні. Оскільки первинні обмотки з'єднано паралельно, так само з'єднано й індуктивності розсіяння. Сумар-

на індуктивність розсіяння трансформаторів, показаних на рис. 10.5,*в*,*г*, дорівнює індуктивності розсіяння трансформатора, зображеного на рис. 10.5,*б*. Трансформатори, подані на рис. 10.5*б*—*г*, мають у 2 рази меншу індуктивність L_S, ніж трансформатор, зображений на рис. 10.5,*а*. На рис. 10,5,*д* наведено схему трансформатора, первинну обмотку якого зосереджено на одному стрижні, а вторинну — поділено на дві половини, рознесені по стрижнях і з'єднані між собою послідовно. Індуктивність розсіяння визначають за формулою:

$$L_S = 0{,}5(L_{S1,2} + L_{S1,2'} + L_{S2,2'}), \qquad (10.7)$$

де $L_{S1,2}$, $L_{S1,2'}$ — індуктивності розсіяння між первинною обмоткою і секціями вторинної обмотки; $L_{S2,2'}$ — індуктивність розсіяння між секціями вторинної обмотки.

Результуюча індуктивність розсіяння трансформатора, показаного на рис. 10.5,*д*, значно перевищує індуктивність трансформатора, показаного на рис. 10.5,*а*.

Максимальне розсіяння у трансформаторах із замкненим магнітопроводом спостерігається, коли його обмотки розміщено на різних стрижнях. За схемою рис. 10.5,*е* виготовляють тільки зварювальні трансформатори.

Мінімальне розсіяння спостерігається у трансформаторах з тороїдним магнітопроводом (рис. 10.5,*ж*), обмотки якого рівномірно розподілено по периметру тора. Цю схему широко застосовують, проектуючи імпульсні, у тому числі з кабельною обмоткою, та вимірювальні трансформатори.

10.2.3. Зниження індуктивності розсіяння з допомогою зрівнювальних обмоток

Як буде показано у підрозділі 10.3, для зниження напруженості електричного поля біля країв обмоток випробного трансформатора типу ИОМК (див. табл. 10.1) обмотки *1* і *2* доцільно розміщувати відповідно до рис. 10.5,*д*, а у випробних трансформаторах каскаду Дессауера — за схемою, зображеною на рис. 10.5,*е*. Щоб знизити розсіяння, у конструкцію цих і подібних їм трансформаторів додатково до обмоток *1* і *2* введено зрівнювальні обмотки.

Зрівнювальні обмотки ЗО (*3* на рис. 10.6) розміщують у безпосередній близькості до стрижнів і з'єднують паралельно і зустрічно горизонтальними перемичками *4*. Напрям намотування окремих котушок (концентрів) зрівнювальних обмоток має бути різним.

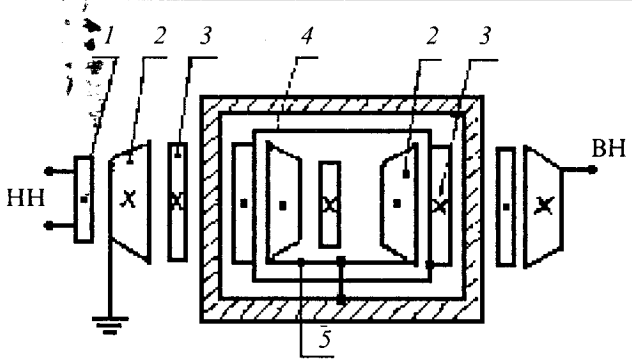


Рис. 10.6. Схема випробного трансформатора зі зрівнювальними обмотками.

Зверху зрівнювальних обмоток на кожному стрижні розміщують обмотки *2* (обмотки ВН) і перемичкою *5* з'єднують їх послідовно й узгоджено. Обмотку *1* (НН) розміщують на лівому стрижні поверх лівої половини обмотки ВН.

Якщо трансформатор (рис. 10.6) збудити з боку НН (хрестиками і точками на рис. 10.6 позначено миттєві напрями струмів в обмотках НН і ВН), припустити відсутність потоку витоку між ярмами і рівність магнітних потоків у стрижнях, то у зрівнювальних обмотках індукувалися б рівні й зустрічно спрямовані ЕРС, і струм у контурі зрівнювальних обмоток дорівнював би нулеві.

Насправді рівність магнітних потоків у стрижнях не витримується. Потік розсіяння правої половини обмотки ВН зменшує магнітний потік у правому стрижні трансформатора. У правій зрівнювальній обмотці наводиться менша ЕРС, ніж у лівій. Під дією різниці ЕРС по зрівнювальних обмотках протікає струм, і згідно з правилом Ленца магнітний потік лівої зрівнювальної обмотки дещо знижує, а магнітний потік правої зрівнювальної обмотки підвищує магнітні потоки у відповідних стрижнях, забезпечуючи їх рівність.

Потоки розсіяння зосереджуються в ізоляційних зазорах між обмотками *1* і *2* на лівому стрижні та між обмотками *2* і *3* на правому. Індуктивність $L_{S2.2'}$ у виразі (10.7) стає нульовою. Індуктивність розсіяння трансформатора, зображеного на рис. 10.6, приблизно дорівнює індуктивності розсіяння трансформаторів, показаних на рис. 10.5,*а*.

10.3. Ємність обмоток трансформатора

10.3.1. Вплив ємності та індуктивності розсіяння обмоток імпульсного трансформатора на форму вихідного сигналу

Передача імпульсним трансформатором високочастотних складових спектра імпульсу напруги, або, іншими словами, здатність трансформатора передавати крутий фронт імпульсу, визначається не тільки індуктивністю розсіяння, а й паразитною ємністю обмоток трансформатора, а також співвідношеннями $\sqrt{LC}$ і $\sqrt{L/C}$ цих параметрів.

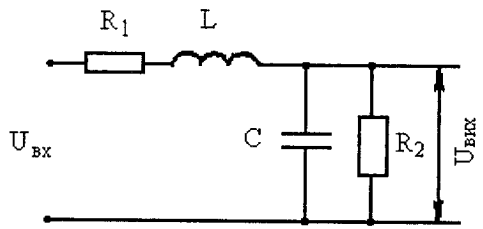


Рис. 10.7. Схема заміщення трансформатора стосовно аналізу впливу його параметрів на форму фронту імпульсу.

Еквівалентну схему з'єднання елементів, що визначають проходження фронту імпульсу напруги через трансформатор, зображено на рис. 10.7.

Опори R_1 і R_2 — відповідно внутрішній опір джерела прямокутних імпульсів з амплітудою $U_{вх}$ і зведений до первинної обмотки опір навантаження.

Результати докладного аналізу схеми, проведеного у [5, 6], показано на рис. 10.8 у вигляді сімейства кривих, що залежать від поєднання параметрів схеми:

$$\delta = \frac{1}{2\sqrt{1+\gamma}}\left(\frac{\rho}{R_2} + \frac{R_1}{\rho}\right), \qquad (10.8)$$

де $\gamma = \frac{R_1}{R_2}$; $\rho = \sqrt{\frac{L}{C}}$.

По осі абсцис відкладено час

$$T = \sqrt{\frac{1+\gamma}{LC}} \cdot t, \qquad (10.9)$$

по осі ординат — відношення напруг виходу і входу трансформатора $U_{вих}/U_{вх}$, які виражені у безрозмірних одиницях.

Для режиму холостого ходу, коли $R_2 = \infty$, аналіз схеми спрощується. У цьому разі

$$\gamma = 0; \quad \delta = \frac{R_1}{2}\sqrt{\frac{C}{L}}; \quad T = \frac{t}{\sqrt{LC}}.$$

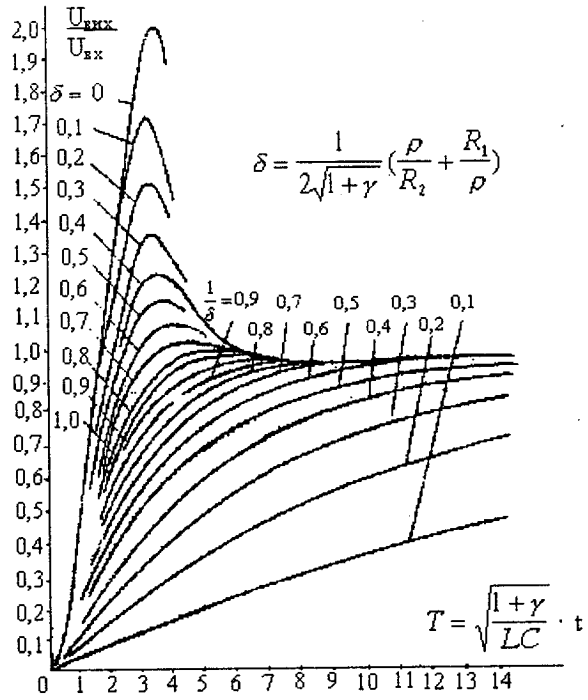


Рис. 10.8. Результати аналізу схеми рис. 10.7.

Хід кривих на рис. 10.8 показує, що в аперіодичному режимі ($\delta > 1$) фронт прямокутного імпульсу буде згладжений, а в коливальному ($\delta < 1$) невдале поєднання значень індуктивності розсіяння та ємності обмоток трансформатора призводить до появи сплеску на фронті імпульсу і подальших згасаючих коливань напруги на його поличці. Якщо $R_1 = 0$, то амплітуда первинного сплеску, зведена до напруги $U_{вх}$, досягає значення $2U_{вх}$.

10.3.2. Розрахунок ємності обмоток трансформатора

Існує два способи розрахунку ємності обмоток трансформатора. Перший полягає у розділенні загальної ємності на кілька часткових, їх визначенні та зведенні до затискачів конкретних обмоток. Наприклад, у конструкції трансформатора (рис. 10.3) з шаровими обмотками виділяють такі часткові ємності: C_1 — між внутрішнім шаром обмотки *1* і стрижнем; C_{21}, C_{22} — між шарами кожної обмотки; C_3 — між обмотками. Крім цих складових, можна врахувати ємність між зовнішнім шаром зовнішньої обмотки *2* і кожухом трансформатора, ємності підводів тощо.

Розділення загальної ємності на окремі складові, розрахунок яких наведено в [7], дає можливість аналізувати складні схеми з'єднання обмоток.

Перш ніж почати підсумовування часткових ємностей, слід виконати зведення кожної часткової ємності до вхідних затискачів

обмоток: для двообмоткового трансформатора (див. рис. 10.3) ємність C_1 зводять до числа витків первинної (прилеглої до стрижня) обмотки за формулою:

$$C_1' = C_1 (w / w_1)^2,$$

де w — число витків у шарі обмотки; w_1 — повне число витків тієї самої обмотки:

$$C_{2,1}' = C_{21}\left(\frac{w}{w_1}\right)^2;\ C_{22}' = C_{22}\left(\frac{w}{w_2}\right)^2,$$

а міжобмоткову ємність C_3 зводять до числа витків первинної обмотки за формулою:

$$C_3' = C_3\left(1-\frac{w_2}{w_1}\right)^2,$$

після чого здобуту ємність обмотки *2* (у цьому прикладі $C'_{2.2}$) зводять до числа витків первинної обмотки множенням на квадрат коефіцієнта трансформації $(w_2 / w_1)^2$. Якщо двообмотковий трансформатор (див. рис. 10.3) підвищувальний, то обмотка *1* є обмоткою НН, а обмотка *2* — обмоткою ВН, і значення коефіцієнта трансформації $w_{ВН} / w_{НН}$ є великим. У результаті зведення ємності обмотки ВН до затискачів обмотки НН ємність обмоток трансформатора значно зростає.

З цієї причини спроба використати вимірювальний трансформатор напруги з великим коефіцієнтом трансформації (наприклад, НКФ 110) як випробний навіть у режимі холостого ходу призведе до неприпустимого перегрівання первинної обмотки.

Якщо розподільчий пристрій, наприклад комплектний розподільчий пристрій з елегазовою ізоляцією, потребує використання вимірювального трансформатора напруги як випробного, то проектна потужність останнього підвищується.

Перевагою розглянутого способу розрахунку є можливість визначати часткові, але статичні ємності та робити аналіз складних схем взаємного розміщення і типу обмоток (секціонованих, що чергуються, переплетених тощо).

Проте знаходження значення ємності — не самоціль: будь-який міжелектродний проміжок характеризується статичною ємністю, але якщо напруга на його електродах відсутня й електрична енергія в ізоляції проміжка не накопичується, то немає потреби враховувати його ємність під час розрахунку обмоток трансформатора. Переконаємося в існуванні таких проміжків на прикладі розрахунку ємності обмотки кабельного трансформатора (рис. 10.9), який

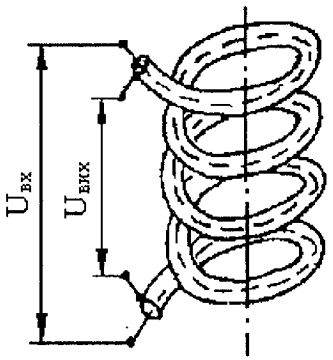


Рис. 10.9. Схема кабельного повітряного трансформатора.

є різновидом імпульсного трансформатора і виконується як з магнітопроводом, так і без нього.

Жила кабелю утворює первинну, а оплетення — вторинну обмотку, і якщо оплетення не поділене на секції, то коефіцієнт трансформації дорівнює одиниці. Кабельна обмотка може бути одно- або багатошаровою.

Здавалося б, ємність кабельної обмотки в усіх випадках визначається ємністю коаксіального конденсатора, утвореного електродами жилооплетення. Це справедливо тільки тоді, коли трансформація вхідної напруги відбувається зі зміною на 180° його фази (інверсією фази). Під час трансформації зі збереженням фази напруга між жилою та оплетенням у будь-якому перерізі кабелю відсутня. На рис. 10.10 до жили кабелю підведено імпульс напруги позитивної полярності.

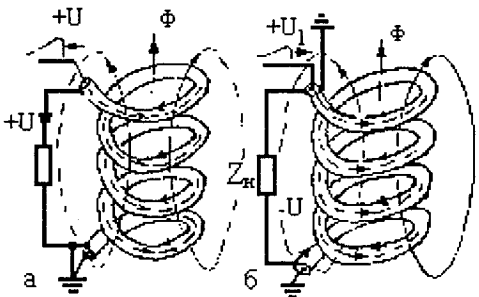


Рис. 10.10. Схема кабельного трансформатора у режимах: *а* — збереження фази; *б* — інверсії фази.

Неважко переконатися, що на опорі навантаження $Z_н$ (рис. 10.10,*а*) трансформується імпульс тієї самої полярності, а на опорі $Z_н$ (рис. 10.10,*б*) — імпульс протилежної полярності. Оскільки ж коефіцієнт трансформації в обох схемах дорівнює одиниці, то в схемі рис. 10.10,*а* різниця потенціалів між оплетенням і жилою на всій довжині обмотки дорівнює нулеві, а ємність обмотки визначається тільки поздовжніми ємностями, що шунтують індуктивності її окремих витків або шарів.

Друга методика розрахунку дає можливість визначити повну ємність обмотки з рівності енергій, що запасаються у часткових ємностях, та еквівалентну їх суму — динамічну ємність обмоток трансформатора. Результати розрахунку ємності за другою методикою краще збігаються з результатами вимірювання.

Виконаємо розрахунок поздовжньої динамічної ємності багатошарового кабельного трансформатора з коефіцієнтом трансформації, що дорівнює одиниці (рис. 10.11). Цей трансформатор працює без інверсії фази.

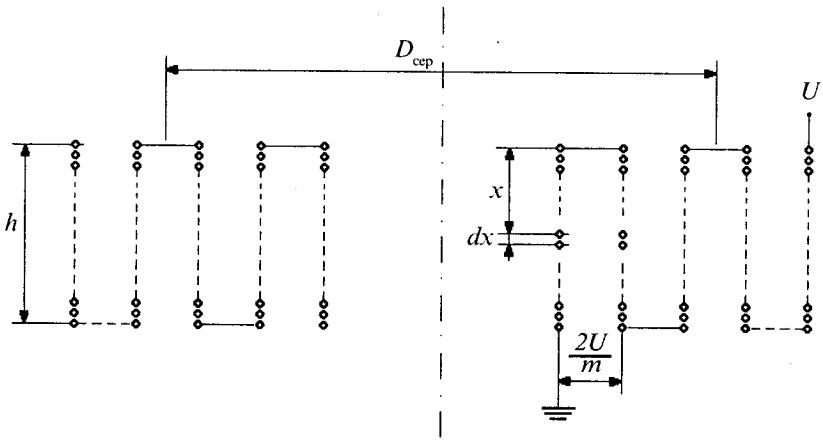


Рис. 10.11. Аксіальний розріз кабельного багатошарового трансформатора з коефіцієнтом трансформації, що дорівнює одиниці.

Трансформатор складається з m шарів кабелю однакової висоти h. Погонна міжшарова ємність $C_0 = C_c/h$, де C_c — статична міжшарова ємність. Товщина ізоляції між суміжними шарами кабелю дорівнює δ. Напруга U, прикладена до оплетення кабелю, рівномірно розподіляється між шарами. Різниця потенціалів між розімкнутими кінцями суміжних шарів дорівнює $2U/m$.

На відстані x виділимо елемент висоти шару dx, різниця потенціалів між обкладками якого

$$U_x = \frac{2U}{m}\frac{x}{h},$$

елементарна ємність $dC = C_0 dx$, а енергія, що запасається,

$$dW_x = \frac{U_x^2}{2}dC = \frac{C_0}{2}\left(\frac{2U_x}{mh}\right)^2 dx.$$

Енергія, зосереджена між суміжними шарами

$$W_{1,2} = \int dW_x = 2C_c U^2/3m^2.$$

Як випливає з рис. 10.11, кількість ізоляційних проміжків m шарової обмотки дорівнює $m-1$.

Сумарна енергія, що запасається у міжшаровій ізоляції трансформатора:

$$W = 2C_c U^2(m-1)/3m^2$$

прирівнюється до енергії $C_д U^2/2$, де $C_д$ — міжшарова динамічна ємність обмотки трансформатора,

$$C_д = 4C_c(m-1)/3m^2.$$

Визначення динамічної ємності кабельного трансформатора з коефіцієнтом трансформації, що не дорівнює одиниці, наведено у п. 10.6.9.

10.3.3. Вимірювання ємності обмоток трансформатора

Критерієм точності розрахунку ємностей обмоток трансформатора є збіг одержаних результатів із результатами вимірювань.

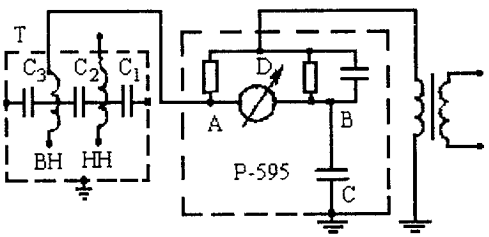


Рис. 10.12. Схема вимірювання часткових ємностей двообмоткового трансформатора з допомогою моста Р595.

Ємності між обмотками ВН і НН та між кожною з них і заземленим баком визначаються за допомогою вимірювального моста, наприклад, Р595, Р5069.

Ємності C_1, C_2, C_3 вимірюють у три етапи згідно з рис. 10.12.

На першому етапі при заземленому вводі НН вимірюють ємність $C_{ВН} = C_2 + C_3$; на другому — ввід обмотки ВН заземлюють, а точку А моста з'єднують з вводом НН і вимірюють ємність $C_{НН} = C_1 + C_2$, на третьому — з'єднують точку А моста з обома вводами ВН та НН і вимірюють ємність $C_{ВН\text{-}НН} = C_1 + C_3$.

Шукані часткові ємності

$$C_1 = \frac{1}{2}\left(C_{ВН\text{-}НН} - C_{ВН} + C_{НН}\right);$$

$$C_2 = \frac{1}{2}\left(C_{НН} - C_{ВН\text{-}НН} + C_{ВН}\right);$$

$$C_3 = \frac{1}{2}\left(C_{ВН\text{-}НН} - C_{НН} + C_{ВН}\right).$$

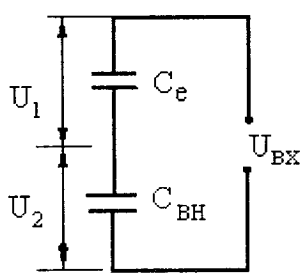


Рис. 10.13. Схема вимірювання вхідної ємності обмотки *ВН*.

Вхідну ємність обмотки ВН вимірюють за схемою, показаною на рис. 10.13.

Послідовно з обмоткою ВН вмикають відому ємність еталонного конденсатора C_c. Джерело живлення схеми — генератор високої частоти (ГВЧ) або коротких прямокутних імпульсів напруги, для

яких індуктивність вимірюваної обмотки здається нескінченно великим опором. Прикладена напруга $U_{ВХ}$ розподіляється обернено пропорційно ємностям C_c і $C_{ВН}$. Вимірюють напругу U_1 на ємності C_c та U_2 — на трансформаторі. Вхідна ємність обмотки *ВН*

$$C_{ВН} = C_c \frac{U_1}{U_2}. \qquad (10.10)$$

10.4. Випробні трансформатори

Випробний трансформатор, збуджуваний з боку НН, є джерелом високої напруги промислової частоти. Його випускають в однофазному виконанні; призначений він для випробування ізоляції електроустаткування прикладеною напругою.

Випробні трансформатори застосовують також у зарядних пристроях ГІН або ГІС. Потужність випробних трансформаторів більша за потужність вимірювальних трансформаторів напруги і менша за потужність силових трансформаторів рівного класу напруги.

10.4.1. Вимоги, що ставляться до випробних трансформаторів

1) В ізоляції трансформаторів за повної випробної напруги не повинні виникати часткові розряди. Вимога виконується, якщо напруженість електричного поля у маслобар'єрній і паперово-масляній ізоляціях трансформатора не перевищує 50 кВ/см. Електричне поле вирівнюють за допомогою екранів. З'єднання бака з серединою обмотки ВН знижує напруженість електричного поля біля країв обмоток.

2) Електромагнітна система трансформатора не повинна бути джерелом вищих гармонік напруги з амплітудою понад 2,5 % основної. Це досягається застосуванням високоякісних холоднокатаних сталей, суворим додержанням технології під час виготовлення магнітопроводу, зниженням індукції у сталі до 1—1,4 Тл та індуктивності розсіяння обмоток трансформатора.

3) Потужні випробні трансформатори повинні мати високу динамічну стійкість. Остання розраховується для режиму пробою ізоляції об'єкта, який випробується.

Випробний трансформатор працює на ємнісне навантаження. Його реактивна потужність S, кВА, становить:

$$S = U^2 \omega C \cdot 10^{-3}, \qquad (10.11)$$

де U — напруга, кВ; C — ємність об'єкта, який випробується, мкФ.

Ємність випробовуваних об'єктів досягає великих значень (у силових трансформаторів $C = 0{,}01$ мкФ, у гідрогенераторів $C = 0{,}94$ мкФ). Щоб уникнути перезбудження, виконують компенсацію реактивної потужності за допомогою індуктивності, яку вмикають на боці ВН трансформатора паралельно випробовуваному об'єкту. У цьому разі потужність трансформатора

$$S = U^2\left(\omega C \cdot 10^{-6} - \frac{1}{\omega L}\right)\cdot 10^3, \qquad (10.12)$$

де L — індуктивність компенсуючої котушки, Гн.

Для захисту від перенапруг, що виникають на боці ВН трансформатора у процесі перезбудження, паралельно випробовуваному об'єкту вмикають кульовий розрядник, відрегульований на напругу $U = (1{,}15 - 1{,}2)U_{\text{вип.}}$

10.4.2. Конструкції випробних трансформаторів

Випробні трансформатори випускають у металевому або ізоляційному кожухах із сухою, масляною або газовою ізоляцією. Конс-

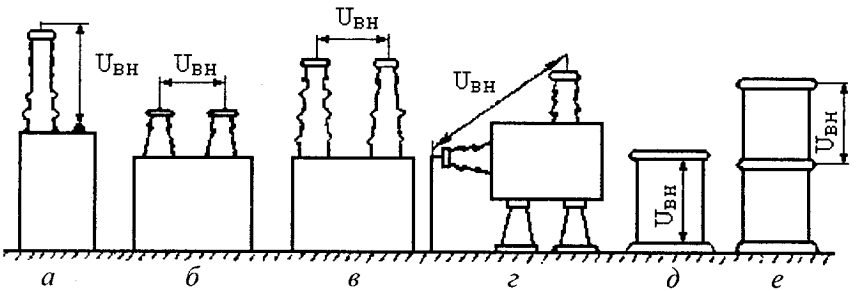


Рис. 10.14. Схеми конструкцій випробних трансформаторів.

труктивне оформлення трансформаторів на одну й ту саму напругу змінюють у широких межах. На рис. 10.14 показано зовнішній вигляд шести випробних трансформаторів, рівних за потужністю та номінальною напругою обмотки ВН.

Трансформатори, зображені на рис. 10.14,*а*—*г*, виконано у металевому баку, який заземлено (рис. 10.14,*а*—*в*), або ізольовано від землі за допомогою опорних ізоляторів (рис. 10.14,*г*). Трансформатори, показані на рис. 10.14,*д*, *е*, виконано в ізоляційному кожуху.

Висоту зовнішньої частини прохідних ізоляторів трансформаторів, зображених на рис. 10.14,*а*,*б*, вибрано, виходячи з умови на-

дійної роботи за номінальної напруги $U_{вн}$. З порівняння лінійних розмірів прохідних ізоляторів трансформаторів, показаних на рис. 10.14,*б*,*г*, і трансформаторів, показаних на рис. 10.14,*а*,*в*, випливає, що прохідні ізолятори трансформаторів на рис. 10.14,*б*,*г*, як і опорні ізолятори трансформатора на рис. 10.14,*г*, вибрано на напругу $U_{вн}/2$.

На рис. 10.15 зображено електричні схеми трансформаторів, показаних на рис. 10.14.

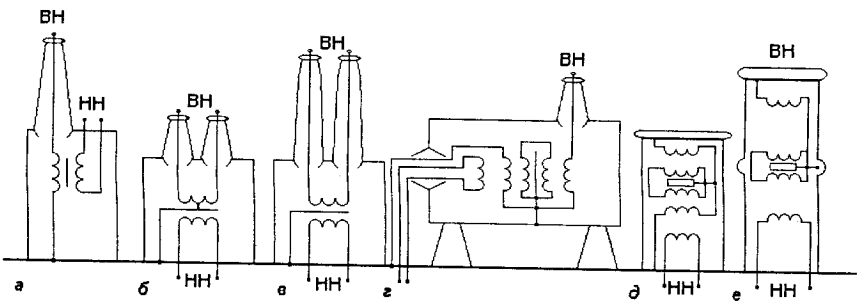


Рис. 10.15. Електричні схеми трансформаторів рис. 10.14.

За схемою, зображеною на рис. 10.15,*а*, випускають випробні трансформатори типу ИОМ, основні технічні дані яких наведено у табл. 10.1.

Таблиця 10.1

Основні технічні дані деяких випробних трансформаторів

Тип трансформатора	Номінальна напруга, кВ		Номінальна потужність, кВА	$e_к$, %	Маса з маслом, кг
	НН	ВН			
ИОМ-100/25	0,2 або 0,35	100	25	10	525
ИОМ-100/100	0,2 або 0,35	100	100	10	990
ИОМ-300	6,3	150	500	6,4...9,6	20000
	3,3	300	600	10	20000
	6,3	300	300	4,2...6,5	20000
	6,3	300	500	6,4...9,6	20000
ИОМ-500/500	3 або 6	500	500	3,6...5,4	31000

Трансформатори ИОМ складено на магнітопроводі броньового типу, на середньому стрижні якого закріплено обмотки НН і ВН. Внутрішню ізоляцію лінійного кінця обмотки ВН та прохідний ізолятор розраховують на повну номінальну напругу. Нульовий кінець обмотки виводять на кришку бака через про-

хідний ізолятор класу 6—10 кВ і заземлюють через амперметр. Трансформатори класу напруги 300 і 500 кВ (ИОМ-300, ИОМ-500) допускають роботу зі збудженням до номінальної напруги протягом 30 хв. Якщо напруга становить 2/3 номінальної, то робота трансформаторів допускається без обмежень у часі. Головна ізоляція трансформаторів — маслобар'єрна — складається з ізолюючих циліндрів і кутових шайб. Між обмотками ВН і НН розміщено електростатичний екран, виконаний у вигляді циліндра, який розрізано по твірній. Екран з'єднано із заземленим баком, що призводить до вирівнювання електричного поля між обмотками та захисту обмотки НН від електростатичного наведення на ній недопустимих потенціалів з боку обмотки ВН. Трансформатори захищено від перенапруг і нелінійного розподілу градієнтів по поздовжній ізоляції обмотки ВН, які виникають під час пробою ізоляції, що випробується, за допомогою ємнісних кілець, екранів і підсилення ізоляції витків обмотки ВН, які прилягають до лінійного вводу. Для обмеження стрибків струму в коло ВН вмикається резистор із розрахунку 0,2—1 Ом на 1 В номінальної напруги трансформатора.

Обмотка НН — спіральна, обмотка ВН — дискова. Індукція у сталі трансформатора ИОМ-300 дорівнює 1,2 Тл, трансформатора ИОМ-500 — 1,42 Тл.

Загальна висота трансформатора ИОМ-300 становить 5 м, висота зовнішньої частини вводу — 1,7 м. Надійні в експлуатації трансформатори ИОМ-300, ИОМ-500 не позбавлені певних недоліків: без зовнішнього струмообмежувального резистора під час замикання навантаження напруга на першій котушці трансформатора досягає 40 %; при збудженні понад 50 % $U_н$ в ізоляції трансформаторів можуть виникати часткові розряди; ізоляцію вихідного краю обмотки треба виготовляти на повну номінальну напругу.

Трансформатори, зображені на рис. 10.15,*б*,*в*, випускають напругою до 150 кВ та потужністю до 25 кВА. Заземлення середньої точки обмотки ВН трансформатора (рис. 10.15,*б*) дозволило у 2 рази знизити ізоляцію країв обмотки. Трансформатор є джерелом симетричної напруги $U_{вн}$. Він добре зарекомендував себе у схемах двонапівперіодного випрямляння, перевірки електричної міцності трансформаторного масла тощо.

За допомогою такого трансформатора можна випробовувати ізоляцію об'єкта відносно землі, але при цьому випробна напруга не повинна перевищувати значення $U_{ВН}/2$.

За схемою, зображеною на рис. 10.15,*в*, виготовляють вимірювальні трансформатори на напругу 6—35 кВ, рідше — випробні трансформатори. Перевагою схеми є можливість одержати як симетричну напругу, так і напругу відносно землі у разі заземлення одного із виходів ВН. В обох випадках йдеться про повну напругу $U_{ВН}$. Недоліки схеми — підвищений рівень часткових розрядів за повного збудження і підвищені труднощі під час проектування ізоляції обох вводів на повну напругу. Обмотки трансформаторів, показаних на рис. 10.15,*б*,*в*, установлюють коаксіально на одному стрижні двострижневого магнітопроводу або на середньому стрижні Ш-подібного магнітопроводу.

У високовольтних лабораторіях широко застосовують випробні трансформатори у металевому (рис. 10.15,*г*) або в ізоляційному (рис. 10.15,*д*) кожухах. Зустрічно-паралельне з'єднання зрівнювальних обмоток (п. 10.2.3), розміщених на обох стрижнях двострижневого магнітопроводу, забезпечує зниження індуктивності розсіяння, незважаючи на те, що обмотку НН розміщено тільки на одному стрижні. Обмотку ВН розміщено на обох стрижнях. Середина обмотки ВН з'єднується еквіпотенціальними перемичками з магнітопроводом, зрівнювальними обмотками і баком, надаючи зазначеним елементам трансформатора потенціал $U_{ВН}/2$. При цьому бак доводиться ізолювати від землі (рис. 10.15,*г*), зате значно полегшується ізоляція від бака кінців обмоток НН і ВН.

Трансформатор, зображений на рис. 10.15,*г*, випускають на напругу 500—1000 кВ. Номінальний струм обмотки ВН досягає 3 А. У цьому разі числове значення потужності трансформатора (кВА) у три рази перевищує числове значення номінальної напруги $U_{ВН}$, кВ. Вмикання послідовно з високопотенціальним кінцем обмотки ВН обмотки збудження (на рис. 10.15,*г*,*д* обмотку збудження не показано) дає можливість з'єднувати однотипні за схемою трансформатори у каскад. Номінальна напруга кожної зрівнювальної обмотки, обмоток і НН дорівнює 6 кВ.

Конструкцію трансформатора, показаного на рис. 10.15,*г*, розглянемо на прикладі трансформатора ИОМК 2250/750, призначеного для роботи у нижньому ступені триступінчастого каскаду. Потужність трансформатора $S = 2250$ кВА; $U_{ВН} = 750$ кВ; $I_{ВН} = 1$ А;

площа активного перерізу кожного стрижня становить 1817 см^2; індукція у стрижні — 1,6 Тл; кількість вольтів на виток — 65; струми в обмотках дорівнюють $I_{зо}$ = 298 А; $I_{нн}$ = 357 А; $I_з$ = 238 А. На рис. 10.16 показано конструкцію висувної частини трансформатора.

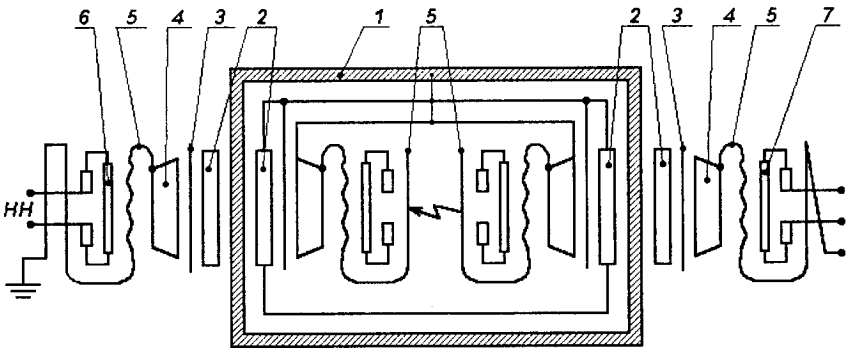


Рис. 10.16. Конструкція висувної частини трансформатора ИОМК 2250/750.

Магнітопровід *1* і зрівнювальні обмотки *2* перебувають практично під однаковими потенціалами, тому ці обмотки розміщуються у безпосередній близькості від стрижнів. Щоб вирівняти радіальне електричне поле в області обмотки ВН, поверх зрівнювальних обмоток розміщено екрани *3*. Внутрішній шар шарової обмотки ВН не потребує складної ізоляції від екрана, й обмотка ВН *4*, що має на кожному стрижні вісім шарів, розміщується поверх екрана *3*. Оскільки діаметри кожного наступного шару в напрямі від стрижня зростають, то для підтримання рівності міжшарових ємностей число витків у шарах у міру віддалення від стрижня зменшується. Щоб ЕРС шарів підсумовувалися, напрям намотки кожного наступного шару має бути протилежним напряму намотки попереднього.

Останній (зовнішній) виток обмотки ВН на кожному стрижні з'єднується з екраном *5*, який складається з двох частин. Перша частина, яка розміщена поверх обмотки ВН, утворена шістьома витками мідної, ізольованої кабельним папером, стрічки (витки екрана — складова частина витків обмотки ВН), друга частина, яка розміщена зовні обмотки НН, а також екран *3* утворено дев'ятьма мідними незамкненими смугами, що з'єднані аксіальними смугами-перемичками (рис. 10.17).

Зовнішні екрани лівого стрижня екранують обмотку НН, а правого — обмотку збудження наступного ступеня каскаду.

Обмотка НН *6* та аналогічна їй за конструкцією обмотка збудження *7* намотуються у два шари із загальним числом витків, що дорівнює 97. При цьому 51 виток внутрішнього шару має ліву намотку, а витки зовнішнього шару, що складається з двох половин, — праву.

Потенціал середини обмотки ВН надано вирівнювальним обмоткам, магнітопроводу і баку. Завдяки цьому найскладнішу ізоляцію кінців обмоток НН і ВН від магнітопроводу і бака виконано на напругу $U_{\text{ВН}}/2$. Різниця потенціалів $U_{\text{ВН}}$ всередині бака зберігається тільки між зовнішніми екранами *5*. Ізоляція цього проміжку, позначеного на рис. 10.16 ламаною лінією, забезпечується простими за конструкцією бар'єрами.

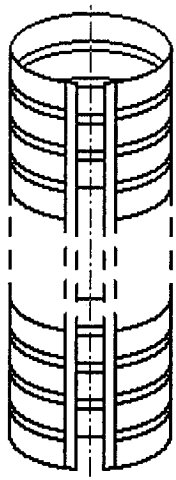


Рис. 10.17. Конструкція електростатичного екрана.

Рівномірність розподілу градієнтів напруги за шарами обмотки ВН забезпечується великою міжшаровою ємністю, доповненою ємністю між екранами *3* і *5*. Рівень часткових розрядів у трансформаторі ИОМК значно нижчий, ніж у трансформаторі ИОМ-500.

Трансформатор, зображений на рис. 10.15,*г*, виготовляють як для зовнішньої, так і для внутрішньої установок, а трансформатор, зображений на рис. 10.15,*д*, — тільки для внутрішньої.

Трансформатор, наведений на рис. 10.15,*е*, призначений для роботи у двотактній схемі подвоєння напруги. Якщо один кінець виходу схеми заземлено, то ізоляція одного краю обмотки ВН трансформатора має бути розрахована на постійну напругу $U_{\text{ВН}_{\max}}$, а ізоляція другого краю обмотки ВН — на напругу, яка пульсує від нуля до $\pm 2U_{\text{ВН}\max}$. До подібних умов роботи жоден з раніше розглянутих трансформаторів не пристосований.

У трансформаторі, показаному на рис. 10.15,*е*, обмотки ВН і НН зосереджено на різних стрижнях двострижневого магнітопроводу. Низька індуктивність розсіяння забезпечується вирівнювальними обмотками. Конструкцію такого трансформатора зображено на рис. 10.18.

Магнітопровід *1* та вирівнювальні обмотки *2* в одній точці з'єднано з початком обмотки ВН *3* і в схемі подвоєння напруги

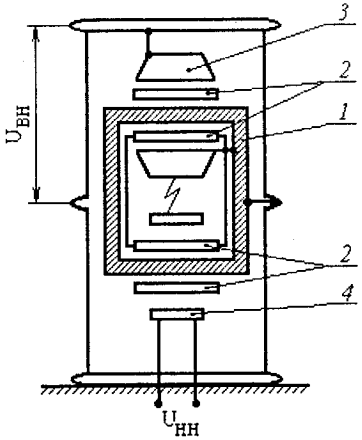


Рис. 10.18. Конструкція трансформатора за електричною схемою рис. 10.15,*е*.

перебувають під напругою $\pm U_{ВН max}$. Обмотку НН *4* розміщено на нижньому стрижні поверх вирівнювальної обмотки та ізольовано від неї на напругу $\pm U_{ВН max}$. Шарову обмотку ВН розміщено на верхньому стрижні, причому внутрішній шар цієї обмотки не потребує складної ізоляції від вирівнювальної обмотки, а зовнішній шар ізольовано від магнітопроводу на амплітудне значення обмотки ВН. Під дією пульсуючої до $2U_{ВН max}$ напруги перебуває тільки один проміжок, показаний на рис. 10.18 ламаною лінією. Електричне поле у цьому проміжку близьке до рівномірного, і потрібна електрична потужність забезпечується бар'єрами з електрокартону.

10.4.3. Каскадне з'єднання трансформаторів

Поодинокі випробні трансформатори через відсутність надійних вводів виготовляють на напругу до 1 МВ за схемою, показаною на рис. 10.15,*г*, рідше — за схемою рис. 10.15,*а*. Подвоєну симетричну напругу $\pm U_{ВН}$ можна дістати за допомогою двох трансформаторів ИОМК або ИОМ, якщо з'єднати обмотки ВН послідовно, перемичку між обмотками заземлити, а обмотки НН увімкнути паралельно (рис. 10.19).

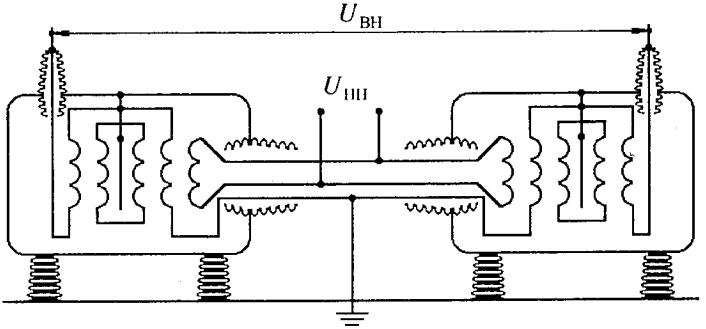


Рис. 10.19. Схема послідовного з'єднання обмоток ВН трансформаторів ИОМК.

За такою ж схемою можна скласти трансформатори, зображені на рис. 10.15,*в*,*д*,*е*.

Каскадне з'єднання трансформаторів забезпечує можливість послідовного вмикання обмоток ВН n трансформаторів і одержання на виході напруги $nU_{\text{ВН}}$ відносно землі. У каскадних схемах немає потреби нарощування внутрішньої та зовнішньої ізоляції кожного наступного трансформатора. Потрібний ізоляційний проміжок, здатний витримати вихідну напругу $nU_{\text{ВН}}$, розосереджено у каскаді між ізоляційними проміжками окремих трансформаторів.

Існують два способи каскадного з'єднання трансформаторів: автотрансформаторний, з послідовним живленням елементів каскаду, та за схемою Дессауера, у якій елементи каскаду збуджуються паралельно через розділові ізолюючі трансформатори.

За автотрансформаторною схемою можна вмикати в каскад трансформатори, показані на рис. 10.15,*а*,*г*,*д*, оснащені додатковою обмоткою збудження, розміщення якої в окремих трансформаторах ИОМК-750 і вмикання трьох таких трансформаторів у каскад показано на рис. 10.20.

Обмотки збудження забезпечують живлення обмоток НН наступних ступенів каскаду і водночас передають їм потенціал виходу попереднього ступеня. Автотрансформаторний зв'язок обмотки

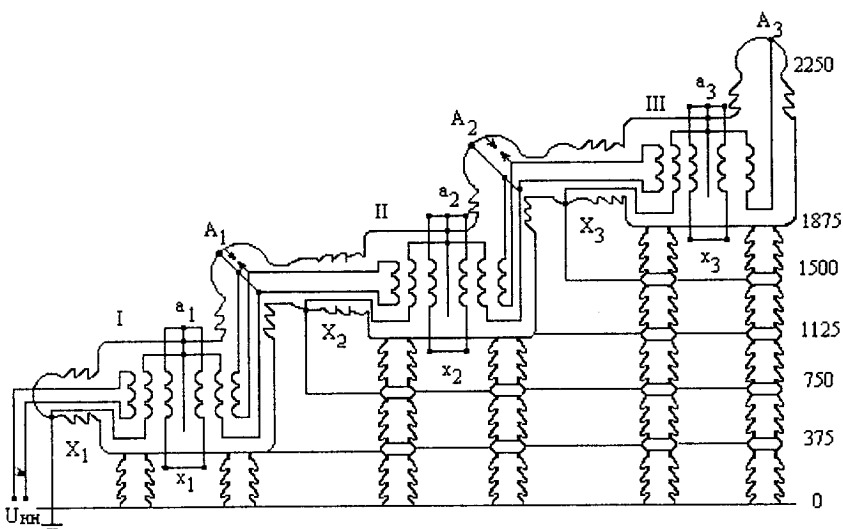


Рис. 10.20. Автотрансформаторна схема каскаду ЗИОМ-750.

ВН з обмоткою збудження і з'єднання обмотки збудження з обмоткою НН наступного ступеня каскаду виконуються під екраном вводу, а не всередині бака.

Ізоляція баків трансформаторів від землі збільшується від одного ступеня до іншого. Якщо зовнішню ізоляцію бака першого ступеня каскаду беруть на 375 кВ, то другого і третього ступенів — відповідно на 1125 і 1875 кВ. Рівномірний розподіл напруги за висотою ізоляційних колон підтримується примусово за допомогою еквіпотенціальних перемичок і тороїдальних екранів.

Потужності окремих трансформаторів каскаду можуть бути різними. Потужність трансформатора першого ступеня має дорівнювати $3U_{ВН}I_{ВН}$ виходящої потужності каскаду. Потужності трансформаторів другого і третього ступенів можуть бути знижені відповідно до $2U_{ВН}I_{ВН}$ та $U_{ВН}I_{ВН}$. У цьому разі встановлена потужність у 2 рази перевищує потужність каскаду. Якщо потужності трансформаторів усіх ступенів каскаду взято такими, що дорівнюють $3U_{ВН}I_{ВН}$ потужності трансформатора першого ступеня, то установлена потужність буде у 3 рази перевищувати потужність каскаду.

Виконавши потрібні перемикання під екранами вводів, трансформатори каскаду (бажано однакової потужності) вмикають або паралельно (наприклад, для проведення мокророзрядних випробувань за $U_{ВН} \leqslant 750$ кВ, $I_{ВН} \leqslant 3$ А), або в зірку, або за схемою, зображеною на рис. 10.19.

Як зазначалося раніше (п. 10.2), індуктивність розсіяння і напруга короткого замикання випробного трансформатора, а отже, і каскадного з'єднання кількох трансформаторів мають бути мінімальними. Розрахунки, проведені на виробничому об'єднанні «Запоріжтрансформатор» і в Інституті трансформаторобудування, показали, що за допомогою вирівнювальних обмоток напруга короткого замикання трансформатора ИОМК 2250/750 може бути знижена до $e_к = 2{,}75$ %, а трансформатора ИОМК 750/750 — до $e_к = 2{,}66$ %. Напруга ($e_к$ %) зростає не пропорційно числу ступенів — у двоступінчастому каскадному з'єднанні трансформаторів ИОМК 2250/750 вона становить $e_к = 9{,}92$ %, а у триступінчастому — $e_к = 22$ %.

Щоб уникнути спотворення форми кривої напруги, на виході каскаду паралельно вирівнювальним обмоткам трансформаторів вмикають *L—C* фільтри третьої і п'ятої гармонік (рис. 10.21).

Конденсатори і дроселі фільтрів під'єднують до виводів a_i, x_i вирівнювальних обмоток (див. рис. 10.20) і розміщують під екранами баків. Настроєні у резонанс фільтри на частотах 150 і 250 Гц

мають низькі опори для струмів третьої і п'ятої гармонік, створюючи для них умови короткого замикання. Відомо, що в режимі короткого замикання спостерігається зниження головного магнітного потоку. У випадку, який розглядається, магнітопровід розмагнічується за третьою і п'ятою гармоніками потоку, що забезпечує синусоїдальну форму кривої вихідної напруги $U = -\partial\psi / \partial t$.

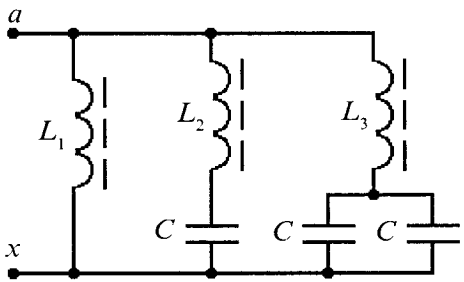


Рис. 10.21. Схема фільтрів третьої і п'ятої гармонік.

Параметри фільтрів: L_2 = 0,13 Гн; L_3 = 0,17 Гн; C = 3,18 мкФ. Індуктивність L_1 служить для компенсації ємнісних струмів навантаження та обмоток. Фільтр L_2—C настроєно на частоту 248 Гц, а фільтр L_3—$2C$ — на частоту 153 Гц.

На рис. 10.22 показано запропоновану Дессауером схему каскадного з'єднання головних трансформаторів Т1—Т3, у якій збудження трансформаторів другого і наступного ступенів здійснюється через однотипні розділові трансформатори Т4—Т6.

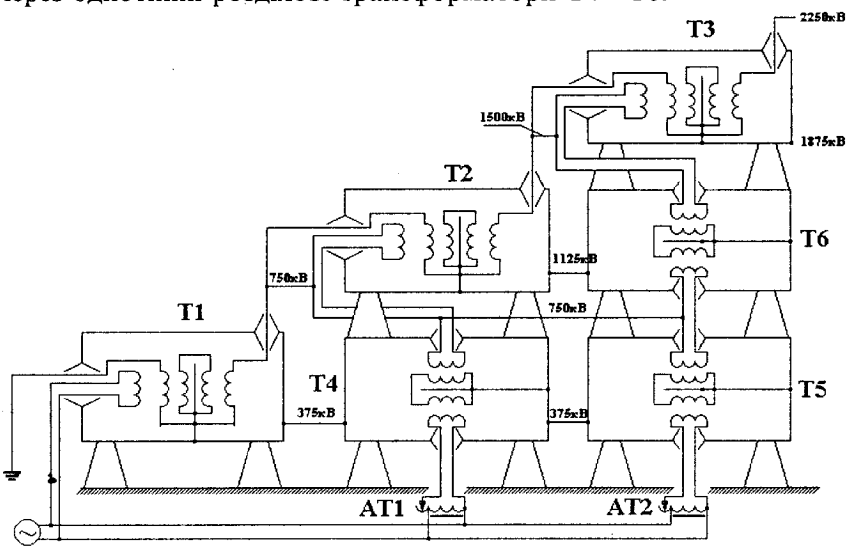


Рис 10.22. Схема каскадного з'єднання трансформаторів за Дессауером.

Потужності всіх трансформаторів Т1—Т6 є однаковими. Встановлена потужність триступінчастого каскаду в 2 рази перевищує робочу потужність каскаду. В аналогічній ситуації установлена потужність каскаду, складеного за автотрансформаторною схемою, у 3 рази більша за робочу потужність.

Розділові трансформатори виконано з коефіцієнтом трансформації, що дорівнює одиниці. Номінальна напруга всіх обмоток становить 6 кВ. Головні трансформатори типу ИОМК 750/750 ($U_{ВН}$ = 750 кВ, $S_{ВН}$ = 750 кВА, $I_{ВН}$ = 1 А) виготовлено без обмоток збудження.

За допомогою еквіпотенціальних перемичок потрібні потенціали надано обмоткам, магнітопроводам і бакам усіх трансформаторів каскаду. Усі прохідні ізолятори трансформаторів Т1—Т6 розраховані на напругу 375 кВ. Баки трансформаторів Т1, Т4, Т5 ізольовано від землі на 375 кВ, опорну ізоляцію між баками вибрано на напругу 750 кВ.

На виході головних трансформаторів установлено ємнісні подільники напруги, за допомогою яких контролюють розподіл напруги за обмотками ВН головних трансформаторів. Можливу нерівномірність усувають автотрансформаторами АТ1, АТ2, що особливо важливо під час роботи на межі напруги з урахуванням невеликої різниці між номінальною і випробною напругами головних трансформаторів ($U_В = 1{,}1\,U_Н$).

Регулювальні автотрансформатори працюють з коефіцієнтом трансформації K, близьким до одиниці. Завдяки цьому їх потужність і вартість малі, оскільки розрахункова S_P і прохідна $S_п$ потужності автотрансформаторів пов'язані залежністю $S_P/S_п = (K–1)/K$.

10.5. Робота випробних і спеціалізованих трансформаторів на резонансне навантаження

Під час випробування підвищеною змінною напругою ізоляції шунтуючих реакторів, потужних синхронних генераторів, пропалювання дефектних місць у силових кабелях, тобто під час випробування високовольтних об'єктів з малою індуктивністю або з великою ємністю, потрібні потужні випробні установки. Потужність випробного трансформатора і регулятора напруги можна значно знизити, якщо випробування виконувати в умовах резонансу струмів або напруг.

При випробуванні шунтуючих реакторів вихідні клеми випробного трансформатора з'єднують з послідовним або паралельним резонансним контуром, утвореним індуктивністю реактора та ємністю додаткової конденсаторної батареї. При випробуванні ізоляції силових кабелів в аналогічні контури вмикають додаткові індуктивності. В окремих випадках, наприклад, при пропалюванні дефектного місця в ізоляції кабеля, користуються додатковою індуктивністю живильного трансформатора.

10.5.1. Випробування шунтуючих реакторів у режимі резонансу струмів

Тривалі (10-годинні) випробування ізоляції шунтуючого реактора максимальною робочою напругою з періодичним 20-хвилинним підніманням напруги на 10—15 % у режимі резонансу струмів проводять за схемою, показаною на рис. 10.23.

Стан ізоляції у процесі випробування контролюють за вимірюваним рівнем часткових розрядів.

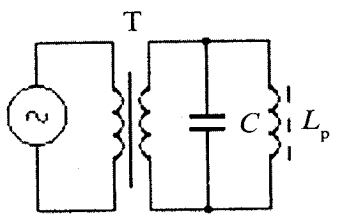


Рис. 10.23. Схема випробування ізоляції шунтуючого реактора.

Для прикладу візьмемо номінальні параметри реактора РОДЦ 60 000/500: реактивна потужність 60 000 кВА, фазна напруга $525/\sqrt{3} = 303$ кВ, струм 198 А, індуктивний опір за частоти 50 Гц $X_1 = 1531$ Ом, індуктивність $L = 4{,}876$ Гн.

Індуктивність реактора з розімкненим магнітопроводом не залежить від струму. Якщо зі схеми рис. 10.23 виключити ємність C, то для проведення випробувань знадобився б трансформатор з потужністю 60 000 кВА і напругою $U_{ВН} > 303$ кВ. У схемі рис. 10.23 застосовують трансформатор ИОМК 500/500 потужністю 500 кВА, який при напрузі 300 кВ допускає тривалу роботу за наявності струму $I_{ВН} = 2$ А.

Конденсаторну батарею збирають з конденсаторів КПМ-1-150-1 потужністю 50 кВА і напругою 1 кВ кожний. Конденсатори збирають по 5 одиниць у касети ємністю $7{,}97 \cdot 10^{-4}$ Ф напругою 1 кВ. Щоб забезпечити резонансний режим за максимальної випробної напруги 382 кВ, батарею збирають із 382 послідовно ввімкнених касет. Ємність

батареї $C = \frac{7{,}96 \cdot 10^{-4}}{382} = 2{,}08 \cdot 10^{-6}$ Ф, потужність 95 500 кВА, ємнісний опір $X_C = 1531$ Ом дорівнює індуктивному опору X_L випробовуваного реактора. Рівність $\omega L = \frac{1}{\omega C}$ є умовою резонансу струмів для схеми рис. 10.23.

По паралельно ввімкнених гілках — конденсаторній батареї та реактору — протікають рівні і протилежно спрямовані струми $I = U_B / x_P = 249{,}5$ А.

Резонансну криву, побудовану з урахуванням відомих значень $\mathrm{tg}\delta = R_C / X_C$ конденсаторної батареї і добротності $q = X_L / R_L$ реактора залежно від $(X_L / X_C) \cdot (f / f_H)^2$, наведено на рис. 10.24.

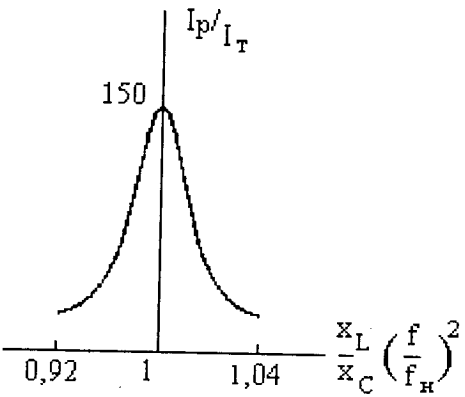


Рис. 10.24. Резонансна крива схеми за рис. 10.23.

З аналізу кривої виходить, що при настроюванні схеми в резонанс струмів і при постійності частоти мережі $f = f_H = 50$ Гц сила струму в обмотці ВН випробного трансформатора у 150 разів менша за силу струму у випробовуваному реакторі: 249,5/150 = 1,66 А. Виникнення резонансу струмів реєструється за мінімальним показом амперметра, ввімкненого на боці НН трансформатора.

Під час випробування ізоляції шунтуючого реактора у режимі резонансу струмів нестабільність частоти напруги мережі не призводить до зміни напруги на виході випробного трансформатора, що є основною перевагою схеми за рис. 10.23.

Недолік розглянутої схеми полягає у тому, що часткові розряди, які виникають у випробному трансформаторі ИОМК та монтажній схемі, ускладнюють реєстрацію рівня часткових розрядів у баці реактора.

10.5.2. Випробування шунтуючих реакторів у режимі резонансу напруг

Перешкоди під час реєстрації рівня часткових розрядів відсутні у схемі випробування (рис. 10.25), де випробовуваний реактор і додаткову конденсаторну батарею ввімкнено послідовно. Схема живиться від проміжного трансформатора Т, обмотку ВН якого захищено від перенапруг, що можуть виникнути під час вимикання схеми, розрядником F.

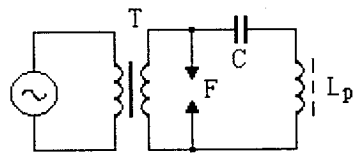


Рис. 10.25. Схема випробування ізоляції шунтуючого реактора тривало прикладеною напругою промислової частоти у режимі резонансу напруг.

Недолік наведеної схеми — доволі сильна залежність напруги на реакторі від частоти живильної мережі та порушення у зв'язку з цим умови резонансу $\omega L = 1/\omega C$. Доведено, що при зниженні частоти на 0,3 Гц коефіцієнт підсилення схеми, який дорівнює відношенню напруги U_p на реакторі до напруги живильного трансформатора $U_{ж.т}$, зменшується у 3 рази, внаслідок чого значення $U_{ж.т}$ слід підвищити від 3 до 6 кВ. Резонансна крива для схеми, зображеної на рис. 10.25, збігається з кривою рис. 10.24, для якої по осі ординат треба відкладати відношення $U_p/U_{ж.т}$. Режим резонансу напруг реєструють за максимальним показником амперметра.

Отже, для випробування реактора потужністю 60 000 кВА у режимі резонансу напруг треба мати трансформатор потужністю 1500 кВА.

10.5.3. Резонансна установка для кабельних мереж

Установка призначена для пробою і наступного пропалювання дефектного кабелю, що пройшов кенотронні випробування, після чого місце пошкодження визначають за допомогою акустичного кабелешукача.

Випробний резонансний трансформатор Т1 (рис. 10.26) виготовлено на розімкненому магнітопроводі з площею перерізу 15 см^2. Обмотка НН напругою 220 В складається із 176 витків, намотаних проводом з площею перерізу 7 мм^2. Коаксіально з нею і розімкненим стрижнем над обмоткою НН розміщено обмотку ВН, що складається із 800 витків проводу ПЕЛ-1 діаметром 1,04 мм.

Індуктивність намагнічування трансформатора Т1 з розімкненим магнітопроводом є низькою і практично не залежить від сили

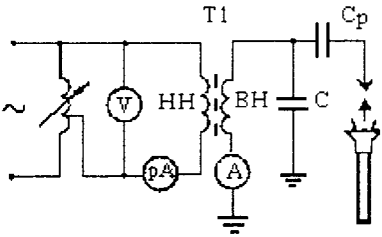


Рис. 10.26. Схема резонансної установки для кабельних мереж.

струму, а індуктивність розсіяння — висока. Напруга мережі подається на обмотку НН трансформатора Т1 через регулятор РНО-250-10. Обмотку ВН з'єднано з конденсатором, поділеним на дві секції — резонансну C і розділову C_p. Резонансна ємність є постійною і дорівнює 0,78 мкФ, розділова має три ступені: 0,15; 0,30; 0,60 мкФ.

Після пробою кабелю розділову і резонансну ємності вмикають паралельно. Так забезпечують роботу установки у режимі резонансу до пробою кабелю (резонанс напруг) і в режимі його пропалювання (резонанс струмів). Через низьку добротність резонансних контурів резонансна крива має пологу форму, і зміна режиму роботи установки при переході від пробою до пропалювання не викликає потреби регулювати у значних межах напругу $U_{НН}$. Виникнення резонансу струмів визначають за мінімальним показом амперметра рА. Установка дозволяє довести струм пропалювання до 50 А.

10.6. Спеціалізовані трансформатори

10.6.1. Трансформатор на зв'язаних L—C-контурах

Найпростіший пристрій для підвищення напруги, схему якого показано на рис. 10.27, запропонував Тесла. Це система двох індуктивно пов'язаних контурів L_1, C_1 та L_2, C_2 без сталевого магнітопроводу.

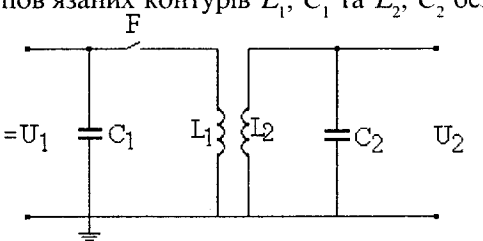


Рис. 10.27. Схема трансформатора Тесла.

Конденсатор C_1 першого контура заряджається від джерела випрямленої напруги. Після того як він зарядиться до напруги U_1, замикається комутатор F, і вільні коливання, що виникають у контурі L_1, C_1, передаються до контура L_2, C_2. Електромагнітний зв'язок між контурами визначають коефіцієнтами взаємоіндукції M і зв'язку

$$K_S = \frac{M}{\sqrt{L_1 L_2}}. \qquad (10.13)$$

Власні частоти контурів, за яких у них настає резонанс у разі відсутності взаємної індукції:

$$\omega_1 = \frac{1}{\sqrt{L_1 C_1}}; \quad \omega_2 = \frac{1}{\sqrt{L_2 C_2}}.$$

Щоб визначити резонансні частоти схеми, складемо систему рівнянь кола, що розглядається, за умови відсутності втрат і живлення схеми від джерела змінної напруги частотою ω:

$$\dot{U}_1 = j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1}\right)\dot{I}_1 + j\omega M\dot{I}_2;$$

$$-jM\omega\dot{I}_1 = j\left(\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}\right)\dot{I}_2.$$

Виразивши I_2 з другого рівняння через I_1 і підставивши до першого рівняння, дістанемо:

$$\dot{U}_1 = \dot{I}_1 j\left(\omega L_1 - \frac{1}{\omega C_1} - \frac{\omega^2 M^2}{\omega L_2 - \frac{1}{\omega C_2}}\right).$$

Умова резонансу напруг — це рівність нулеві у здобутому рівнянні еквівалентного реактивного опору, звідки

$$\left(\omega_0 L_1 - \frac{1}{\omega_0 C_1}\right)\left(\omega_0 L_2 - \frac{1}{\omega_0 C_2}\right) = \omega_0^2 M^2.$$

Поділивши на $(\omega_0 L_1 \cdot \omega_0 L_2)$ обидві частини цього виразу, матимемо:

$$\left(1 - \frac{\omega_1^2}{\omega_0^2}\right)\left(1 - \frac{\omega_2^2}{\omega_0^2}\right) = K_S^2.$$

Розв'язавши рівняння відносно ω, знайдемо частоти, що відповідають резонансові напруг:

$$\omega_{01,2} = \sqrt{\frac{\left(\omega_1^2 + \omega_2^2\right) \mp \sqrt{\left(\omega_1^2 + \omega_2^2\right)^2 - 4\left(1 - K^2\right)\omega_1^2\omega_2^2}}{2\left(1 - K^2\right)}} =$$

$$= \sqrt{\frac{(\alpha_1 + \alpha_2) \mp \sqrt{(\alpha_1 + \alpha_2)^2 - 4\alpha_1\alpha_2\left(1 - K_S^2\right)}}{2\alpha_1\alpha_2\left(1 - K_S^2\right)}},$$

де $\alpha_1 = L_1C_1$; $\alpha_2 = L_2C_2$.

Енергія $\frac{C_1U_1^2}{2}$, нагромаджена в електричному полі конденсатора C_1, повністю передається до вторинного контура за $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, коли обидва контури попередньо настроєно на одну частоту $\omega_0 = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1}} = \frac{1}{\sqrt{L_2C_2}}$. У цьому разі

$$\omega_{01,02}^2 = \omega_0^2 \frac{1 \mp K_S}{(1 - K_S^2)},$$

причому $\omega_{01} < \omega_0 < \omega_{02}$, а на конденсаторі C_2 за різних напрямів намотки індуктивностей L_1, L_2 виникає напруга U_2, спрямована назустріч напрузі U_1, до якої було заряджено конденсатор C_1:

$$U_2 = -\frac{U_1}{2}\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}\left(\cos\ \omega_{01}t - \cos\ \omega_{02}t\right). \qquad (10.14)$$

В здобутому виразі резонансна кутова частота може мати два значення:

низькочастотне:

$$\omega_{01} = \frac{\sqrt{1 - K_S}}{\sqrt{L_1C_1\left(1 - K_S^2\right)}} = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1\left(1 + K_S\right)}};$$

та високочастотне

$$\omega_{02} = \frac{1}{\sqrt{L_1C_1\left(1 - K_S\right)}}.$$

Найбільш миттєве значення напруги на конденсаторі C_2 досягається за умови

$$\cos\ \omega_{01}t - \cos\ \omega_{02}t = \mp 2. \qquad (10.15)$$

У цьому випадку

$$U_{2m} = \left|U_1\sqrt{\frac{C_1}{C_2}}\right|. \qquad (10.16)$$

Рівність (10.15) виконується, якщо $\omega_{01}t = \pi i; \omega_{02}t = \pi(1 + i)$, де $i = 1; 2; 3, \ldots$, а відношення частот

$$\frac{\omega_{01}}{\omega_{02}} = \frac{1 + i}{i} = \sqrt{\frac{1 + K}{1 - K}};$$

досягається за таких дискретних значень коефіцієнта зв'язку:

$$K_{S.i=1\ldots5} = \frac{(i+1)^2 - i^2}{(i+1)^2 + i^2} = [0{,}6;\ 0{,}385;\ 0{,}28;\ 0{,}219;\ 0{,}216;\ldots] \qquad (10.17)$$

Як приклад, визначимо полярність вторинної напруги U_{2m} за різних значень i та K_S. Результати розрахунків наведено в табл. 10.2.

Таблиця 10.2

Полярність вторинної напруги за різних значень i та K_S

i	K_S	$\cos\omega_{01}t$	$\cos\omega_{02}t$	Полярність
1	0,6	−1	+1	+
2	0,385	+1	−1	—
3	0,280	−1	+1	+

У виразі (10.14) спостерігається накладання двох напруг з однаковими амплітудами і різними частотами, причому значення частот ω_{01} та ω_{02} є близькими одне до одного. Тому залежність $\omega_0(t)$ має вигляд биття коливань.

У контурах без втрат за $L_1C_1 = L_2C_2$ максимальна напруга на конденсаторі C_2 не залежить від коефіцієнта зв'язку, але настає у різні моменти часу: чим слабшим є зв'язок між контурами, тим більше часу має пройти, перш ніж напруга вторинного контура досягне значення першого максимуму (зростає період биття).

Опори R_1 та R_2 контурів сприяють затуханню коливань у кожному з них. Коефіцієнт затухання залежить від відношення R/L у кожному контурі. Проте з урахуванням того, що індуктивність L_1 першого контура менша за індуктивність другого, на затухання коливань більше впливає перший контур.

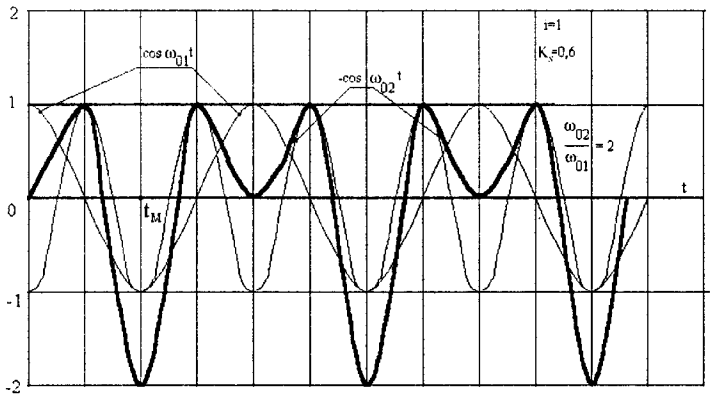
За фіксованих значень R та L амплітуда коливань знижується тим сильніше, чим слабшим є зв'язок між контурами. Тому, проектуючи трансформатор Тесла, прагнуть одержати граничні для нього коефіцієнти зв'язку K_S, що дорівнюють 0,6 і 0,385.

Осцилограми вторинної напруги, одержані для трьох значень коефіцієнта зв'язку з ряду (10.17), зображено на рис. 10.28.

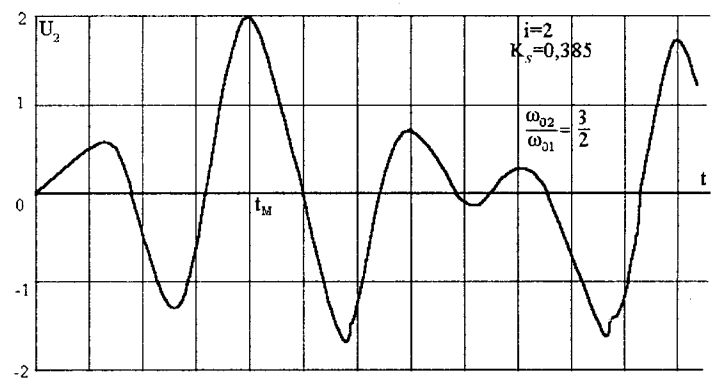
Тонкими лініями на рис. 10.28,*а* показано косинусоїди $\cos\omega_{01}t$ і $\cos\omega_{02}t$, що є складовими напруги U_2. На осцилограмах добре простежується зростання часу t_M зі зниженням зв'язку між контурами.

Трансформатор на зв'язаних L—C-контурах, на відміну від ГІН, не потребує великої кількості розрядників і феромагнітного сердечника. Це дає можливість працювати за підвищеної частоти проходження імпульсів.

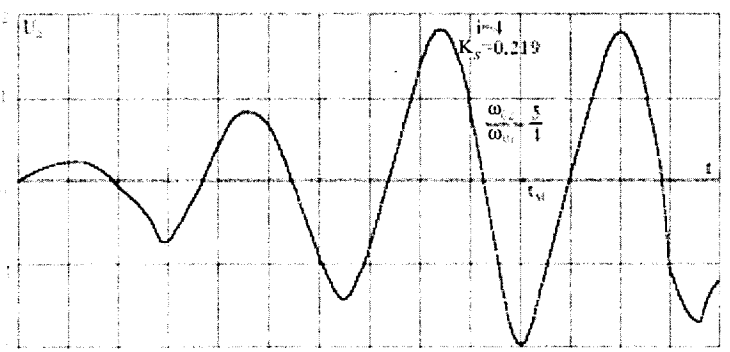
Трансформатори Тесла застосовують для імпульсної зарядки накопичувальної лінії (гл. 14), яка вмикається на затискачі вторин-



а



б



в

Рис. 10.28. Осцилограми напруги на виході трансформатора Тесла за різного ступеня зв'язку між контурами.

ної обмотки. Комутатор лінії спрацьовує у момент t_M, який відповідає її заряджанню до максимальної напруги, після чого на опорі навантаження, підімкненому до виходу лінії, формується короткий і потужний імпульс напруги прямокутної форми. Якщо резонансний трансформатор живиться від ВЧ генератора, то на виході трансформатора виникають незгасаючі коливання.

10.6.2. Імпульсний трансформатор з обмотками з одножильного коаксіального кабеля

Позитивними параметрами імпульсного трансформатора є індуктивності намагнічування $L_м$ і розсіювання L_s, ємність обмоток, висока імпульсна міцність ізоляції у поєднанні з простотою конструкції. Одна з обмоток трансформатора утворена жилою, а друга — оплетенням (екраном) одножильного кабеля. Імпульсний трансформатор з кабельною обмоткою часто називають кабельним.

Схему кабельного підвищувального трансформатора з коефіцієнтом трансформації $K_{тр} = 3$ зображено на рис. 10.29.

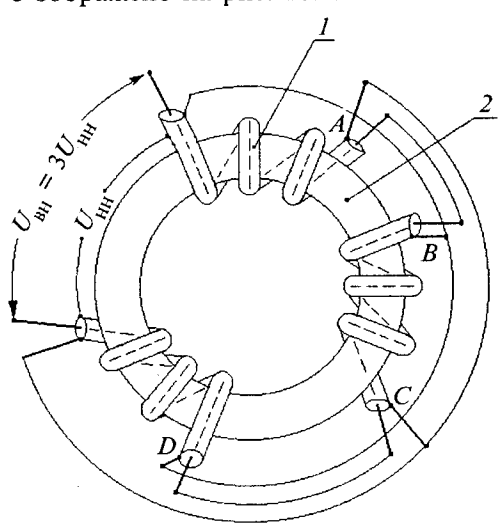


Рис. 10.29. Схема кабельного трансформатора з коефіцієнтом трансформації $K_{тр} = 3$.

Для збільшення індуктивності намагнічування дев'ять витків кабелю *1* намотано на тороїдальний феритовий сердечник *2*. На двох ділянках кабелю між точками *A*, *B* та *C*, *D* оплетення знято зі збереженням ізоляції і жили кабелю. За допомогою перемичок три відрізки оплетення, що утворилися, ввімкнуто паралельно. У межах кожного відрізка оплетення кабелю складається з трьох витків. Отже, первинна обмотка також має три витки — три паралельно ввімкнених відрізки з оплетення кабелю, а вторинна — жила кабелю — на всій довжині не має розривів, і число її витків дорівнює дев'яти.

Коефіцієнт трансформації $K_{тр}$ дорівнює числу відрізків n, на яке поділено оплетення. Рівність $K_{тр} = n$ справджується незалежно від числа витків у секції первинної обмотки. Коефіцієнт трансформації кабельного трансформатора, оплетення якого не має розривів, дорівнює одиниці й не залежить від числа витків кабеля.

Паразитні параметри L_S і C з достатньою точністю визначаються добутком довжини кабеля на погонні значення його індуктивності та ємності. Висока імпульсна міцність ізоляції кабелю дає можливість отримувати короткі високовольтні імпульси з амплітудою до 100 кВ. Коаксіальність обмоток гарантує високу динамічну стійкість трансформатора проти дії імпульсів великого струму. Тому знижувальні кабельні трансформатори застосовують для узгодження виходу генераторів імпульсних струмів (ГІС) з малоіндуктивним навантаженням.

Індуктивність розсіяння в імпульсному трансформаторі, складеному згідно зі схемою рис. 10.3, визначається розподілом магнітного поля між обмотками, а у кабельному трансформаторі — між жилою та оплетенням.

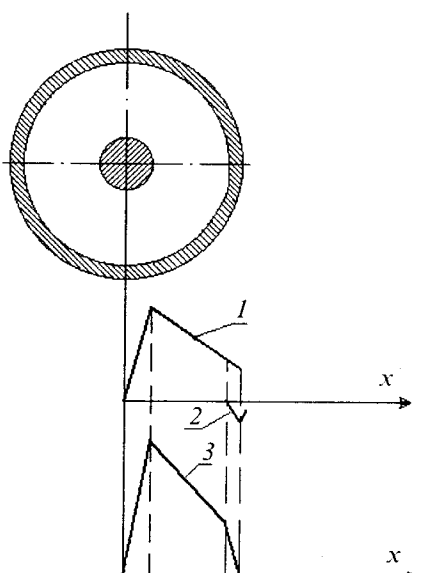


Рис. 10.30. Схема розподілу магнітного поля у коаксіальному кабелі.

На рис. 10.30 показано схему розподілу магнітного поля у коаксіальному кабелі незалежно від того, зберігається чи змінюється у процесі трансформації фаза трансформованого сигналу.

Крива *1* показує розподіл магнітного поля жили, а крива *2* — оплетення кабеля. Таким чином, результуюче магнітне поле (крива *3*) зосереджене в ізоляції коаксіального кабеля, і на відміну від імпульсних трансформаторів з шаровими обмотками (рис. 10.3) первинна обмотка — оплетення кабеля трансформатора (рис. 10.29) — не має потоку розсіяння.

Індуктивність розсіяння визначається погонною індуктивністю L_0 кабеля. Якщо l — довжина кабелю однієї секції, а n — число секцій, то індуктивність n

послідовно ввімкнених секцій, яка зведена до первинної обмотки,

$$L_S = \frac{L_0 l \cdot n}{n^2} = \frac{L_0 l}{n}.$$

Індуктивність розсіяння кабельного трансформатора не залежить від форми котушки і наявності сердечника.

У загальному випадку кабельний трансформатор виконують багатосекційним. Кожну секцію намотують у кілька шарів окремим відрізком кабелю, після чого оплетення секцій з'єднують паралельно, а жили кабелів — послідовно.

Динамічна ємність такого трансформатора залежить від енергії, запасеної в ізоляції n відрізків кабелів, що утворюють секції, та від енергії, запасеної в зазорах між m–1 шарами, де m — число шарів кабелю в кожній секції.

Для визначення динамічної ємності кабелю обчислимо енергію, запасену в одній його секції. Схему розгортки кабелю довільно взятої секції завдовжки h під час проходження імпульсу показано на рис. 10.31.

Позначимо напругу між жилою та оплетенням на початку кабелю $U_п$, а в кінці — $U_к$. До оплетення кожної секції трансформатора прикладено напругу U_1. Природно вважати, що напруга по довжині кабелю зростає лінійно. Позначивши через x відстань від початку кабелю до виділеного елементарного коаксіального конденсатора завдовжки dx, визначимо напругу між жилою і оплетенням елементарного конденсатора і його ємність:

$$U_x = U_п + (U_к - U_п)\, x/h;$$

$$dC = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0}{\ln\dfrac{R}{r}}\, dx,$$

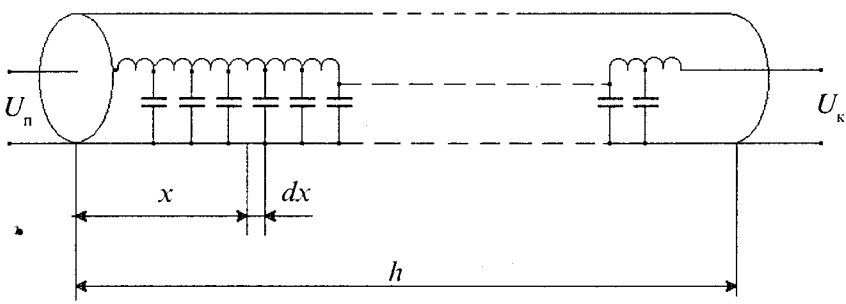


Рис. 10.31. Схема розгортки кабелю однієї секції трансформатора.

де R, r — відповідно внутрішній радіус оплетення і зовнішній радіус жили. Енергія, запасена в діелектрику елементарного конденсатора,

$$dW = \frac{U_x^2}{2} dC.$$

У кабелі однієї секції трансформатора запасено енергію

$$W = \int_0^h dW = \frac{\pi\varepsilon\varepsilon_0 h}{\ln\frac{R}{r}} \cdot \frac{U_п^2 + U_п U_к + U_к^2}{3}. \qquad (10.18)$$

Вважаємо, що таку саму енергію запасено у динамічній ємності $C_д$ однієї секції кабелю:

$$W = C_д U_1^2 / 2. \qquad (10.19)$$

З (10.18) і (10.19) динамічна ємність кабелю однієї секції

$$C_д = C_{ст}(U_п^2 + U_п U_к + U_к^2)/3U_1^2 = C_{ст}K_т^2, \qquad (10.20)$$

визначається у вигляді добутку статичної ємності кабелю секції

$$C_{ст} = \frac{2\pi\varepsilon\varepsilon_0 h}{\ln\frac{R}{r}} = C_0 h; \qquad (10.21)$$

на квадрат зведеного коефіцієнта трансформації

$$K_т^2 = \frac{U_п^2 + U_п U_к + U_к^2}{3U_1^2}. \qquad (10.22)$$

Схему з'єднання обмоток кабельного трансформатора, що складається з n секцій, зображено на рис. 10.32.

Сумарна динамічна ємність його кабелів за трансформації з інверсією фази (див. п. 10.3.2)

$$C_{дп} = C_{ст}\sum_{K=1}^{n} K_i^2; \qquad (10.23)$$

за трансформації із збереженням фази

$$C_{дп} = C_{ст}\sum_{K=1}^{n} (K_i - 1)^2. \qquad (10.24)$$

Користуючись позначеннями напруг на початках і кінцях окремих секцій трансформатора (рис. 10.32) і беручи до уваги (10.22), знаходимо значення зведених коефіцієнтів трансформації $K_{т\,i}$ та їх суми для одно-, дво-, трисекційного трансформатора, що працює як у режимі інверсії, так і в режимі збереження фази імпульсу. Результати розрахунку зведено до табл. 10.3. Значення $\sum K_i^2$ апроксимуються за трансформації з інверсією фази у вигляді:

$$\sum_{i=1}^{n} K_{Ti}^2 = \frac{n(n+1)(2n+1)}{6} + \frac{1}{3}n; \qquad (10.25)$$

а за трансформації зі збереженням фази

$$\sum_{i=1}^{n} K_{Ti}^2 = \frac{n(n-1)(2n-1)}{6}. \qquad (10.26)$$

Якщо число секцій $n > 3$, то другою складовою в (10.25) можна знехтувати.

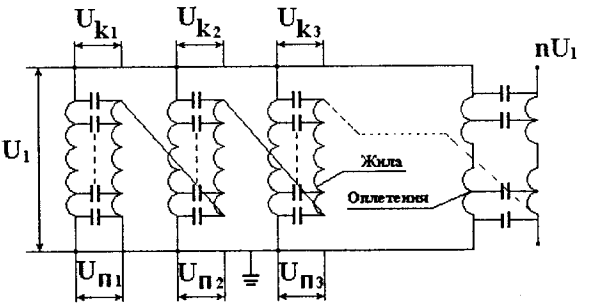


Рис. 10.32. Схема з'єднання обмоток підвищувального кабельного трансформатора, складеного із 12 секцій.

Повна динамічна ємність багатосекційного кабельного трансформатора з урахуванням подовжньої ємності між шарами обмотки в окремих секціях (див. формулу 10.10) у режимі інверсії фази трансформованого сигналу

$$C_{д\Sigma} = C_0 l\left[\frac{n(n+1)(2n+1)}{6} + \frac{1}{3}n\right] + \frac{4}{3}C_{ст}\frac{n(m-1)}{m^2};$$

а у режимі збереження фази

$$C_{д\Sigma} = C_0 l\frac{n(n-1)(2n-1)}{6} + \frac{4}{3}C_{ст}\frac{n(m-1)}{m^2},$$

Таблиця 10.3

Значення зведених коефіцієнтів трансформації K та їх суми для одно-, дво- та трисекційного трансформатора

Режим фази сигналу	n	$U_{п1}$	$U_{к1}$	$U_{п2}$	$U_{к2}$	$U_{п3}$	$U_{к3}$	K_1^2	K_2^2	K_3^2	$\sum K_{Ti}^2$
Інверсія	1	0	$2U_1$					4/3			4/3
	2	0	$2U_1$	U_1	$3U_1$			4/3	13/3		17/3
	3	0	$2U_1$	U_1	$3U_1$	$2U_1$	$4U_1$	4/3	13/3	28/3	45/3
	…										
Збереження	1	0	0					0			0
	2	0	0	U_1	U_1			0	1		1
	3	0	0	U_1	U_1	$2U_1$	$2U_1$	0	1	4	5
	…										

де l — сумарна довжина кабелів; n — кількість секцій; $C_{ст}$ — статична міжшарова ємність; m — число шарів обмотки в одній секції.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Намалюйте схему заміщення випробуваного трансформатора.
2. Чому дорівнює індуктивність намагнічування випробуваного трансформатора?
3. Чому у випробувальних та імпульсних трансформаторів прагнуть знизити індуктивність розсіювання? Як це виконати за допомогою зрівнювальних обмоток?
4. Для чого і як вимірюється ємність обмоток випробуваних трансформаторів?
5. Яким чином можливо знизити рівень ізоляції випробуваних трансформаторів?
6. Які вимоги ставляться до конструкцій випробуваних трансформаторів? Поясніть необхідність цих вимог.
7. Які способи каскадного з'єднання існують для випробуваних трансформаторів? Перелічіть переваги та недоліки названих способів.
8. Для випробувань яких об'єктів найчастіше використовують резонансні схеми? Наведіть приклади виконання випробуваних схем для режимів резонансу струмів та резонансу напруг.
9. Наведіть схему трансформатора Тесла, поясніть особливості його функціонування для різних ступенів зв'язку між первинним та вторинним контурами.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Rogowski.* Über das Streufeld und den Streuinduktionskoeffizienten eines Transformators mit Sheibenwicklung und geteilten Endspulen //Mitteilungen uber Forschungsarbeiten. 1909. — H. 71. — P. 1—36.
2. *Rogowski.* Uber das Streufeld des Transformators //ETZ. — 1910. — 1033—1069.
3. *Манькин Э. А.* Расчет реактивности рассеяния трансформаторов с обмотками сложной конфигурации //Электричество. — 1937.— № 24.
4. *Калантаров Л. А., Цейтлин Л. А.* Расчет индуктивностей. — Л.: Энергия, 1970. — 415 с.
5. *Ицхоки Я. С.* Импульсные устройства. — М.:Сов. радио, 1959.—720 с.
6. *Лейбман М. Е.* Импульсная техника. — М.: Оборонгиз, 1960.—206 с.

7. *Горский А. Н., Русин Ю. С. и др.* Расчет электромагнитных элементов источников вторичного электропитания. — М.: Радио и связь, 1988. — 172 с.
8. *Кремнев В. В., Месяц Г. А.* Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. — Новосибирск: Наука, 1987. — 224 с.

Глава 11
ГЕНЕРАТОРИ ПОСТІЙНОЇ ВИСОКОЇ НАПРУГИ

(*Б. М. Кондра, В. І. Хомініч*)

11.1. Призначення генераторів

Багато електротехнічних пристроїв і технологічних процесів пов'язано з використанням сильних електростатичних полів та енергії постійного струму високої напруги. До них належать пристрої прямого прискорення заряджених частинок, генератори, призначені для випробування ізоляції електроустаткування ЛЕП постійного струму, блоки живлення радіотехнічних схем, промислових фільтрів, рентгенівських апаратів і томографів, установок магнітоімпульсної обробки металів, електронно-іонної технології, зарядних пристроїв ємнісних нагромаджувачів енергії тощо.

Постійну високу напругу одержують за допомогою різноманітних схем випрямлення змінної напруги, основними елементами яких є високовольтний трансформатор, конденсаторно-діодна група, фільтр вищих гармонік і струмообмежувальні резистори.

Схеми за числом фаз напруги живлення поділяють на одно-, дво-, трифазні і т.д.; за числом півперіодів змінної напруги, що використовуються, — на одно- і двопівперіодні; за співвідношенням між значеннями вихідної і вхідної напруги випрямляча — на схеми подвоєння, потроєння, множення.

Аналізуючи переваги і недоліки випрямних високовольтних пристроїв шляхом порівняння однотипних схем (наприклад, подвоєння напруги), слід звертати увагу: на вибір діодів не тільки за значенням допустимого прямого струму, а й за значенням зворотної напруги; на необхідність встановлення струмообмежувальних резисторів; на вибір напруги конденсаторів залежно від умов їх роботи у схемі; на можливість небажаного підмагнічування сталі трансформатора постійною складовою магнітного потоку; на значення вихідного опору схеми і можливість її поєднання з навантаженням; на пульсацію вихідної напруги; на можливість заземлення потрібної точки схеми без погіршення роботи випробного трансформатора та умов роботи навантажувального опору.

11.2. Найпростіші схеми високовольтних випрямлячів і помножувачів змінної напруги

11.2.1. Схема однопівперіодного випрямляння

Схема однопівперіодного випрямляння (рис. 11.1) складається з мінімальної кількості елементів і входить як складова частина у більшість складніших випрямних схем.

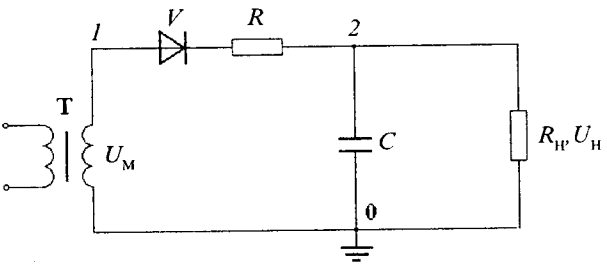


Рис. 11.1. Схема однопівперіодного випрямляча.

Осцилограми напруг у найхарактерніших точках схеми і струму в обмотці ВН трансформатора за синусоїдальної форми напруги у точці *1* при роботі схеми на навантажувальний опір $R_н$ показано на рис. 11.2.

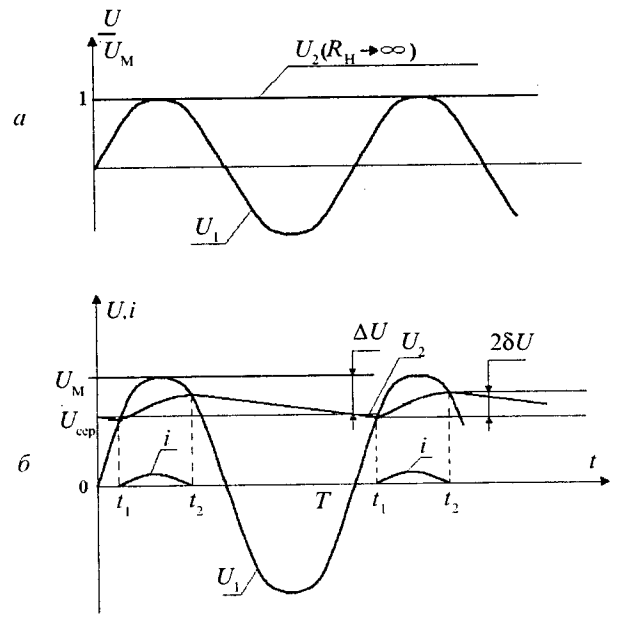


Рис. 11.2. Осцилограми потенціалів точок *1* і *2* схеми, показаної на рис. 11.1: *а* — у режимі холостого ходу; *б* — у навантажувальному режимі.

У режимі холостого ходу ($R_н \to \infty$) конденсатор C за відсутності саморозряду зарядиться до амплітудного значення — напруги на боці ВН ($U_м$) трансформатора Т (рис. 11.2,*а*).

Струмообмежувальний опір R вибирають, виходячи з умови $R = U_м/I_м$, де $I_м$ — короткочасно допустимий прямий струм діода V. У навантажувальному режимі діод відкритий в інтервалах $t_2 - t_1$, коли потенціал анода діода вищий за потенціал катода. Падіння напруги на резисторі R перешкоджає зарядці конденсатора на період часу $t_2 - t_1$ до напруги $U_м$. На час, що залишається протягом кожного періоду, діод закритий, і конденсатор C розряджається на опір навантаження $R_н$, що призводить до пульсації випрямленої напруги з частотою живильної мережі.

Напруга на діоді у режимі холостого ходу (різниця потенціалів $U_2 - U_1$, рис. 11.2,*а*) пульсує від нуля до $2U_м$. Виходячи з цього, зворотна напруга діода має перевищувати $2U_м$. Робочу напругу конденсатора вибирають такою, що дорівнює $U_м$. У навантажувальному режимі сталь магнітопроводу підмагнічується постійною складовою магнітного потоку, що слід враховувати під час вибору потужності трансформатора. Частота пульсації вихідної напруги збігається з частотою мережі. Схема допускає одночасне заземлення обмотки ВН трансформатора і навантаження.

Вихідний опір джерела напруги має бути мінімальним. У протилежному разі навантажувальна характеристика $U_н = f(I_н)$ спадає при зростанні сили струму навантаження (зменшення $R_н$). Внутрішнє падіння напруги в однопівперіодній випрямній схемі

$$\Delta U = U_м - U_{сер} = U_м(1 - U_{сер}/U_м)$$

визначають за допомогою номограми (рис. 11.3) залежно від добутку $\omega R_н C$ і відношення $R/R_н$.

З аналізу кривих рис. 11.3 випливає, що рівність амплітудного значення напруги обмотки ВН трансформатора і напруги на навантаженні виконується, якщо $\omega R_н C \geqslant 400$ та $R/R_н \leqslant 0{,}0005$, де значення $R_н$ наведені в [Ом]; C — в [Ф]; ω — в [$с^{-1}$]. На перший погляд здається, що схему однопівперіодного випрямляння з ємнісним виходом можна використати як джерело пульсуючої напруги, якщо навантаження приєднати паралельно діоду згідно з рис. 11.4.

Проте через значний вихідний опір, сумірний із внутрішнім опором закритого діода, ця схема з високоомним навантаженням застосовується доволі обмежено.

Як відомо, заземлення будь-якої точки ізольованої системи електроживлення не змінює напругу і силу струму навантаження.

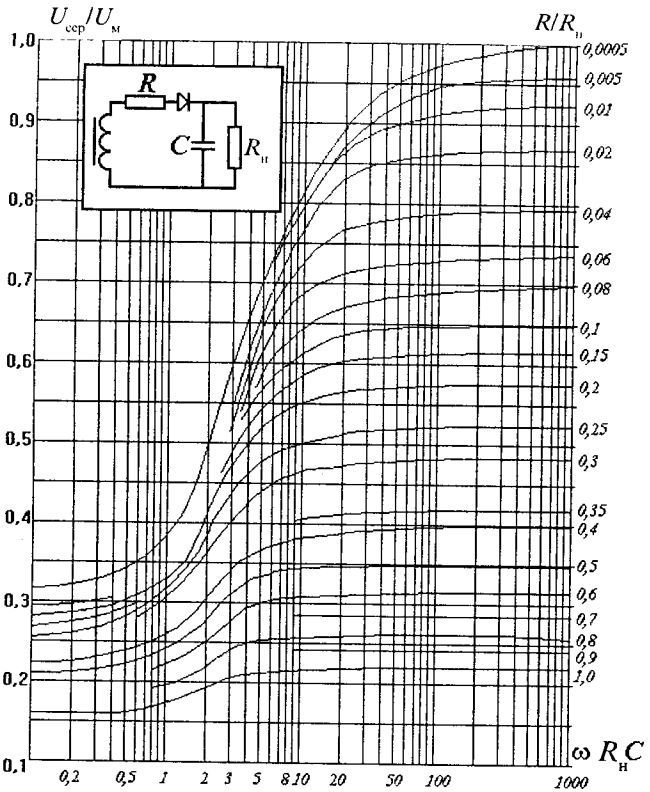


Рис. 11.3. Номограма до визначення внутрішнього падіння напруги у схемі рис. 11.1.

Однак при цьому не слід забувати, що від місця заземлення системи залежать потенціали інших її вузлів. Якщо до схеми однопівперіодного випрямляча (див. рис. 11.1) замість напівпровідникового діода ввімкнути випрямлювальну лампу — кенотрон, його катод опиниться під високим потенціалом. Проблема живлення розжарення кенотрона у цьому разі полягає у подачі під високий потенціал $U_н$ невеликої (6—8 В) різниці потенціалів, що виконують за допомогою спеціального знижувального трансформатора

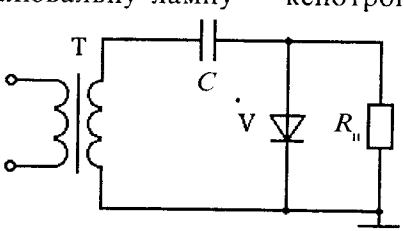
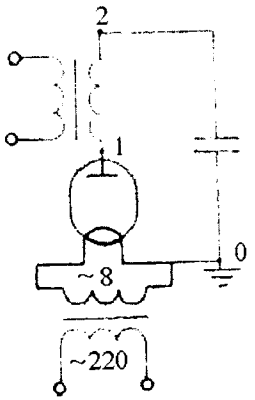


Рис. 11.4. Схема джерела пульсуючої напруги з великим вихідним опором.

а



б

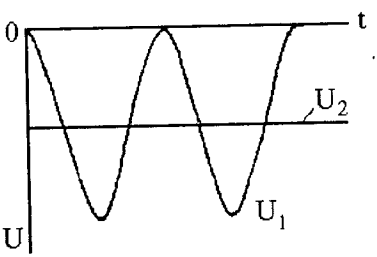


Рис 11.5. Схема вмикання кенотрона у нейтраль трансформатора (*а*) та осцилограми потенціалів точок *1* і *2* (*б*).

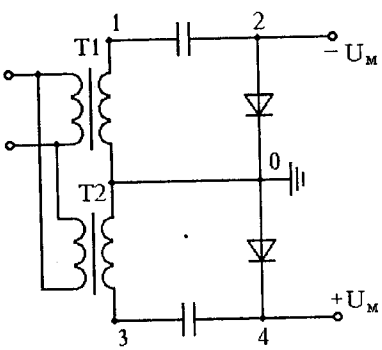


Рис. 11.6. Послідовне з'єднання двох схем пульсуючої напруги.

розжарення, головну ізоляцію якого розраховують на напругу $U_{н}$.

На рис. 11.5,*а* показано схему, в якій розжарення кенотрона здійснюється за допомогою низьковольтного знижувального трансформатора 220/8 В, а на рис. 11.5,*б* — осцилограми потенціалів точок *1* і *2* схеми.

Для живлення високоомного навантаження напругою $\pm U_{м}$ дві однопівперіодні схеми вмикають послідовно (рис. 11.6).

За узгодженого вмикання трансформаторів вихідна напруга у режимі холостого ходу пульсує від нуля до $4U_{м}$. На рис. 11.6 трансформатори T1 і T2 ввімкнуто зустрічно, і напруга на виході становить $2U_{м}$.

11.2.2. Схеми двопівперіодного випрямляння

Місткову схему (схему Гретца) двопівперіодного випрямляння та осцилограми потенціалів її характерних точок зображено на рис. 11.7, а схему та осцилограми для двопівперіодної схеми з виведеною середньою точкою трансформатора — на рис. 11.8.

Обом схемам властиві такі переваги: подвоєна порівняно з частотою живильної мережі частота пульсації випрямленої напруги; відсутність підмагнічування сталі трансформатора постійним магнітним потоком; малий вихідний опір; по суті, однакова кількість

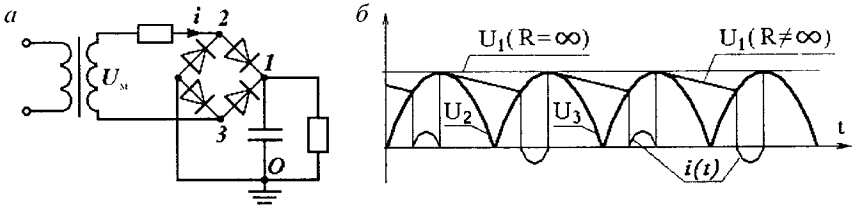


Рис. 11.7. Місткова схема двопівперіодного випрямляння (*а*) та осцилограми потенціалів вузлових точок (*б*).

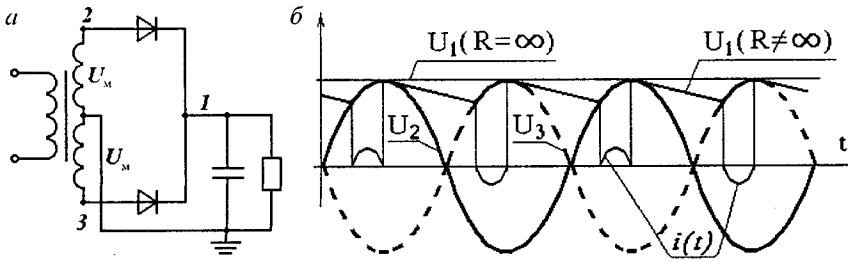


Рис. 11.8. Схеми двопівперіодного випрямляча із заземленою середньою точкою вторинної обмотки трансформатора (*а*) та осцилограми потенціалів вузлових точок (*б*).

діодів, оскільки у схемі, рис. 11.7, вони працюють під дією напруги, що змінюється від нуля до $U_м$, а зворотна напруга діодів у схемі рис. 11.8 має перевищувати $2U_м$.

За рівності напруг $U_м$ обмотка ВН трансформатора рис. 11.8 містить подвоєну кількість витків порівняно з кількістю витків обмотки ВН трансформатора рис. 11.7, але вона виконана проводом меншого перерізу.

Недолік місткової схеми (рис. 11.7) у тому, що її не можна компонувати з трансформатором типу ИОМ.

11.2.3. Схеми подвоєння напруги

Двотактна схема подвоєння напруги (рис. 11.9) дає можливість одержати симетричну напругу $\pm U_м$ відносно заземленої точки.

Підзарядка конденсаторів, увімкнених у схему, відбувається у різні півперіоди живильної мережі. Як випливає з осцилограми, показаної на рис. 11.9,*б*, у режимі холостого ходу зворотна напруга, прикладена до закритих діодів, дорівнює $2U_м$. Конденсатори заряджаються до напруги $U_м$. Підмагнічування сталі магнітопрово-

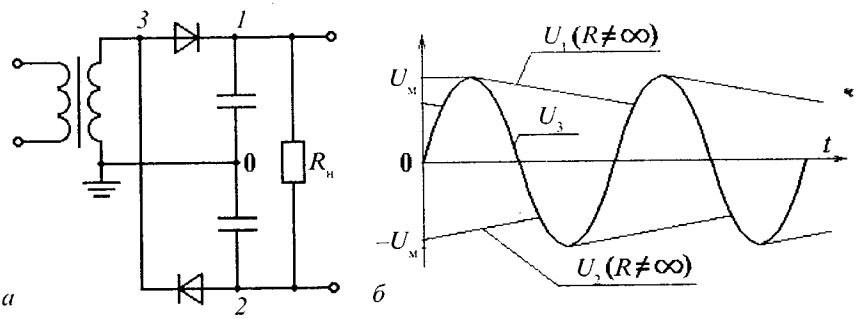


Рис. 11.9. Двотактна схема подвоєння напруги (*а*) та осцилограми потенціалів вузлових точок (*б*).

ду постійним магнітним потоком відсутнє. Про внутрішнє падіння напруги можна судити за кривими з номограми рис. 11.10.

Якщо заземлення із точки 0 схеми перенести в точку *2*, головна ізоляція точки *3* (краю обмотки трансформатора) опиниться під дією напруги, пульсуючої від нуля до $2U_м$, що неприпустимо.

Якщо до попередньо зарядженого до напруги $U_м$ конденсатора підімкнути паралельно незаряджений конденсатор такої самої ємності, обидва вони будуть під напругою $0{,}5U_м$. Якщо після цього розірвати зв'язок між конденсаторами, знов зарядити один з них до напруги $U_м$ і з'єднати паралельно і зустрічно, то результуюча напруга

$$U = (C_1U_м + 0{,}5C_2U_м)/(C_1 + C_2). \qquad (11.1)$$

За рівності ємностей вона становить $0{,}75U_м$. Повторюючи подібні операції, удасться зарядити раніше незаряджений конденсатор до напруги $U_м$.

Подібні явища спостерігаються у схемі подвоєння напруги Грейнахера—Латура (рис. 11.11), яка дає можливість під час паралельного і зустрічного з'єднань конденсаторів додатково підзаряджати кожний з них від живильного трансформатора до напруги $0{,}5U_м$.

Припустимо, що заряджання конденсаторів схеми почалося у момент t_1, який відповідає початкові зростання потенціалу в точці *1* (рис. 11.12).

Відкривається діод V_1, і до моменту t_2 конденсатори рівної ємності $C_1 = C_2 = C$ зарядяться до напруги $0{,}5U_м$. У момент t_2, що відповідає амплітудному значенню потенціалу у точці *1*, діод V_1 закривається, оскільки за наступного зниження потенціалів

у точках *1* і *3* потенціал анода діода V_1 стає меншим за потенціал катода. Конденсатор C_2, зберігаючи здобутий заряд, залишається під напругою + $0{,}5U_м$. Потенціал точки *3* знижується зі збереженням різниці потенціалів на обкладках конденсатора C_1: $U_3 - U_1 = 0{,}5U_м$. У момент t_3 потенціал точки *3* стає нульовим, відкривається діод V_2 і починається перезаряджання конденсатора C_1 до моменту t_4, коли напруга на конденсаторі C_1, що дорівнює $(U_3 - U_1)$, стає рівною $U_м$. В інтервалі $t_1 - t_5$ обидва діоди закриті. Зростають потенціали точок *1* і *3* зі збереженням різниці потенціалів: $U_3 - U_1 = U_м$. У момент t_5 відкривається діод V_1 і залишається відкритим до моменту t_6, поки потенціал його анода вищий за потенціал катода. У момент t_6 конденсатор C_1 підзарядить конденсатор C_2 згідно з (11.1) до напруги 3/4 $U_м$, а трансформатор додатково підвищить потенціали точок *1* і *3* ще на $0{,}5U_м$. Закривається діод V_1, і конденсатор C_2 до моменту t_1 залишається зарядженим до напруги $0{,}75U_м$ + + $0{,}5U_м = 1{,}25U_м$.

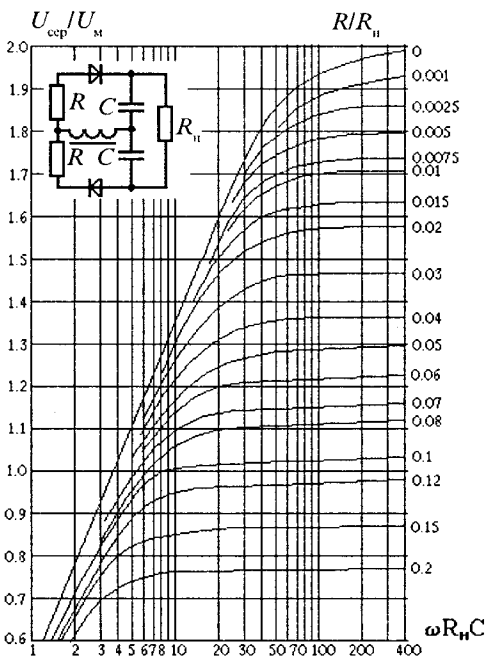


Рис. 11.10. Номограма внутрішнього падіння напруги у схемі, яка показана на рис. 11.9.

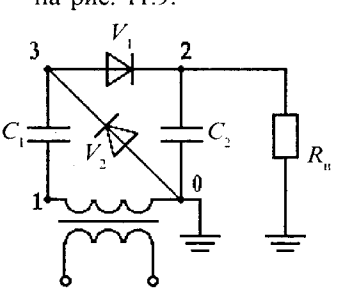


Рис. 11.11. Схема подвоєння напруги Грейнахера—Латура.

Аналогічно неважко довести, що в момент t_8 потенціал точки *2* досягне значення $(13/8)U_м$, у момент t_9 — значення $(29/16)U_м$. Так, під час переходу від одного періоду до іншого напруга конденсатора C_2 наближається до значення $2U_м$, а час відкритого стану діодів у режимі холостого ходу роботи схеми прямує

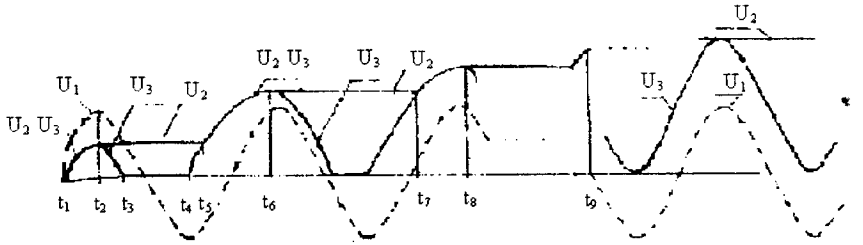


Рис. 11.12. Осцилограми потенціалів вузлових точок під час вмикання схеми (рис. 11.11).

до нуля. При цьому потенціал точки *3* пульсує від нуля до $2U_м$, конденсатор C_1 заряджається до напруги $U_м$, а конденсатор C_2 — до напруги $2U_м$. Зворотна напруга діодів має перевищувати $2U_м$. Для зміни полярності вихідної напруги слід перемкнути діоди.

Під час роботи на активне навантаження напруга $U_{сер}$ на виході схеми нижча за напругу холостого ходу U_2 на значення внутрішнього падіння напруги ΔU_{min} (рис. 11.13) і пульсує з амплітудою δU_{min}.

Середня напруга

$$U_{сер} = 2U_м - (\Delta U_{min} + \delta U). \qquad (11.2)$$

У час t_1 через відкритий діод V_1, трансформатор і конденсатор C_1 передається заряд Q_1, частина якого Q_2 надходить до конденсатора C_2, у результаті чого потенціал точки *2* зростає на $2\delta U$, а друга частина заряду ΔQ передається навантаженню. У час t_2 обидва діоди закриті, конденсатор C_2 віддає навантаженню раніше набутий заряд Q_2, і напруга U_2 знижується на $2\delta U$.

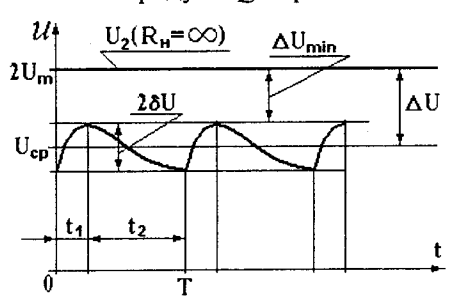


Рис. 11.13. Осцилограма вихідної напруги у схемі рис. 11.11.

Отже, за період коливань живильної мережі $T=1/f$ по навантажувальному опору протікає струм $I_{сер} = Q_1 f$ й подвоєна амплітуда пульсації вихідної напруги дорівнює [В]:

$$2\delta U = Q_2/C_2, .$$

Під час переходу від одного періоду до іншого у конденсаторах схеми не відбувається монотонного накопичення або зниження заряду. Отже, переданий конденсатором C_1 у час t_1 заряд Q_1 повертається до нього від мережі (трансформатора) під час відкритого стану діода V_2. Проте коли конденсатор C_1 віддає заряд Q_1, напруга на ньому знижується до $\Delta U_{min} = Q_1/C_1 = I_{сер}/fC_1$.

Згідно з рис. 11.13

$$\Delta U = (I_{сер}/fC_1) + (Q_2/2 \cdot C_2).$$

Середнє значення внутрішнього падіння напруги ΔU за умови нехтування зарядом ΔQ і рівності ємностей $C_1 = C_2 = C$ становитиме:

$$\Delta U = 1{,}5I_{сер}/fC, \qquad (11.3)$$

а амплітуда пульсації вихідної напруги

$$\delta U = I_{сер}/2fC. \qquad (11.4)$$

Перевага схеми, яку показано на рис. 11.11, полягає у можливості одночасного заземлення однієї точки обмотки ВН трансформатора та однієї точки випробовуваного об'єкта.

Недоліки схеми — більший вихідний опір, ніж у схемі рис. 11.9, потреба вибору конденсатора C_2 на напругу $2U_м$, пульсація вихідної напруги не з подвоєною частотою мережі, а з частотою мережі.

11.2.4. Схема потроєння напруги

Схему потроєння напруги показано на рис. 11.14.

Коли верхній за схемою кінець обмотки трансформатора (точка *1*) має позитивний потенціал порівняно з точкою *4*, обидва діоди і конденсатори C_1 і C_2 заряджаються до максимальної напруги обмотки ВН трансформатора із середньою заземленою точкою. Нехтуючи падінням напруги на відкритих діодах і струмообмежувальних резисторах (на схемі не показано), можна вважати, що вихідна напруга у цей момент дорівнює напрузі живильного трансформатора.

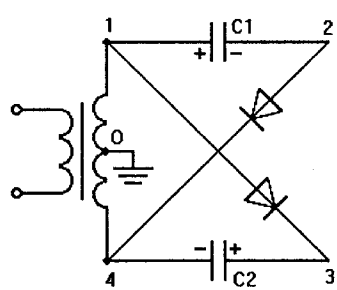


Рис. 11.14. Схема потроєння напруги.

Під час наступного півперіоду діоди закриті, і напруга на виході, що дорівнює сумі напруг обмотки ВН трансформатора і двох заряджених конденсаторів, досягає значення $3U_м$. Крива симетричної напруги на виході схеми у режимі холостого ходу визначається за формулою:

$$U = U_m(2+\sin \omega t).$$

Осцилограми потенціалів вузлових точок схеми показано на рис. 11.15.

Якщо дві схеми потроєння напруги з'єднати послідовно (рис. 11.16), то можливі два режими:

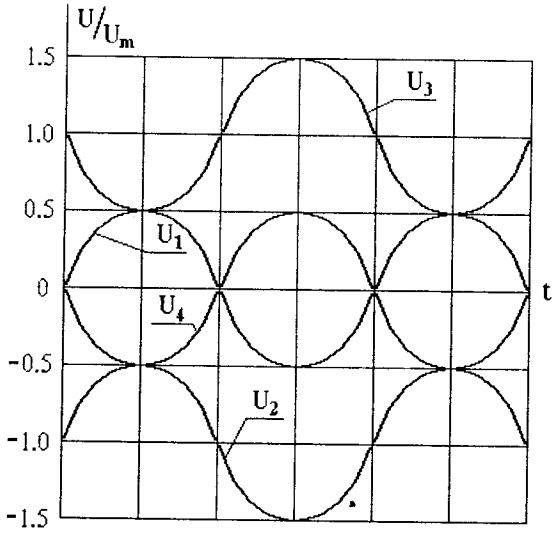


Рис. 11.15. Осцилограми потенціалів вузлових точок схеми рис. 11.14.

1) за узгодженого з'єднання обмоток трансформаторів (рис. 11.16,*а*) напруга на виході схеми у режимі холостого ходу пульсує від $2U_м$ до $6U_м$:

$$U = 2U_m(2 + \sin \omega t),$$

2) за зустрічного (рис. 11.16,*б*) напруга на виході схеми

$$U = U_m(2+\sin \omega t) + U_m(2 - \sin \omega t) = 4U_m.$$

Застосування схем, які зображені на рис. 11.14 і 11.16, обмежене через їх великий вихідний опір.

11.3. Каскадні генератори постійної високої напруги.

Принципові схеми можливих каскадних з'єднань найпростіших випрямних пристроїв, що дають змогу без пошкоджень ізоляції джерела, яке їх живить, одержувати на виході напругу, що дорівнює сумі напруг окремих пристроїв, показано на рис. 11.17.

Каскадні генератори живляться від електромережі, індивідуального синхронного генератора або інвертора через регулятор напруги *1*. В усіх схемах найпростіші випрямні пристрої 2 з'єднано послідовно. Один кінець ланцюжка випрямлячів заземлюється, а до протилежного кінця приєднується навантаження. Живлення випрямлячів від підвищувального високовольтного трансформатора Т здійснюється або послідовно (рис. 11.17,*а*), або паралельно (рис. 11.17,*б*—*е*).

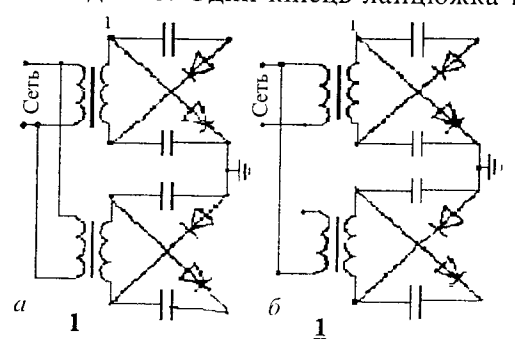


Рис. 11.16. Послідовне з'єднання двох схем.

У схемах, зображених на рис. 11.17,*а*,*в*, передбачено ємнісну розв'язку по

високій постійній напрузі, а в схемах рис. 11.17,*г*—*е* — індуктивну. У схемі рис. 11.17,*б* індуктивна розв'язка здійснюється за допомогою розділових трансформаторів $T_р$, а в схемах, зображених на рис. 11.17,*г*,*д*, обмотку ВН трансформатора Т поділено на кілька секцій, кожна з яких з'єднується з випрямним пристроєм.

Окремі секції обмотки ВН об'єднано спільним магнітним потоком. Але якщо секції обмотки ВН трансформатора (рис. 11.17,*г*) ізолюються від магнітопроводу й обмотки НН на повну випрямлену напругу, то магнітопровід трансформатора (рис. 11.17,*д*) розрізано на ізольовані одна від одної галети, гальванічно з'єднані з

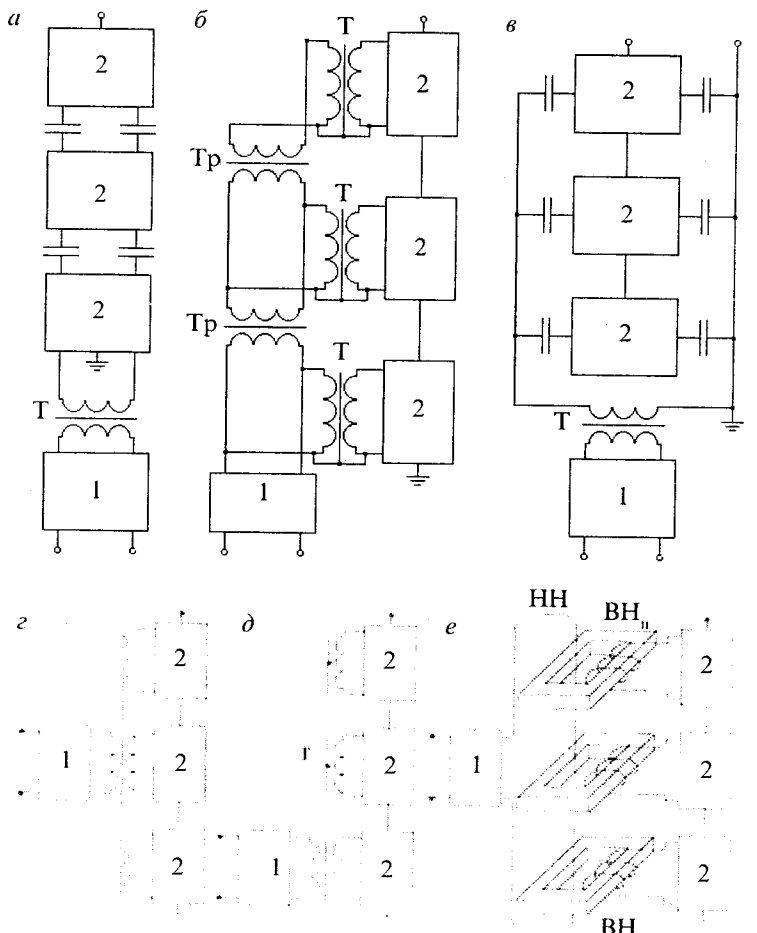


Рис. 11.17. Блок-схеми каскадних генераторів високої постійної напруги.

відповідними випрямлячами. Плівкова ізоляція, прокладена між галетами магнітопроводу, виконує функції головної ізоляції трансформатора. В установці, що показана на рис. 11.17*е*, зв'язуючою ланкою елементів, утворених замкненими магнітопроводами і розміщеними на них секціями обмотки ВН, є спільні ампер-витки обмотки НН, які ізольовано на повну вихідну напругу.

Основними параметрами генератора постійної високої напруги (КГПВН) є номінальна напруга $U_н$, номінальний випрямлений струм $I_{сер}$, номінальна потужність і кількість ступенів n каскаду. Якість КГПВН оцінюється за його ККД, а також за значеннями внутрішнього падіння напруги ΔU і пульсації вихідної напруги δU у навантажувальному режимі роботи.

11.3.1. Класична схема КГПВН

Першу схему КГПВН, що набула широкого застосування, запропонував Г. Грейнахер у 1920 р. [1]. Д. Кокрофт і Е. Уолтон у 1930 р. провели перші дослідження ядерних реакцій [2] і 1932 р. опублікували опис каскадного генератора на напругу 800 кВ, складеного за схемою Г. Грейнахера [3].

Класичну схему КГПВН наведено на рис. 11.18.

Такий КГПВН являє собою послідовне з'єднання схем подвоєння напруги (див. рис. 11.11), що живляться від одного трансформатора, розміщеного на нульовому потенціалі.

У підрозділі 11.2 показано, що у режимі холостого ходу потенціал точки *2* змінюється у часі і становить $2U_м$, де $U_м$ — амплітуда напруги обмотки ВН трансформатора, а потенціал точки *3* пульсує з частотою живильної мережі від нуля до $2U_м$.

На вхід нижнього ступеня каскаду подано напругу обмотки ВН трансформатора U_{10}, причому потенціал точки 0 не залежить від часу, а потенціал точки *1* змінюється в часі від плюс $U_м$ до мінус $U_м$, тобто максимальна різниця потенціалів у точці *1* становить $2U_м$.

Аналогія у характері зміни потенціалів на вході та виході першого (нижнього) (рис. 11.18,*а*) ступеня каскаду дає можливість стверджувати, що за відсутності витоків зарядів на виході другого ступеня каскаду в точці *4* потенціал зросте у 4 рази, потенціал точки *5* змінюватиметься від $2U_м$ (відкрито діод 2—5) до $4U_м$ (відкрито діод 5—4), а на виході n-ступінчастого каскаду постійна у часі напруга в режимі холостого ходу буде дорівнювати:

$$U_х = U_{2n} = 2nU_м. \qquad (11.5)$$

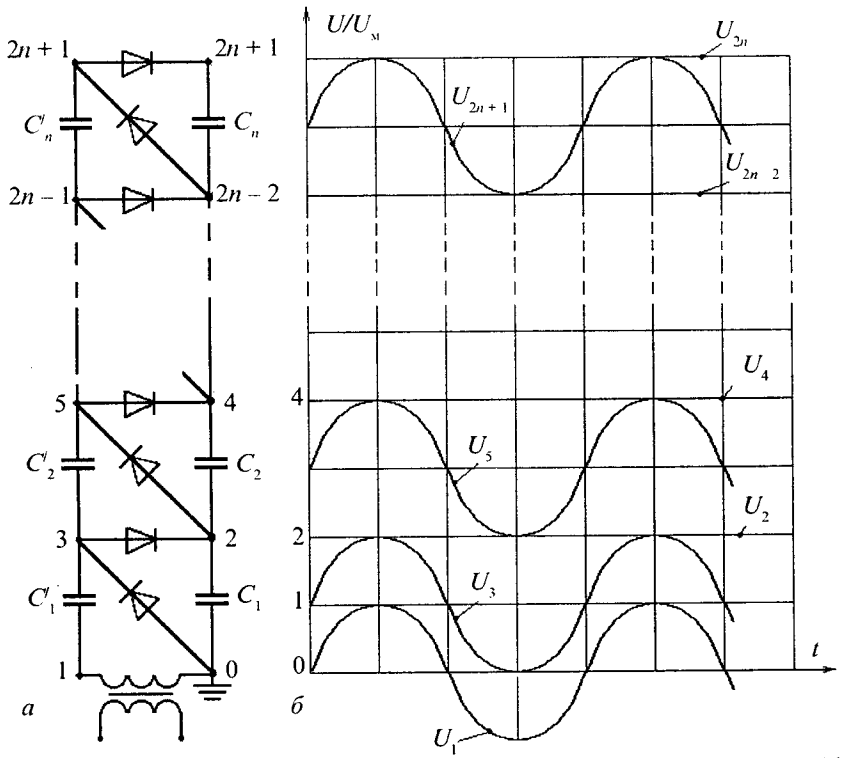


Рис. 11.18. Схема Грейнахера (*а*) і осцилограми потенціалів вузлових точок (*б*).

Осцилограми зміни в часі потенціалів вузлових точок каскаду зображено на рис. 11.18,*б*. З їх аналізу випливають такі висновки.

1) Усі конденсатори схеми, крім C_1, мають вибиратися з умови тривалої роботи при напрузі $2U_м$. Конденсатор C_1 вибирається на напругу $U_м$.

2) Зворотна напруга діодів має перевищувати $2U_м$, оскільки всі вони перебувають під дією різниці потенціалів, яка пульсує від нуля до $2U_м$.

3) На правій колоні конденсаторів (рис. 11.18), крім постійної напруги $2nU_м$ у точці $2n$, виникають потенціали, кратні двом ($2U_м$; $4U_м$; $6U_м$), які забезпечують примусовий і рівномірний розподіл напруги по висоті генератора, що сприяє зменшенню його габаритних розмірів.

4) Для зміни полярності постійних потенціалів парних точок схеми з додатного на від'ємний слід перемикати всі діоди.

5) Якщо перенести заземлення з точки 0 в точку *1*, то напруга на виході КГПВН (у точці $2n+1$) дорівнюватиме $(2n-1)U_м$.

6) Після вимикання трансформатора з мережі всі конденсатори схеми слід розрядити.

11.3.1.1. Навантажувальний режим роботи класичної схеми

Якщо до виходу КГПВН (рис. 11.19) підімкнути активне навантаження, то заряд, який воно дістає від генератора під час кожного періоду, за додержання умови стабільної роботи має поповнюватися живильним трансформатором і, крім того, від одного періоду до іншого в окремих конденсаторах не повинно відбуватися монотонного накопичення або зменшення зарядів, бо це призвело б до наростання або зниження напруги на обкладках цих конденсаторів.

Тонкими лініями на рис. 11.19 позначено замкнені кола зарядних і розрядних струмів, що протікають у різні періоди по конденсаторах довільного *i*-го ступеня каскаду і живильному трансформатору.

Коли відкриті горизонтальні діоди (потенціал у точці *1* на виході обмотки ВН трансформатора близький до значення $+U_м$), відбувається підзарядка конденсаторів правої колони, а коли відкриті похилі діоди (потенціал точки *1* близький до $-U_м$), конденсатори правої колони разом з трансформатором компенсують заряди, віддані перед цим конденсаторами лівої колони.

Докладніше навантажувальний режим роботи схеми зручно аналізувати, користуючись осцилограмою вихідної напруги U_{2n} (потенціалу точки $2n$), яку показано на рис. 11.20.

З порівняння зміни потенціалу U_{2n} з незмінною в часі напругою холостого ходу $2nU_м$ випливає, що у навантажувальному режимі на внутрішніх реактивностях і резисторах каскаду спостерігається середнє падіння напруги ΔU. Форма вихідної напруги визначається сумою середнього значення випрямленої напруги $U_{сер}$ і несинусоїдальної релаксаційної накладки, амплітуда якої дорівнює δU, а значення періоду збігається зі значенням періоду живильної мережі.

Форма накладених на напругу $U_{сер}$ коливань визначається тим, що під час t_1, коли потенціал точки *1* близький до $U_м$ і відкриті горизонтальні діоди, конденсатори лівої колони разом з трансформатором дозаряджають конденсатори правої колони (рис. 11.19). Через верхній горизонтальний вентиль проходить заряд Q_1, одна частина якого Q_2 замикається по конденсаторах правої колони,

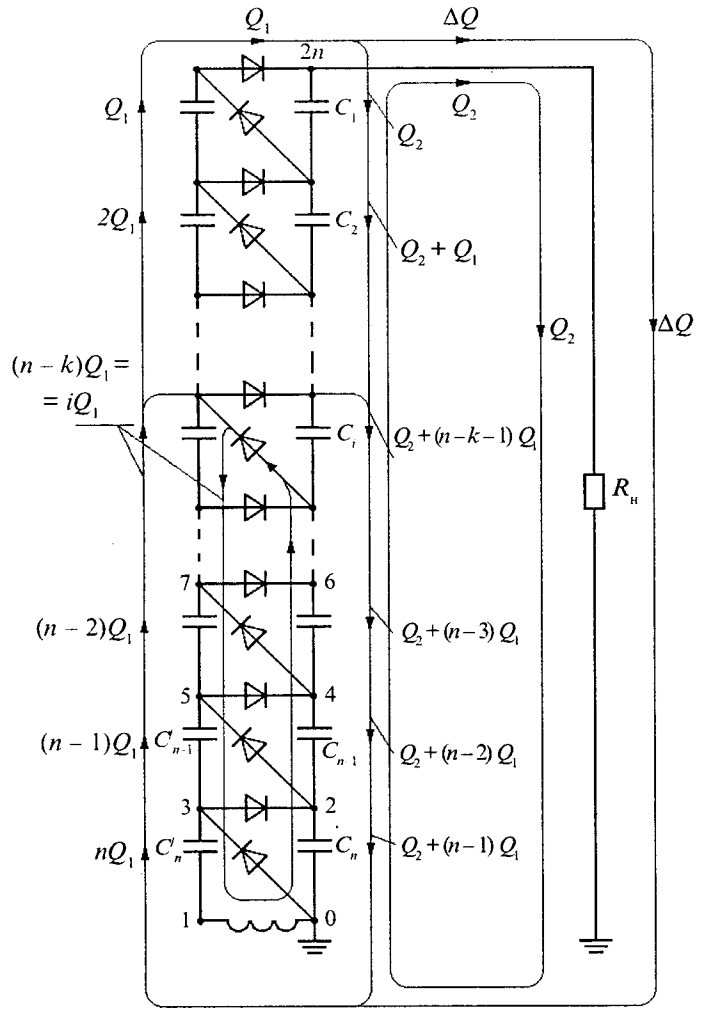


Рис. 11.19. Поширення зарядів у навантажувальному режимі схеми Грейнахера.

а друга частина ΔQ передається навантаженню. Напруга на навантаженні U_{2n} зростає до значення $2nU_м - \Delta U_{min}$ на величину $2\delta U$, тобто подвоєну амплітуду пульсації.

Нумерувати каскади прийнято зверху донизу. Якщо на схемі, зображеній на рис. 11.19, провести траєкторії всіх струмів, що протікають у момент t_1 через горизонтальні діоди, то стане зрозуміло,

що нижній лівий конденсатор C_n' віддає заряд nQ_1, а правий нижній C_n водночас отримує заряд $Q_2 + (n-1)\cdot Q_1$.

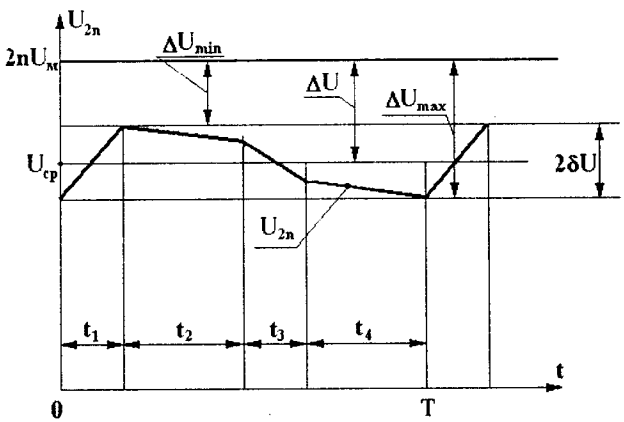


Рис. 11.20. Осцилограма вихідної напруги у схемі рис. 11.18,*а*.

Напруга у точці *1* після досягнення амплітудного значення починає знижуватися (закінчився інтервал часу t_1). Закриваються горизонтальні діоди і залишаються закритими до початку наступного періоду пульсації, а за час $t_2 + t_3 + t_4$, що залишився до початку нового періоду, права колона конденсаторів розряджається на навантажувальний резистор $R_н$ і передає навантаженню набутий у момент t_1 заряд Q_2.

Отже, за період T по навантаженню протікає струм

$$I_{сер} = Q_1/T = Q_1 f, \qquad (11.6)$$

де f — частота живильної мережі.

Підвищена крутизна зниження напруги U_{2n} у момент t_3, коли напруга U_1 наближається до значення $-U_м$, пояснюється компенсацією зарядів лівої колони конденсаторів через відкриті похилі діоди. Водночас трансформатор передає конденсатору C_n' заряд, що дорівнює Q_1 кулонів, компенсуючи заряд, який генератор за один період віддав навантаженню.

Струм в обмотці трансформатора має форму коротких сплесків і протікає двічі за період. Позитивний сплеск струму супроводжується перенесенням заряду nQ_1.

Величини зарядів, що проходять окремими конденсаторами обох колон, позначено на рис. 11.19. Струми через конденсатори протікають також двічі за період, а струми по горизонтальних і похилих діодах схеми — один раз за період, але в різний час, переносячи заряди, що дорівнюють Q_1. Найбільші струми протікають по конденсаторах нижнього n-го ступеня та обмотці ВН трансформатора. Підмагнічування магнітопроводу трансформатора постійною складовою магнітного потоку не спостерігається.

11.3.1.2. Методика визначення амплітуди пульсації і середнього значення падіння напруги

Формули для δU і ΔU виводять, додержуючись ряду спрощень, цілком виправданих для потужних каскадних схем. У розрахунках не враховуються падіння напруг на відкритих діодах, індуктивності розсіювання та активні опори обмотки ВН трансформатора і струмообмежувальних резисторів, які ввімкнуті послідовно з діодами. На першому етапі розрахунку нехтують витоками зарядів через паразитні ємності між конструктивними елементами схеми. Передбачається рівність ємностей робочих конденсаторів.

Як зазначалося, за час t_1 конденсатори правої колони дістають додаткові заряди: від $Q_2 + (n-1)Q_1$ (правий конденсатор нижнього ступеня) до Q_2 (правий конденсатор верхнього ступеня), і напруга на навантаженні зростає на $2\delta U$. При цьому напруга на конденсаторі C_n підвищується на $[Q_2 + (n-1)Q_1]/C$ вольтів, напруга на конденсаторі C_1 — на Q_2/C вольтів, а на довільному i-му конденсаторі за умови відліку від верхнього ступеня напруга зростає на $[Q_2 + (n-k-1)Q_1]/C = [Q_2 + (i-1)Q_1]/C$ вольтів. (Як видно з рис. 11.19, $i = n-k$.)

Подвоєна амплітуда пульсації дорівнює сумі додаткових напруг, набутих у процесі підзаряду за час t_1 усіма конденсаторами правої колони:

$$2\delta U = \frac{1}{C}\sum_{i=1}^{n}[Q_2 + (i-1)Q_1] = \frac{nQ_2}{C} + \frac{Q_1}{C}\left(\frac{n^2}{2} + \frac{n}{2} - n\right).$$

Беручи до уваги рівність $Q_1 = Q_2 + \Delta Q = I_{сер}/f$; $\Delta Q = I_{сер} \cdot t_1$, остаточно дістаємо:

$$\delta U = [I_{сер} n(n+1)/4fC] - nI_{сер}t_1/2C, \qquad (11.7)$$

де одиниці вимірювання: C — мкФ; $I_{сер}$ — мА; δU — кВ.

Звичайно другою складовою в (11.7) нехтують у зв'язку з невеликим значенням часу t_1.

Якщо за допомогою осцилографа виміряти амплітуди пульсації напруги на правих конденсаторах окремих ступенів каскаду, то можна переконатися, що максимальний внесок у результуючу амплітуду $(I_{сер}/4fC)n(n+1)$ робить нижній, найближчий до трансформатора ступінь.

Методика розрахунку внутрішнього падіння напруги полягає у визначенні падіння напруги на окремих ступенях генератора, починаючи з n-го, виведенні формули $\Delta U_{i\max}$ найбільшого падіння напруги на конденсаторі C_{n-k} i-го ступеня та підсумовуванні внутрішніх падінь напруги за формулою:

$$\Delta U_{max} = \sum_{i=1}^{n} \Delta U_{imax}. \qquad (11.8)$$

Середнє значення падіння напруги відповідно до рис. 11.20,

$$\Delta U = \Delta U_{max} - \delta U. \qquad (11.9)$$

Починаючи розрахунок падіння напруги ΔU, нагадаємо, що до кінця інтервалу t_3, під час якого були відкриті похилі діоди, конденсатор C'_n від розміщених вище конденсаторів лівої колони отримав заряд $(n-1)Q$, а від трансформатора — заряд Q_1, разом nQ_1 кулонів, зарядився до амплітудного значення напруги обмотки ВН трансформатора $U_м$ і зберігає його до кінця періоду, оскільки у момент t_4 усі діоди закриті.

У момент t_1 наступного періоду відкриті горизонтальні за схемою діоди, конденсатор C'_n віддає схемі раніше набутий заряд, а напруга, до якої зарядиться конденсатор C_n, буде нижчою за $2U_м$ на nQ_1/C — падіння напруги на конденсаторі C'_n.

На час t_2 всі діоди закриті, і права колона конденсаторів, у тому числі й конденсатор C_n віддає навантаженню заряд $I_{сер}\,t_2$, внаслідок чого падіння напруги на C_n стає таким:

$$(nQ_1/C)+(I_{сер}t_2/C).$$

Відкриваються похилі діоди (час t_3), і конденсатор C_n віддає схемі заряд $(n-1)Q_1$, а навантаженню — заряд $I_{сер}t_3$. Наприкінці інтервалу t_3 напруга на конденсаторах C_n і C_{n-1} (рівність напруг забезпечується відкритими похилими діодами) знижується на величину

$$(nQ_1/C)+(n-1)(Q_1/C) + (I_{сер}/C)(t_2 - t_3).$$

У момент t_4 знову закритими є всі діоди. На конденсаторі C_{n-1} до початку наступного (третього) періоду зберігається падіння напруги $[nQ_1+(n-1)Q_1 + I_{сер}(t_2 - t_3)]/C$, а падіння напруги на конденсаторі C_n до початку третього періоду зростає на $I_{сер}t_4/C$ за рахунок протікання струму навантажування:

$$\Delta U_{nmax} = [nQ_1 + (n-1)Q_1 + Q_2]/C, \qquad (11.10)$$

де $Q_2 = I_{сер}(t_2+t_3+t_4)$.

Результати розрахунку падінь напруг на конденсаторах C_{n-1}, C_{n-2} наведені у табл. 11.1.

Перепишемо вираз падіння напруги на конденсаторі C_{n-2}, що спостерігається наприкінці четвертого періоду, тобто значення максимального падіння напруги на цьому конденсаторі, враховуючи, що

$$I_{сер}t_4+3I_{сер}(t_2+t_3) = Q_2 + 2I_{сер}(t_2 + t_3);$$

$$\Delta U_{(n-2)max} = [nQ_1 + 2Q_1(n-1)+2Q_1(n-2)+(n-3)Q_1 + 2I_{сер}(t_2 + t_3)+ Q_2]/C.$$

Прослідковуючи закономірність зростання падіння напруги на конденсаторах окремих каскадів у міру їх віддалення від трансфор-

Таблиця 11.1

Падіння напруг на конденсаторах C_{n-1}, C_{n-2}

Період	Інтервал	ΔU_{n-1}:ΔU_{n-2}	
3	t_1	$\Delta U_{n-1}=\Delta U_{n-1}'=[nQ_1+2Q_1(n-1)+I_{сер}(t_2+t_3)]/C$	(11.11)
	t_2	$\Delta U_{n-1}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+I_{сер}(t_2+t_3)+I_{сер}t_2]/C$	
	t_3	$\Delta U_{n-1}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+2I_{сер}(t_2+t_3)+(n-2)Q_1]/C$	
	t_4	$\Delta U_{n-1}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+2I_{сер}(t_2+t_3)+(n-2)Q_1+I_{сер}t_4]/C$	

Період	Інтервал	ΔU_{n-1}:ΔU_{n-2}	
4	t_1	$\Delta U_{n-2}=\Delta U'_{n-2}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+2I_{сер}(t_2+t_3)+2Q_1(n-2)]/C$	(11.12)
	t_2	$\Delta U_{n-2}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+2Q_1(n-2)+2I_{сер}(t_2+t_3)+I_{сер}t_2]/C$	
	t_3	$\Delta U_{n-2}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+2Q_1(n-2)+3I_{сер}(t_2+t_3)+(n-3)Q_1]/C$	
	t_4	$\Delta U_{n-2}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+2Q_1(n-2)+3I_{сер}(t_2+t_3)+(n-3)Q_1+I_{сер}t_4]/C$	

матора, максимальне падіння напруги на виході каскаду записуємо у вигляді

$$\Delta U_{(n-k)\max}=[nQ_1+2Q_1(n-1)+\ldots+2Q_1(n-k)+$$
$$+[n-(k+1)]Q_1+kI_{сер}(t_2+t_3)+Q_2]/C. \qquad (11.13)$$

Доповнимо праву частину одержаної рівності додатками $\pm nQ_1/C$ і визначимо суму $k+1$ членів арифметичної прогресії:

$$2Q_1[n+(n-1)+\ldots+(n-k)]/C=Q_1[(k+1)(2n-k)]/C.$$

З рівності $t_1 = t_3$ часу відкритого стану горизонтальних і похилих діодів за схемою рис. 11.20 випливає, що $t_2 + t_3 = 0{,}5T$, звідки

$$kI_{сер}(t_2+t_3)=kQ_1/2.$$

Врахуємо: $Q_2 = Q_1 - I_{сер}\, t_1$, і вираз (11.13) запишемо так:

$$\Delta U_{(n-k)\max}=Q_1[(k+1)(2n-k)-k/2]/C-I_{сер}t_1/C.$$

З рис. 11.19 випливає, що за умови нумерації каскадів зверху вниз, $i = n - k$. При цьому

$$\Delta U_{i\max}=Q_1[n^2+n/2-i^2+1{,}5i]-I_{сер}\,t_1/C.$$

При обчисленні максимального значення внутрішнього падіння напруги на виході n каскадного генератора користуються залежностями

$$\sum_{i=1}^{n} n=n^2;\quad \sum_{i=1}^{n} i=0{,}5n(n+1);\quad \sum_{i=1}^{n} i^2=n^3/3+n^2/2+n/6.$$

Згідно з (11.8)

$$\Delta U_{\max}=\sum_{i=1}^{n}\Delta U_{i\max}=I_{сер}(8n^3+9n^2+7n)/12fC-nI_{сер}t_1/C.$$

Середнє значення внутрішнього падіння напруги визначається згідно з (11.9) з урахуванням (11.7)

$$\Delta U = \Delta U_{max} - \delta U = I_{сер}(4n^3+3n^2+2n)/6fC - nI_{сер}t_1/C. \quad (11.14)$$

Через причину, названу при виведенні формули (11.7), другою складовою в (11.14) звичайно нехтують. Остаточно маємо:

$$U_{сер} = 2nU_м - \Delta U. \quad (11.15)$$

Внутрішнє падіння напруги є пропорційним кубу кількості каскадів. Порівнюючи вирази падіння напруги (11.10—11.12) на окремих ступенях каскаду в міру їх віддалення від трансформатора, можна переконатися в тому, що найбільше падіння напруги спостерігається на виході найвіддаленішого ступеня. Звідси випливає, що безмежне збільшення числа ступенів n неприпустиме, оскільки при цьому напруга на виході навантаженого генератора не тільки перестає зростати, а може й знижуватися.

Оптимальне число ступенів визначаємо з рівняння:

$$dU_{сер}/dn = 0. \quad (11.16)$$

Середнє значення випрямленої напруги, якщо знехтувати складовими $3n^2+2n$ у (11.14),

$$U_{сер} = 2nU_м - 2n^3 I_{сер}/3fC.$$

Згідно з (11.16) оптимальне число ступенів у класичній схемі каскадного генератора постійної високої напруги (КГПВН):

$$n_o = \sqrt{\frac{U_м fC}{I_{сер}}}, \quad (11.17)$$

де $U_м$ вимірюється у кВ; f — у Гц; C — у мкФ; $I_{сер}$ — в мА.

Приклад 11.1. КГПВН на струм $I_{сер}$ = 30 мА проектується на базі трансформатора ИОМ 100/100, f = 50 Гц, конденсаторів C = 0,4 мкФ, $U_{роб}$ = 200 кВ і діодів $U_{зв}$ = 200 кВ. Оптимальне число ступенів КГПВН:

$$n_o = \sqrt{\frac{100 \cdot 50 \cdot 0{,}4}{30}} \approx 8.$$

Визначити внесок у вихідну напругу генератора кожного наступного ступеня починаючи з n = 4 до n = 8.

За оптимального числа ступенів n = 8 напруга холостого ходу (11.5):

$$U_x = 2 \cdot 8 \cdot 100 = 1600 \text{ кВ}.$$

Падіння напруги (11.14):

$$\Delta U = \frac{30}{6 \cdot 50 \cdot 0{,}4}(4 \cdot 8^3 + 3 \cdot 8^2 + 2 \cdot 8) = 564 \text{ кВ}.$$

Середнє значення напруги на навантаженні (рис. 11.20) з виразу (11.15):

$$U_{сер} = U_x - \Delta U = 1036 \text{ кВ}.$$

Амплітуда пульсації вихідної напруги (рис. 11.20) з виразу (11.7):

$$\delta U = \frac{30}{4 \cdot 50 \cdot 0{,}4} 8 (8 + 1) = 27 \text{ кВ}.$$

Результати аналогічних розрахунків при n = 4—8 зведено до табл. 11.2.

Таблиця 11.2.

Вихідна напруга генератора при різній кількості ступенів *n*.

n	Напруга, кВ			
	U_{xx}	ΔU	$U_{сер}$	δU
4	800	78	722	7,5
5	1000	146	854	11
6	1200	246	954	16
7	1400	383	1017	21
8	1600	564	1036	27

З аналізу результатів розрахунку випливає, що недоцільно проектувати КГПВН з числом ступенів $n > 5$, оскільки у навантажувальному режимі сумарний внесок у вихідну напругу шостого, сьомого і восьмого ступенів 1036 – 854 = 182 кВ, а в режимі холостого ходу три додаткових ступені підвищують напругу проектованої установки на 600 кВ.

Збільшуючи частоту живильної мережі, можна зменшувати падіння напруги та її пульсацію. Наприклад, КГПВН Інституту трансформаторобудування (м.Запоріжжя) при U_x = 2,5 МВ, $I_{сер}$ = 200 мА забезпечується електропостачанням на частоті 2,5 кГц. Того ж самого ефекту досягають у досконаліших схемах генераторів.

11.3.1.3. Вплив паразитних ємностей на вихідну напругу КГПВН

Як джерело живлення малопотужних КГПВН доцільно використовувати статичні перетворювачі частоти. Зростання частоти живильної мережі сприяє збільшенню числа ступенів, зниженню пульсації і падінню вихідної напруги, а також дає можливість використання у схемах КГПВН конденсаторів зниженої ємності, значення яких стає сумірним з паразитною ємністю елементів схеми, що шунтує закриті діоди.

Струми, які протікають по паралельних ємностях, призводять до зростання пульсації вихідної напруги, додаткового навантажен-

ня джерела живлення схеми і помітного падіння напруги навіть у режимі холостого ходу.

На рис. 11.21 паразитні ємності $C_п$ увімкнено в схему двоступінчастого КГПВН.

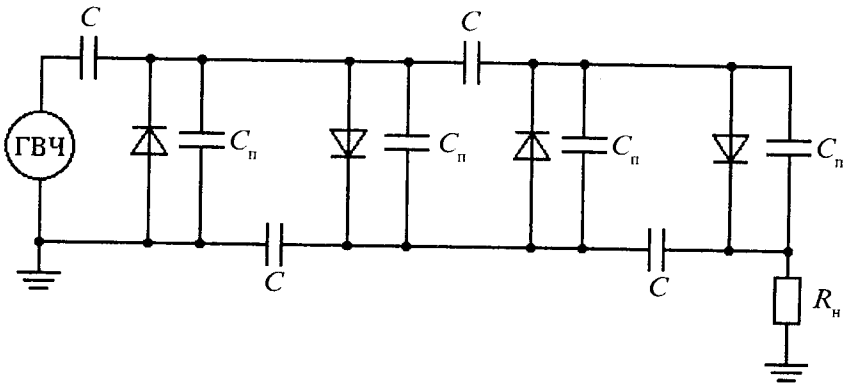


Рис. 11.21. Місце паразитних ємностей у схемі Грейнахера.

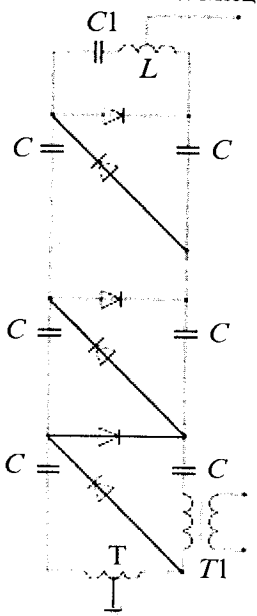


Рис. 11.22. Способи зниження пульсації вихідної напруги у схемі, яка показана на рис. 11.18,*а*.

Е. Еверхарт і П. Лорейн [4] рекомендують враховувати вплив паразитних ємностей на значення середньої випрямної напруги з допомогою коефіцієнта F, який не залежить від частоти

$$F=\frac{b}{2n}\,th\,\frac{2n}{b}, \qquad (11.18)$$

де $b = (C/C_п)^{0.5}$.

При цьому формула (11.15) набуває вигляду:

$$U_{сер} = (2nU_м - \Delta U)F. \qquad (11.19)$$

У схемах потужних КГПВН впливом $C_п$ на значення вихідної напруги можна знехтувати.

Вплив паразитних ємностей на збільшення амплітуди δU пульсації вихідної напруги і падіння напруги ΔU знижується за допомогою схемних рішень (наприклад, за схемою рис. 11.22).

Вольтододатковий трансформатор Т1 компенсує пульсацію напруги, а індуктивність L — ємнісні струми, що протікають

по обмотці ВН живильного трансформатора, і паразитні ємності, що шунтують діоди.

11.3.2. Схема А. К. Вальтера і В. Д. Синельникова

В Українському фізико-технічному інституті під керівництвом А. К. Вальтера і В. Д. Синельникова у 1934 р. було спроектовано і виготовлено чотириступінчастий каскад на напругу ± 400 кВ, схему якого показано на рис. 11.23.

Розміщення трансформатора у середині схеми не потребує підвищення його потужності. На відміну від схеми рис. 11.18, де один конденсатор *С*1-3 заряджається до напруги $U_м$, до такої ж напруги заряджаються два конденсатори — *С*5-7 і *С*5-3 схеми рис. 11.23. Проте основна перевага останньої схеми полягає у суттєвому зниженні падіння і пульсації вихідної напруги у навантажувальному режимі роботи.

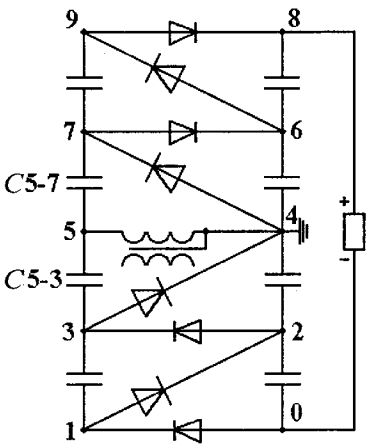


Рис. 11.23. Схема Вальтера і Синельникова.

Зміна в часі потенціалів вузлових точок схеми рис. 11.23 у режимі холостого ходу показано на рис. 11.24, а осцилограми напруг у точках *8* і 0 при роботі схеми на навантаження — на рис. 11.25.

У момент t_1, коли напруга обмотки ВН трансформатора U_5 наближається до додатного максимуму $U_5 \leqslant U_м$, створю-

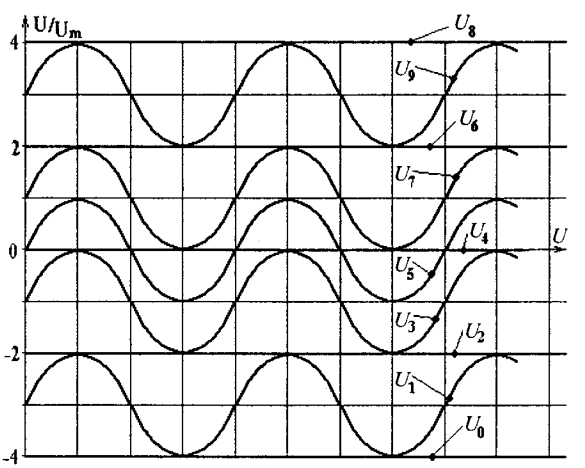


Рис. 11.24. Осцилограми потенціалів вузлових точок схеми рис. 11.23 у режимі холостого ходу.

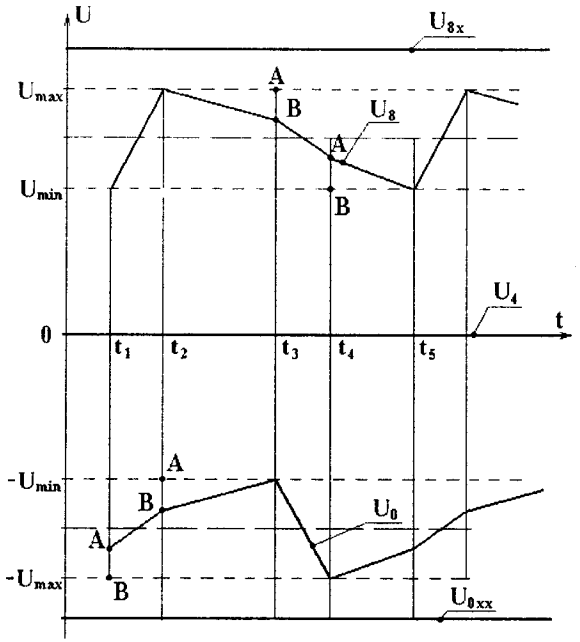


Рис. 11.25. До визначення форми напруги на виході схеми рис. 11.23 у навантажувальному режимі.

ються умови відкривання горизонтальних (рис. 11.23) діодів 7-6 і 9-8 у верхній частині схеми і похилих діодів 3-4 і 1-2 — у нижній. У навантажувальному режимі це супроводжується зростанням потенціалів точок *6* і *8* (U_6, U_8) і зниженням абсолютного значення потенціалів точок *2* і 0 (U_2, U_0). Через половину періоду зростають абсолютні значення потенціалів U_2, U_0 і знижуються потенціали U_6, U_8. Як і в класичній схемі, напруга, прикладена до будь-якого діода, пульсує від нуля до $2U_м$ і в режимі холостого ходу кожний додатковий ступінь підвищує напругу на виході каскаду на $2U_м$.

На рис. 11.25 показано осцилограми потенціалів точок 8 і 0 у навантажувальному режимі роботи. Напруги $U_8 - U_4$ та $U_0 - U_4$ кожної половини схеми рис. 11.23 змінюються у навантажувальному режимі аналогічно напрузі на виході класичного КГПВН (див. рис. 11.20).

Доведемо, що амплітуда пульсації випрямленої напруги $U_8 - U_0 = U_{AB}$ значно менша за амплітуду, яка визначається виразом (11.7). Згідно з рис. 11.25:

якщо $t = t_1$, то $U_8 - U_0 = U_{min} + U_{max} - U_{AB}$;
якщо $t = t_2$, то $U_8 - U_0 = U_{min} + U_{max} + U_{AB}$;
якщо $t = t_3$, то $U_8 - U_0 = U_{min} + U_{max} - U_{AB}$;
.....

Отже, на середнє значення випрямленої напруги $U_{сер} = U_{min} + U_{max}$ під час роботи схеми рис.11.23 накладується змінна складова, амплітуда якої дорівнює U_{AB}, а частота — подвоєній частоті мережі.

Якщо заземлення перенести з точки 4 у точку 0 (рис. 11.26) і здійснити живлення трансформатора через колону розділових ізо-

люючих трансформаторів, то форма випрямленої напруги відповідатиме осцилограмі, яку показано на рис. 11.27.

У момент τ всі діоди схеми, зображеної на рис. 11.23, закриті, й зниження напруги пояснюється розрядженням правої колони конденсаторів на опір $R_н$ з постійною часу $R_н C/n$ (на рис. 11.23 $n = 4$). Внутрішнє падіння напруги на конденсаторах каскаду незалежно від точки його заземлення дорівнює сумі падінь напруги у напівкаскадах, що його утворюють.

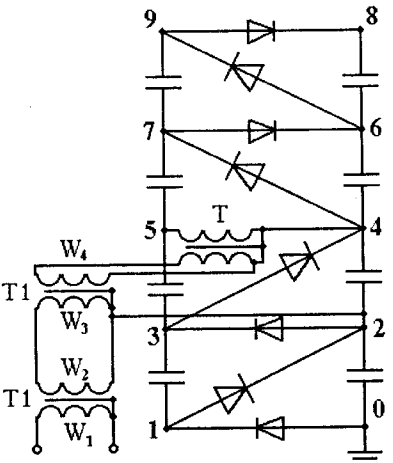


Рис. 11.26. Живлення схеми рис. 11.23 через розподільні трансформатори.

Згідно з (11.14)

$$\Delta U = 2\Delta U_{n/2} = I_{сер}(2n^3+3n^2+4n)/12fC. \qquad (11.20)$$

З достатньою точністю можна взяти

$$U_{max} = U_{сер} = 2nU_м - \Delta U.$$

Тоді подвоєна амплітуда пульсації вихідної напруги (рис. 11.26)

$$2\delta U = U_{max}(1 - e^{-\tau n/RnC}). \qquad (11.21)$$

Приклад 11.2. Каскад із заземленою точкою 0 (див. рис. 11.23) складено на елементній базі, заданій у прикладі 11.1. Струм навантаження $I_{сер} = 30$ мА, число ступенів $n = 4$.

Визначити $U_{сер}$, ΔU, δU і порівняти одержані значення з результатами розрахунку класичної схеми при $n = 4$ (див. табл. 11.2).

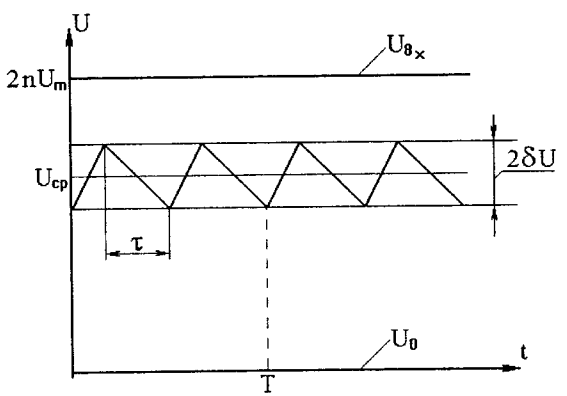


Рис. 11.27. Осцилограма вихідної напруги генератора (рис. 11.23) із заземленою точкою 0.

Розв'язання.

Напруга холостого ходу $U_х = 2nU_м = 800$ кВ.

Падіння напруги згідно з (11.20)

$$\Delta U = \frac{30}{12 \cdot 50 \cdot 0,4}(2 \cdot 4^3 + 3 \cdot 4^2 + 4 \cdot 4) = 24 \text{ кВ}.$$

Для класичної схеми КГПВН для $n = 4$, $\Delta U = 78$ кВ; максимальна випрямлена напруга

$$U_{max} = U_x - \Delta U = 776 \text{ кВ};$$

опір навантаження

$$R_н = U_{max}/I_{сер} = 776 \cdot 10^3 / 30 \cdot 10^{-3} = 25,9 \cdot 10^6 \text{ Ом}.$$

Розрахунок постійної τ утруднений. За частоти живильної мережі $f = 50$ Гц ($T = 0,02$ с) $0 < \tau < 0,01$ с.

Визначимо амплітуду пульсації вихідної напруги за $\tau = 0,007$ с і $\tau = 0,005$ с.

$$\delta U_{0,007} = 776[1 - \exp(-0,007 \cdot 4 / 25,9 \cdot 10^6 \cdot 0,4 \cdot 10^{-6})]/2 = 1,08 \text{ кВ};$$

$$\delta U_{0,005} = 776[1 - \exp(-0,005 \cdot 4 / 25,9 \cdot 10^6 \cdot 0,4 \cdot 10^{-6})]/2 = 0,75 \text{ кВ}.$$

Значення згідно з (11.21) значно менші за амплітуду пульсації напруги на виході ідентичної за параметрами класичної схеми КГПВН, у якої при $n = 4\delta U = 7,5$ кВ (див. табл. 11.2).

11.3.3. Схема Попкова

В Енергетичному інституті АН СРСР (ЕНІН) 1950 р. за схемою Вальтера і Синельникова було виготовлено генератор на напругу ±600 кВ. Генератор призначався для дослідження біполярної корони на проводах ЛЕП постійного струму. Роботою керував В. І. Попков.

Як випрямлячі у схемі Попкова (рис. 11.28) використовувались рентгенівські кенотрони КР-220 зі зворотною напругою ($U_{зв} = 220$ кВ).

Загальне число ступенів дорівнювало шести. На виході трьох лівих ступенів генерувалася напруга +600 кВ, на виході трьох правих ступенів — мінус 660 кВ. Один вивід трансформатора Т, що живив схему, ($U_{ВН} = 100$ кВ) заземлювався.

Особливість КГПВН полягала у високочастотному розжарюванні катодів кенотронів. Генератор високої частоти (ГВЧ) 375 кГц було складено на двох лампах ГК-3000.

Розділовий конденсатор C_1 перешкоджав замиканню струму частотою 50 Гц через ГВЧ, а індуктивність L_1 — замиканню струму високої частоти по обмотці ВН трансформатора Т.

Паралельно кенотронам верхніх ступенів установки вмикалися контури L_2, C_2 ,які були настроєні у резонанс на частоті 375 кГц. Тому вони не чинили опору протіканню струму ВЧ. Для струму

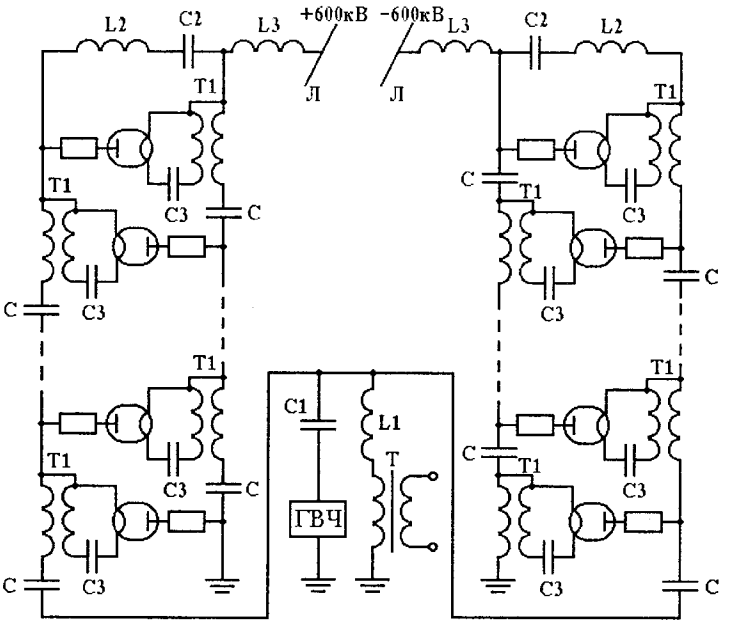


Рис. 11.28. Схема Попкова.

промислової частоти опір контурів L_2, C_2 є великим, і резонансні контури не перешкоджають помноженню випрямленої напруги.

Призначення контурів L_2, C_2 — створювати замкнені кола для струмів ВЧ. У ці кола, крім робочих конденсаторів C схеми, ввімкнено первинні обмотки ВЧ — трансформаторів T_1. Ці трансформатори виконано без заліза, а їх обмотки розміщено на бакелітовій трубі завдовжки 20 см; низьковольтним розжарювальним обмоткам надано потенціалу гілки схеми КГПВН, у розсічку якої ввімкнуто трансформатор. Конденсатори C_3 застосовано для компенсації індуктивних струмів. Індуктивності L_3 перешкоджають проходженню струму ВЧ по ємності коронуючий провід Л — земля.

11.3.4. Симетрична схема КГПВН

На рис. 11.29 показано *n*-каскадну симетричну схему КГПВН.

З порівняння *n*-каскадної симетричної схеми КГПВН (рис. 11.29) з класичною схемою (рис. 11.18,*а*) випливає, що за рівного числа ступенів *n* перша схема має у 2 рази більше діодів, у 1,5 раза більше конденсаторів; не один, а два трансформатори. Але у режи-

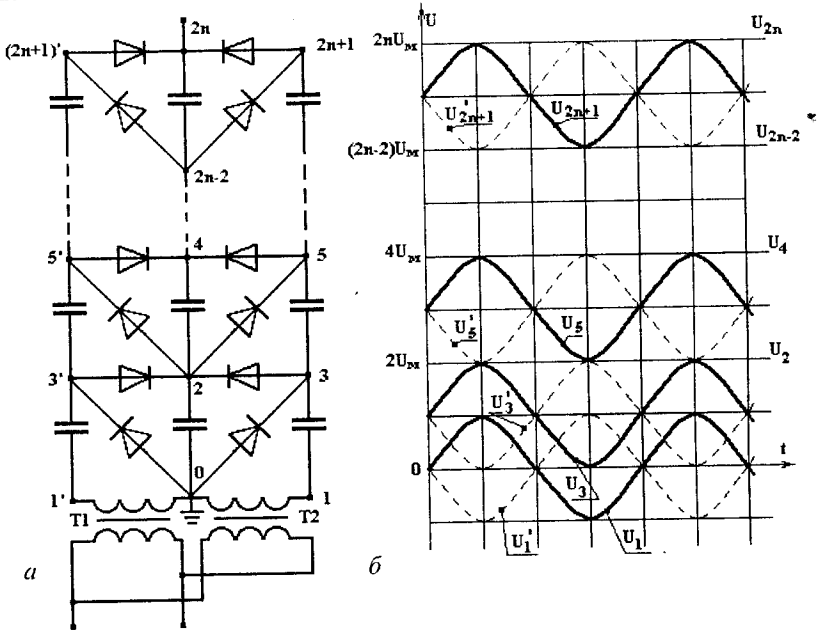


Рис. 11.29. Симетрична схема КГПВН (*а*) та осцилограми потенціалів вузлових точок (*б*).

мі холостого ходу за рівності параметрів елементів, що утворюють схеми, напруга на виході обох схем однакова:

$$U_x = 2nU_м, \qquad (11.22)$$

де $U_м$ — амплітуда напруги обмотки ВН кожного з трансформаторів T_1 і T_2.

Осцилограми потенціалів вузлів схеми зображено на рис. 11.29,*б*. У режимі холостого ходу конденсатори $C_{1\text{-}3}$ і $C_{1\text{-}4}$ заряджаються до напруги $U_м$ (див., наприклад, різницю потенціалів $U_3 - U_1$, рис. 11.29,*б*), а решта конденсаторів — до $2U_м$. Напруга, прикладена до будь-якого діода схеми, пульсує від нуля, коли він відкритий, до $2U_м$ (діод закритий).

Середню колону конденсаторів прийнято називати вирівнювальною, а бокові колони — підвищувальними.

Особливість симетричної схеми КГПВН полягає в тому, що у навантажувальному режимі роботи під час кожного півперіоду практично одночасно відкриваються діоди, ввімкнуті в горизонтальні гілки однієї половини схеми, і діоди, ввімкнуті у похилі гілки другої її половини. Внаслідок цього у конденсаторах вирівнюваль-

ної колони відбувається часткова компенсація зарядів, що надходять і віддаються.

На рис. 11.30 показано траєкторії зарядних струмів, що відповідають моменту, коли потенціал точки 1 наближається до значення плюс $U_м$, а потенціал точки 1′ — до значення мінус $U_м$.

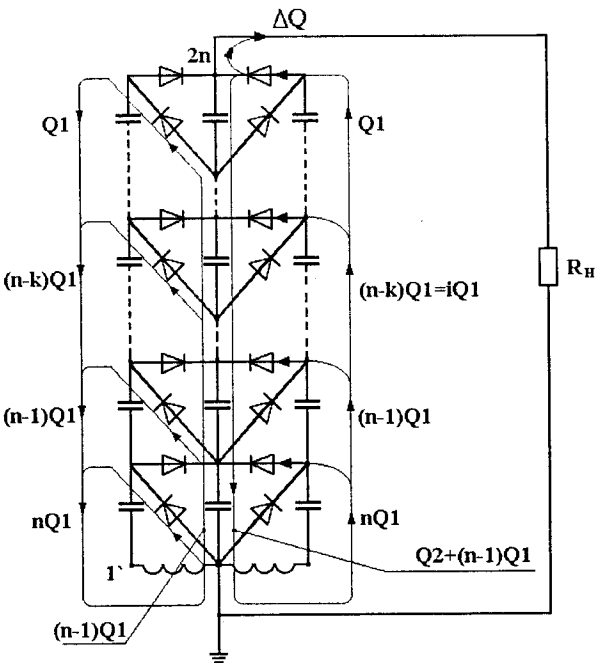


Рис. 11.30. Розповсюдження зарядів під час роботи схеми рис. 11.29 на навантаження.

Частина Q_2 заряду Q_1, що проходить через правий верхній, увімкнений у горизонтальну гілку діод, передається конденсаторам вирівнювальної колони, а друга його частина ΔU — навантаженню. У вирівнювальній колоні конденсаторів заряди Q_1 компенсуються. Наприклад, нижній конденсатор вирівнювальної колони отримує заряд $Q_2 + (n-1)\,Q_1$, а віддає заряд $(n-1)\,Q_1$, у результаті чого напруга на навантаженні (у точці $2n$ схеми) підвищується.

Коли потенціал точки 1 стає таким, що дорівнює плюс $U_м$, усі діоди закриваються і залишаються закритими до моменту, коли потенціал точки 1′ не досягне значення, близького до плюс $U_м$.

Від одного періоду до іншого заряди у конденсаторах схеми не повинні монотонно накопичуватися або зменшуватися. Доки всі діоди закриті, вирівнювальна колона конденсаторів, розряджуючись на навантаження, віддає їй раніше одержаний заряд Q_2, і напруга на навантаженні знижується.

За половину періоду навантаження отримує заряд Q_1 кулонів. Отже, стосовно симетричної схеми

$$Q_1 = I_{сер}T/2 = I_{сер}/2f. \qquad (11.23)$$

На рис. 11.31 показано форму зміни напруги на виході симетричної схеми КГПВН у навантажувальному режимі.

У момент t_1 відкрито одну, а в момент t_3 — другу половину діодів симетричної схеми. Протягом часу t_2 і t_4 всі діоди закриті.

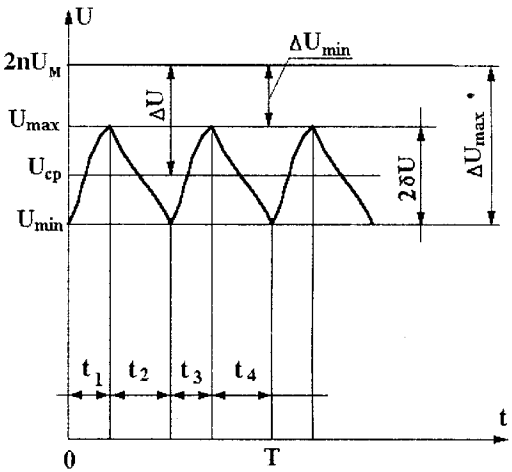


Рис. 11.31. Осцилограма напруги на виході каскаду відповідно до рис. 11.29.

11.3.4.1. Визначення амплітуди пульсації і середнього значення падіння напруги

Напруга на вирівнювальній колоні конденсаторів між точками $2n$ і 0 у навантажувальному режимі роботи симетричної схеми КГПВН змінюється від U_{max} до U_{min} за час t_2, коли конденсатори вирівнювальної колони, розряджаючись на навантаження, віддають йому заряд Q_2, і напруга зростає від U_{min} до U_{max} за час t_1, коли заряд Q_2 потрапляє до вирівнювальної колони від тієї чи іншої підвищувальної колони.

За рис. 11.31 $U_{max} - U_{min} = 2\delta U$, отже,

$$2\delta U = \sum_{i=1}^{n} (Q_1 - \Delta Q)/C = nQ_1/C - n\Delta Q/C.$$

Остаточно з урахуванням (11.23)

$$\delta U = I_{сер} n/4fC - nI_{сер} t_1/2C. \qquad (11.24)$$

Другою складовою в (11.24) звичайно нехтують, компенсуючи тим самим зростання амплітуди пульсації, яке пов'язане з проходженням частини зарядів по паразитних ємностях.

У п. 11.3.1.2 показано, що якщо конденсатор ємністю C віддає схемі заряд Q, то на ньому виникає падіння напруги Q/C. Для схеми, зображеної на рис. 11.30, це означає, що конденсатор C_i i-го ступеня вирівнювальної колони зарядиться не до напруги $2U_м$, а до напруги $2U_м - \Delta U_{min\,i}$, де $\Delta U_{min\,i}$ дорівнює сумі падінь напруги на всіх конденсаторах, розміщених нижче тієї підвищувальної колони, яка в цей час разом з одним із трансформаторів підзаряджає кон-

денсатори вирівнювальної колони (напрями зарядних струмів, подані на рис. 11.30 відповідають півперіодові, під час якого підзаряд конденсаторів вирівнювальної колони здійснюється конденсаторами правої підвищувальної колони).

$$\Delta U_{\min i} = Q_1[n+(n-1)+\ldots+(n-k)]/C = Q_1(2n-k)(k+1)/2C = \\ = Q_1(n^2+n-i^2+i)/2C,$$

де $i = n - k$ — номер конденсатора вирівнювальної колони, рахуючи зверху.

Мінімальне падіння напруги на всіх конденсаторах вирівнювальної колони

$$\Delta U_{\min} = \sum_{i=1}^{n} \Delta U_{\min i}.$$

Користуючись залежностями $\sum_{i=1}^{n} i = n(n+1)/2$; $\sum_{i=1}^{n} i^2 = n^3/3 + n^2/2 + n/6$; $\sum_{i=1}^{n} n = n^{2i}$ визначивши (рис. 11.31) середнє значення падіння напруги у вигляді $\Delta U = \Delta U_{\min} + \delta U$, отримаємо:

$$\Delta U = I_{\text{сер}}(2n^3 + 3n^2 + 4n)/(12fC). \qquad (11.25)$$

Методику визначення оптимального числа ступенів КГПВН викладено у п.11.3.1.2 (11.16). Для симетричної схеми.

$$n_o = 2(U_м fC/I_{\text{сер}})^{1/2}. \qquad (11.26)$$

Назвемо переваги симетричної схеми КГПВН порівняно з класичною (див. рис. 11.18).

1. За великої кількості ступенів і рівності середніх навантажувальних струмів симетрична схема характеризується в $n + 1$ разів меншою амплітудою пульсації вихідної напруги.

2. За рівних значень n, ΔU і $U_м$ під час переходу до симетричної схеми можна майже в 4 рази збільшити струм у навантажувальному опорі.

3. За постійності $I_{\text{сер}}$ і $U_м$, переходячи до симетричної схеми, можна подвоїти число ступенів.

4. Вихідна напруга пульсує з подвоєною частотою живильної мережі.

Зазначені переваги схеми за рівності $U_м$ не відбиваються на режимі напруг конденсаторів і діодів.

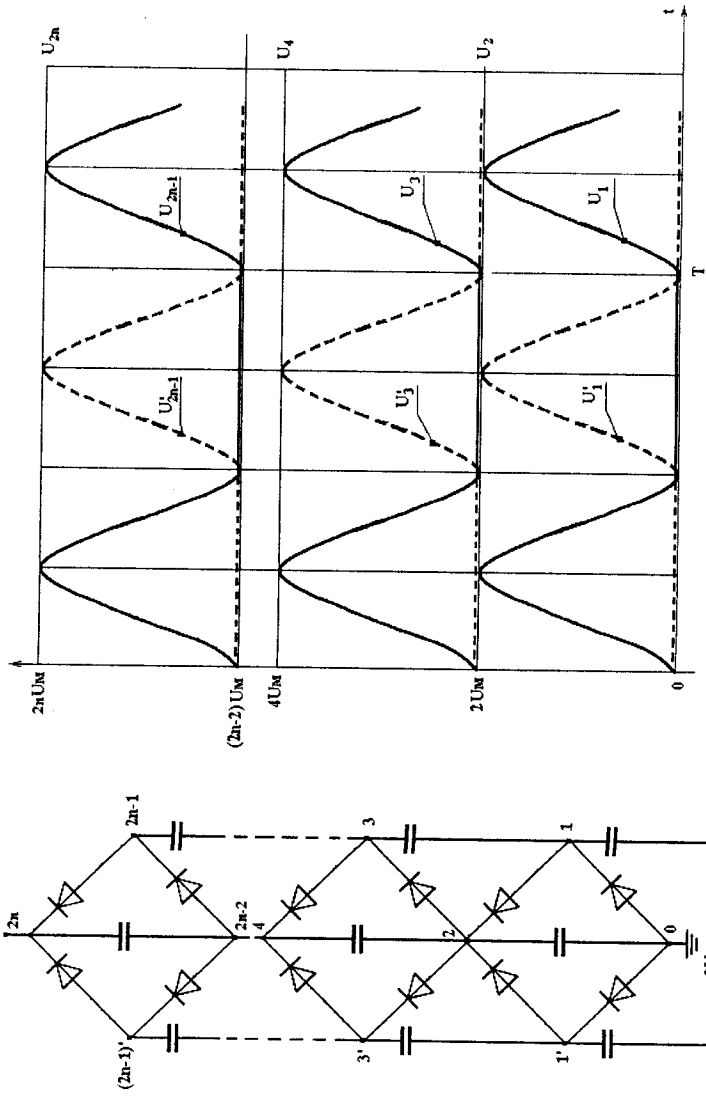


Рис. 11.32. Схема Гельперна (*а*) і осцилограми потенціалів вузлових точок схеми у режимі холостого ходу (*б*).

11.3.5. Симетрична схема Гельперна

Найсуттєвіший внесок у падіння напруги ΔU_{min} на конденсаторі C_i, а отже, в падіння напруги ΔU на виході всієї установки вносять падіння напруг nQ_i/C_i на найбільш завантажених конденсаторах, які знаходяться в основі підвищувальних колон і прилягають до трансформаторів схеми, яку показано на рис. 11.30.

У модернізованій симетричній схемі КГПВН Гельперна [5] (рис. 11.32,*а*) згадані конденсатори відсутні, але трансформатор, який живить схему, доводиться виконувати з ізольованою середньою точкою обмотки ВН. При цьому напруга на ній $U_{ВН} = 2U_м$, а отже, ізоляцію вводів і країв обмотки ВН необхідно розраховувати на цю напругу.

На рис.11.32,*а* зображено схему у вигляді каскадного з'єднання містків схем двопівперіодного випрямляння, у якій конденсатори під-

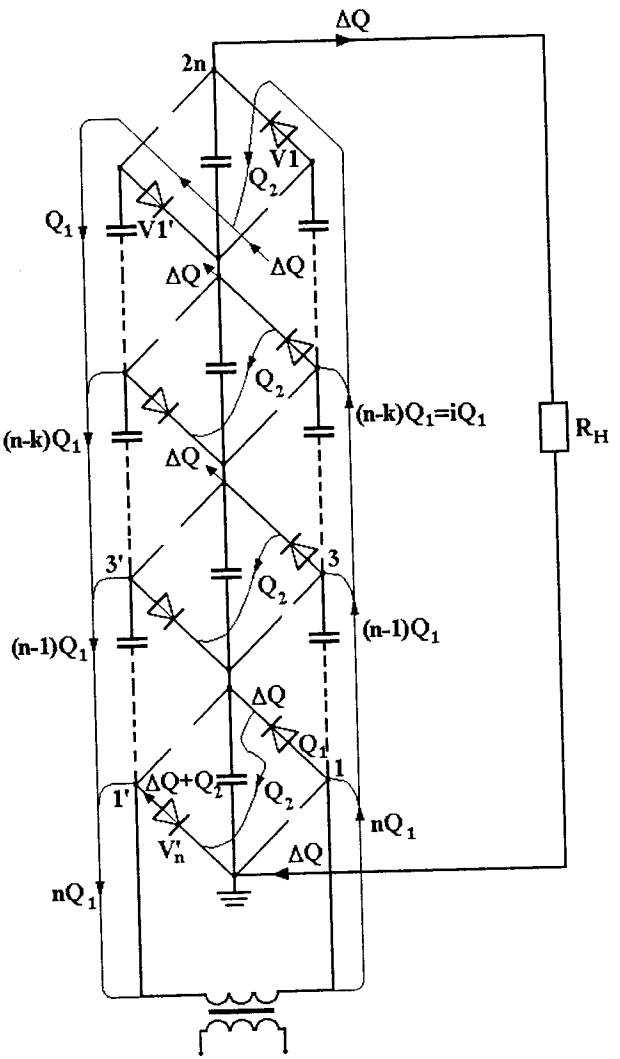


Рис. 11.33. Поширення зарядів під час роботи схеми рис.11.32 на навантаження.

вищувальних колон забезпечують заряд конденсаторів середньої вирівнювальної колони і ємнісну розв'язку між окремими ступенями.

На рис. 11.32,*б* зображено осцилограми потенціалів вузлових точок під час роботи схеми рис. 11.32,*а* у режимі холостого ходу. З аналізу осцилограм випливає, що всі конденсатори заряджаються до напруги $2U_м$, діоди схеми працюють під дією напруги, що пульсує від нуля (коли вони відкриті) до $2U_м$ (коли закриті), напруга на кондесаторах вирівнювальної колони ступінчасто зростає на $2U_м$.

Напруга холостого ходу на виході схеми:

$$U_х = 2nU_м. \qquad (11.27)$$

Переваги схеми, показаної на рис. 11.32,*а*, виявляються під час роботи на навантаження. На рис. 11.33 накреслено траєкторії зарядних струмів та позначено заряди, що протікають у гілках схеми за відкритого стану показаних на схемі діодів (другу половину діодів у цей момент закрито і на рис. 11.33 не показано).

У навантажувальному режимі такий стан виникає тоді, коли потенціал точки 1 близький до значення $2U_м$, а потенціал точки $1'$ — до нуля.

Частина Q_2 заряду Q_1, що проходить через діод V_1, поширюється у подальшому по замкненому контуру: верхній конденсатор вирівнювальної колони — діод V'_1-конденсатори лівої підвищувальної колони — обмотка ВН трансформатора. Друга його частина ΔQ проходить по навантаженню і гілці схеми, у яку ввімкнено діод V'_n, додаючись у ній до заряду Q_2. Отже, за час відкритого стану кожний діод схеми пропускає заряд Q_1. Цей же заряд під час кожного півперіоду потрапляє у навантаження

$$Q = I_{сер}/2f.$$

З рівності зарядів, що надходять і віддаються конденсаторами вирівнювальної колони у розглядуваній схемі, як і в схемі, зображеній на рис. 11.30, випливає рівність амплітуд пульсації вихідної напруги.

Для схеми Гельперна справедливим є вираз:

$$\delta U = I_{сер} n/4fC. \qquad (11.28)$$

Як і в схемі, яку показано на рис. 11.30, частота пульсації дорівнює подвоєній частоті живильної мережі.

Однак мінімальне внутрішнє падіння напруги на конденсаторі C_j вирівнювальної колони схеми Гельперна є меншим, ніж у схемі рис. 11.30, на величину nQ_1/C, оскільки зі схеми виключено два найбільш навантажених конденсатори:

$$\Delta U_{\min i} = Q_1[(n-1)+(n-2)+\ldots+(n-k)]/C = Q_1(2n-k-1)k/2C = I_{\text{сер}}(n^2-n-i^2+i)/4fC.$$

Мінімальне падіння напруги на виході установки:

$$\Delta U_{\min} = \sum_{i=1}^{n} \Delta U_{\min i} = I_{\text{сер}}(2n^3 - 3n^2 + 1/3n)/4fC;$$

середнє падіння напруги:

$$\Delta U = \Delta U_{\min} + \delta U = I_{\text{сер}}(2n^3 - 3n^2 + 4n)/12fC. \quad (11.29)$$

Порівняння (11.29) з (11.25) для симетричної схеми КГПВН приводить до висновку про перевагу схеми Гельперна за невеликого числа ступенів каскаду, коли зміна знака перед доданком $3n^2$ в зазначених формулах спричиняє до відчутного зниження ΔU.

Форма напруги на виході навантаженої схеми Гельперна збігається з формою напруги, показаної на рис. 11.31.

Приклад 11.3. Виконати розрахунок триступінчастої установки: $U_{\text{сер}} = 500$ кВ; $f = 50$ Гц; $I_{\text{сер}} = 250$ мА на базі одного або двох трансформаторів $U_{\text{м}} = 100$ кВ і конденсаторів $C = 0{,}4$ мкФ; $U_{\text{роб}} = 200$ кВ.

Розв'язання.

За $n = 3$ отримати потрібну напругу за допомогою схеми Грейнахера неможливо. Оптимальне число ступенів:

$$n_{\text{о}} = \sqrt{\frac{U_{\text{м}} fC}{I_{\text{сер}}}} = \sqrt{\frac{100 \cdot 50 \cdot 0{,}4}{250}} = 2{,}8 < 3.$$

За $n = 3$

$$\Delta U = I_{\text{сер}}(4n^3 + 3n^2 + 2n)/6fC = 294 \text{ кВ}$$

$$U_{\text{сер}} = 2nU_{\text{м}} - \Delta U = 600 - 294 = 306 < 500 \text{ кВ}.$$

Для симетричної схеми

$$n_{\text{о}} = 2\sqrt{\frac{U_{\text{м}} fC}{I_{\text{сер}}}} = 5{,}6.$$

За $n = 3$

$$\Delta U = I_{\text{сер}}(2n^3 + 3n^2 + 4n)/12fC = 97 \text{ кВ};$$

$$\delta U = nI_{\text{сер}}/4fC = 9 \text{ кВ};$$

$$U_{\text{сер}} = 2nU_{\text{м}} - \Delta U = 600 - 97 = 503 \text{ кВ};$$

$$U_{\min} = 494 \text{ кВ}.$$

Наведений розрахунок показує, що така схема буде використовуватися в режимі її роботи на межі допустимого.

Умови задачі реалізуються за допомогою схеми Гельперна:

$$\Delta U = I_{\text{сер}}(2n^3 - 3n^2 + 4n)/12fC = 40 \text{ кВ};$$

$$U_{\text{сер}} = 600 - 40 = 560 \text{ кВ}.$$

11.3.6. Схема Уокера—Петера

Ця схема (рис. 11.34) — ще одна модифікація класичної схеми КГПВН. Як і в схемі, яку зображено на рис. 11.29,*а*, вхідний трансформатор має обмотку ВН на напругу $2U_м$ із заземленою середньою точкою.

Але якщо в симетричну схему ввімкнуто $4n$ діодів і $3n$ конденсаторів, то в схему Уокера—Петера ввімкнуто $2n$ діодів і $2n$ конденсаторів. Однак вимоги до них ставляться жорсткіші.

На рис. 11.34,*б* зображено потенціали вузлів схеми рис. 11.34,*а* при роботі її у режимі холостого ходу. У подальшому діоди і конденсатори позначаються двома цифрами — точками схеми, між якими ввімкнуто названі елементи.

У частині схеми, що обмежена точками 0; 1′; 3; 2 і є схемою подвоєння напруги, конденсатор 3—1′ зарядиться до напруги $U_м$, а конденсатор 2—0 — до $2U_м$. Коли потенціали точок 1′ та 1 наближаються відповідно до $+U_м$ та $-U_м$, вікривається діод 2—5

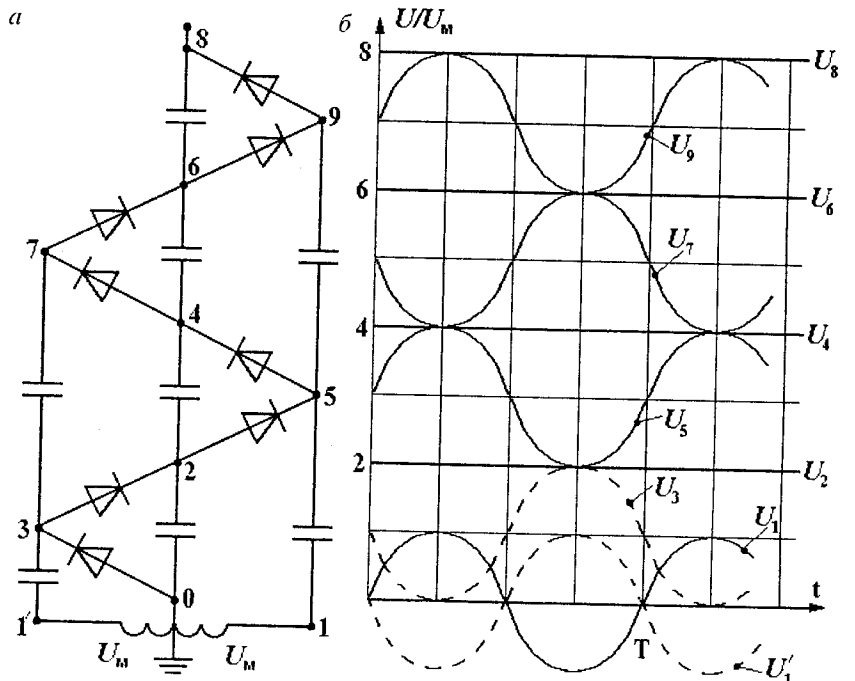


Рис. 11.34. Схема Уокера—Петера (*а*) та осцилограми потенціалів вузлових точок схеми у режимі холостого ходу (*б*).

і конденсатор 5—1 заряджається до напруги $3U_м$. У подальшому потенціал точки 5 змінюватиметься від $2U_м$ до $4U_м$ і під час відкритого стану діодів 5—4 і 4—7 ($U_1 \approx U_м$; $U_1' \approx -U_м$) конденсатор 4—2 заряджається до $2U_м$, а конденсатор 7—3 — до $4U_м$. Потенціал точки 7 пульсує від $4U_м$ до $6U_м$. Під час вікритого стану діодів 7—6 і 6—9 конденсатори 6—4 і 9—5 заряджаються відповідно до $2U_м$ і $4U_м$.

З аналізу осцилограм рис. 11.34,*б* випливає, що діоди і конденсатори середньої вирівнювальної колони схеми Уокера—Петера працюють у такому самому режимі напруг, що й у розглянутих раніше симетричних схемах ($U_{зв} = U_{0\text{-}2} = U_{2\text{-}4} = \ldots = 2U_м$). Конденсатори підвищувальних колон, окрім конденсаторів 1′—3 й 1—5, що заряджаються до напруг відповідно $U_м$ та $3U_м$, слід вибирати на напругу $4U_м$.

У режимі холостого ходу, як і в схемах на рис. 11.29,*а* та рис. 11.32,*а*, напруга становить

$$U_х = 2nU_м. \qquad (11.30)$$

На рис. 11.34,*а* $n = 4$.

Якщо схему, конденсатори і діоди якої працюють на межі напруг (рис. 11.29,*а*), треба перетворити на схему Уокера—Петера, то у гілках підвищувальних колон доведеться встановлювати не по одному, а по чотири послідовно-паралельно ввімкнутих конденсатори (крім гілок 1′—3 й 1—5, у яких конденсатори заряджаються відповідно до $U_м$ і $3U_м$).

На рис. 11.35 тонкими лініями показано шляхи проходження зарядів по гілках схеми Уокера—Петера, навантаженої резистором. Ємності конденсаторів у порівнюваних схемах взято однаковими. Закриті діоди на рис. 11.35 не показано. Каскадний генератор (рис. 11.29,*а*) — двопівперіодний; під час кожного півперіоду навантаженню передається заряд $Q_1 = I_{сер}T/2 = T_{сер}/2f$. Генератор Уокера—Петера є однопівперіодним. Рівність навантажувальних струмів додержується за умови поширення у гілках схеми рис. 11.35 зарядів, що дорівнюють $2Q_1$.

Діоди, зображені на рис. 11.35,*а*, — відкриті, і потенціал точки 8 досягає найбільшого значення, коли напруга в точці 1 наближається до значення $U_м$, а в точці 1′ — до мінус $U_м$. У момент, що відповідає $U_1 = U_м$, зазначені діоди закриваються, після чого до початку наступного періоду на навантаження розряджаються конденсатори вирівнювальної колони (рис. 11.35,*б*). На рис. 11.35,*в* показано траєкторії зарядів у гілках схеми за напруги U_1, близької до мінус $U_{1м}$.

Якщо всі конденсатори вирівнювальної колони мають однакову ємність C, їх загальна ефективна ємність у схемі рис. 11.35,*б* ста-

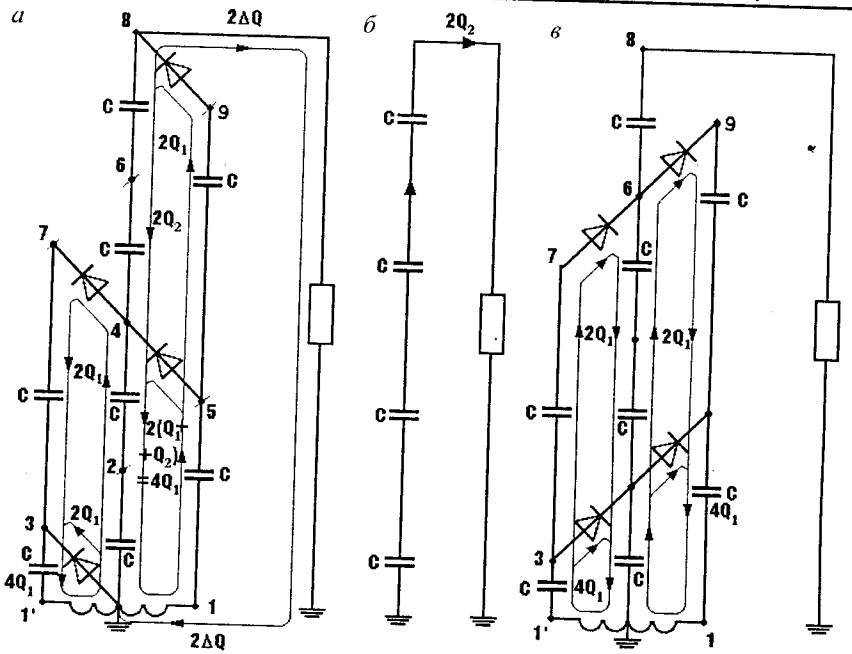


Рис. 11.35. Поширення зарядів у схемі рис. 11.34.

новить C/n і подвоєна амплітуда пульсації напруги на виході схеми Уокера—Петера у 2 рази більша за подвоєну амплітуду пульсації напруги на виході генераторів (рис. 11.29,*а*,*б* та рис. 11.32,*а*).

Для схеми Уокера—Петера

$$\delta U \cong I_{сер} n/2fC. \qquad (11.31)$$

Якщо у схеми, які наведені на рис. 11.29,*а* та 11.34,*а*, ввімкнуто конденсатори рівної ємності, то падіння напруги у схемі Уокера—Петера буде дещо меншим, ніж у схемі симетричного генератора, і з достатньою точністю визначиться виразом (11.25).

11.3.7. Циклічні каскадні випрямні установки

Циклічні схеми помноження напруги [7] запропоновано на початку 70-х років. Особливістю цих схем є однакова участь конденсаторних колон у процесах накопичення зарядів, помноження напруги і почергової передачі зарядів навантаженню.

Резистор навантаження вмикається до циклічного каскадного випрямляча або за допомогою двох додаткових діодів (рис. 11.36,*а*), або через індуктивності (рис. 11.36,*б*).

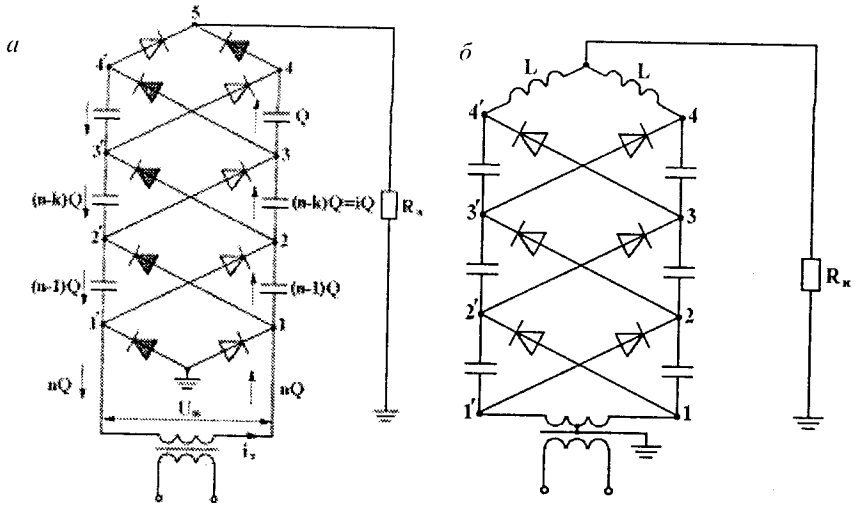


Рис. 11.36. Циклічні схеми каскадного генератора: *а* — з ізольованою середньою точкою живильної обмотки трансформатора; *б* — із заземленою середньою точкою живильної обмотки трансформатора і з'єднанням генератора з навантаженням через індуктивності.

Визначимо вимоги, які ставляться до ввімкнутих у схему (рис. 11.36,*а*) діодів і конденсаторів у режимі холостого ходу. Як тільки потенціал точки 1 починає перевищувати потенціал точки 1′, відкривається діод 0—1′, потенціал точки 1′ стає таким, що дорівнює нулеві і зберігає це значення до кінця півперіоду. Кожний конденсатор лівої колони заряджається до амплітудного значення напруги $U_м$ обмотки ВН трансформатора, який живить схему. При цьому зарядні струми протікають через обмотку трансформатора і діоди, зображення яких на рис.11.36,*а* затемнене. Якщо вважати, що під час попереднього півперіоду аналогічно було заряджено конденсатори правої колони, то в момент, коли потенціал точки 1 досягає значення $U_м$, потенціал точки 4 стає таким, що дорівнює $4U_м$, а для *n*-ступінчастої схеми — $nU_м$.

Осцилограми (рис. 11.37) потенціалів вузлових точок схеми побудовано у припущенні рівності нулеві шунтуючих закриті діоди паразитних ємностей, індуктивності розсіяння трансформатора і струмообмежувальних резисторів.

З аналізу осцилограм випливає, що зворотна напруга діодів, увімкнених між точками 1′—2, 2′—3, 3′—4, 1—2′, 2—3′, 3—4′, має перевищувати $2U_м$; зворотна напруга діодів 0—1′, 0—1, 4′—5, 4—5 дорівнює

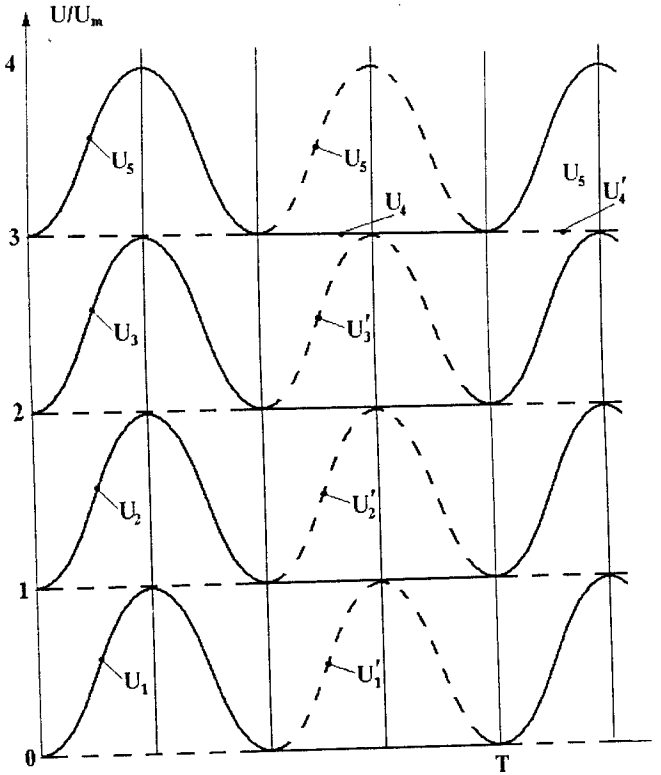


Рис. 11.37. Осцилограми потенціалів вузлових точок схеми рис. 11.36 у режимі холостого ходу.

$U_м$, конденсатори заряджаються до напруги $U_м$. У режимі холостого ходу вихідна напруга пульсує з подвоєною частотою живильної мережі від $nU_м$ до $(n–1)U_м$, де n — кількість каскадів (на рис. 11.36,*а* n = 4).

Під час роботи на активне навантаження двічі за період йому передається заряд $Q = I_{сер}/2f$ — під час одного півперіоду через діод 0—1′, обмотку ВН трансформатора, праву колону конденсаторів, діод 4—5; під час другого півперіоду — через діод 0—1, обмотку ВН трансформатора, ліву колону трансформаторів, діод 4′—5. При цьому заряди, які проходять через відкриті діоди, дорівнюватимуть Q, а кількість зарядів, що надходить до конденсаторів однієї колони і віддається конденсаторами іншої, позначено на рис. 11.36,*а*. По обмотці ВН трансформатора за півперіод проходить nQ зарядів.

На рис. 11.38 показано осцилограми струмів, які протікають за час одного періоду по різних гілках схеми за резистивного навантаження.

Перший півперіод на осцилограмах відповідає відкритому стану діодів, затемнених на рис. 11.36,*а*. Струми підзаряду конденсаторів мають форму коротких імпульсів (рис. 11.38,*е*); форму навантажувального струму показано на рис. 11.38,*д*. Проте різні за формою струми переносять однакові заряди Q.

Падіння напруги на i-му конденсаторі колони, яка в цей момент передає навантажувальному опорові заряд Q, визначається за методикою, прийнятою у п. 11.3.4 за умови $n - k = i$:

$$\Delta U_i = I_{\text{сер}}[(n-1) + \ldots + (n-k)]/2fC = \\ = I_{\text{сер}}(2n - k - 1)k/4fC = I_{\text{сер}}(n^2 - n - i^2 + i)/4fC. \quad (11.32)$$

Падіння напруги на колоні конденсаторів за резистивного навантаження

$$\Delta U = \sum_{i=1}^{n} \Delta U_i = \\ = I_{\text{сер}}(2n^3 - 3n^2 + n)/12fC. \quad (11.33)$$

За ємнісного навантаження $C_{\text{н}}$ на виході схеми падіння напруги [8] становитиме:

$$\Delta U = I_{\text{сер}}(2n^3 - 3n^2 + n + \\ + 3\lambda - a)/12fC,$$

де $\lambda = C/C_{\text{н}}$; якщо $\lambda > 0{,}5n^2$, то $a = (2n - \sqrt{2(\lambda + n)})^2$; якщо $\lambda > 0{,}5n^2$, то $a = n^4/2\lambda$. Амплітуда пульсації вихідної напруги

$$\delta U = I_{\text{сер}}\lambda/4fC. \quad (11.34)$$

Заміна діодів 4—5, 4′—5 індуктивностями за резистивного навантаження не приводить до згладжування пульсації вихідної напруги (див. осцилограму $U_3(t)$, рис. 11.37). За індуктивного виходу зростають струми, які протікають по конденсаторних колонах, що призводить до падіння напруги ΔU. Струми, що протікають через відкриті діоди (рис. 11.38,*е*), при цьому не змінюються.

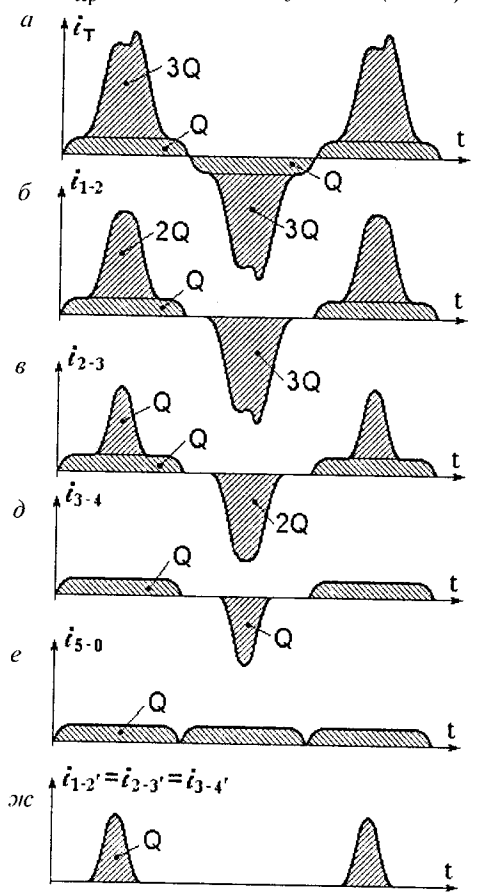


Рис. 11.38. Осцилограми струмів у гілках схеми рис. 11.36,*а*.

Більш економічною є циклічна схема (рис. 11.36), яка живиться від трансформатора із заземленою середньою точкою обмотки ВН (простіша й дешевша ізоляція країв обмотки ВН, менша кількість діодів).

На рис. 11.39,*а* зазначену схему зображено з діодним виходом, а на рис. 11.39,*б* показано осцилограми потенціалів вузлових точок схеми, одержані в режимі холостого ходу. До діодів, що увімкнені замість індуктивностей між точками 4—5, 4′—5, прикладено напругу, яка пульсує від нуля до $U_м$, де $U_м$ є амплітудним значенням напруги між виводами 1—1′ обмотки ВН трансформатора.

Зворотна напруга решти діодів має перевищувати $2U_м$. Конденсатори заряджаються до напруги $U_м$. У режимі холостого ходу потенціал точки 5 (вихідної точки схеми) пульсує від $nU_м$ до $(n+0{,}5)U_м$ (де n — кількість конденсаторів у кожній колоні) з подвоєною частотою мережі, що живить схему.

На рис. 11.40 показано осцилограми струмів у гілках схеми (рис. 11.39,*а*) у режимі її роботи на резистивне навантаження. Штриховими лініями зображено осцилограми потенціалів точок 1 та 1′.

З аналізу наведених осцилограм випливає, що під час кожного періоду по напівобмотках 0—1 та 0—1′ трансформатора протікають різні струми. Більший струм протікає по тій напівобмотці, яка бере участь у передачі заряду навантажувальному опору.

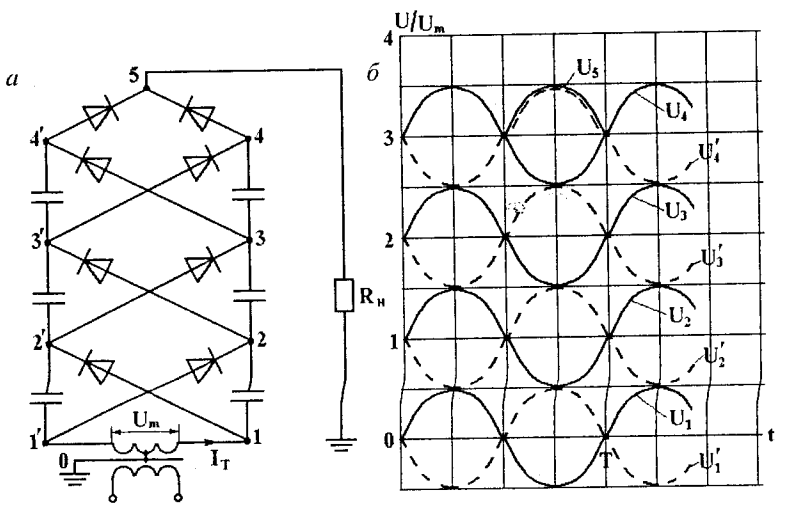


Рис. 11.39. Каскадний генератор:
а — з діодним виходом; *б* — осцилограми потенціалів вузлових точок схеми у режимі холостого ходу.

Схему помноження, що розглядається, доцільно використовувати з індуктивним виходом (рис. 11.36,*б*). Значення індуктивності беруть з умови рівності напруг на виході (між точками 4 і 4′) та вході (між точками 1 та 1′ схеми).

Під час роботи з індуктивним виходом практично згладжується пульсація вихідної напруги, і в режимі холостого ходу потенціал точки 5 близький до $3U_м$.

Наведені циклічні схеми характеризуються низьким значенням пульсації вихідної напруги, яка зумовлена протіканням навантажувального струму і не залежить від кількості ступенів каскаду.

Відповідно до [9]

$$\delta U = I_{сер}/4fC. \quad (11.35)$$

11.3.8. Трифазні каскадні випрямлячі

Потужні каскадні випрямні установки виготовляють за трифазними схемами. При цьому забезпечується рівномірне навантаження живильної мережі, зниження внутрішнього падіння і пульсації вихідної напруги. На рис. 11.41 показано схему трифазного каскадного випрямляча, у якій вирівнювальну колону конденсаторів 1 тричі за період напруги живлячої мережі підзаряджають конденсатори підвищувальних колон 2, що з'єднані з кон-

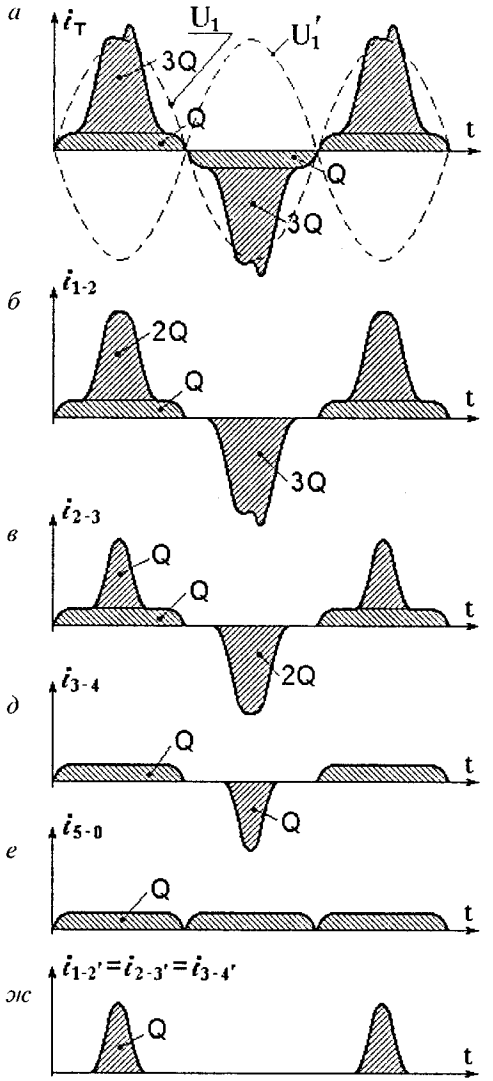


Рис. 11.40. Осцилограми струмів у гілках схеми рис. 11.39,*а*.

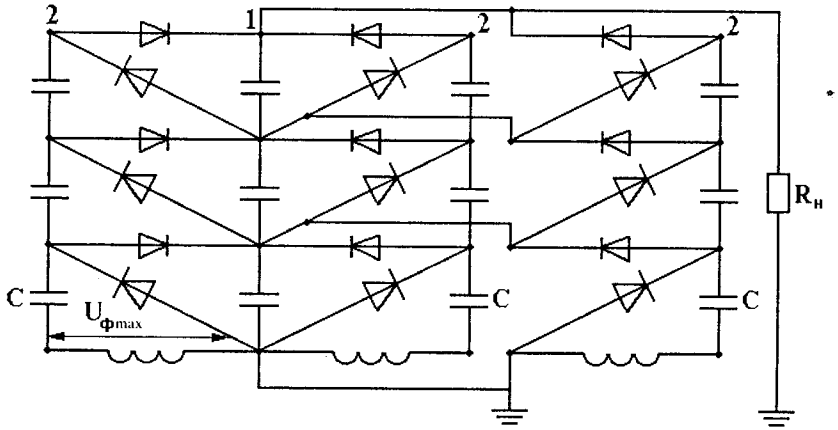


Рис. 11.41. Трифазна схема Грейнахера.

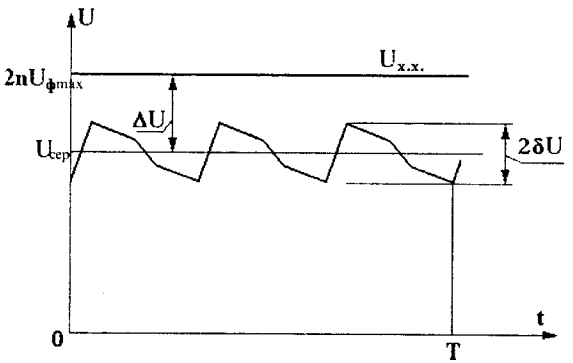


Рис. 11.42. Осцилограма напруги на виході схеми рис. 11.41 у навантажувальному режимі.

денсаторами вирівнювальної колони через діоди за класичною схемою (рис. 11.18,*а*).

З аналогії у побудові схем, які порівнюються, випливає, що до всіх діодів трифазного каскадного випрямляча у режимі холостого ходу прикладається напруга, яка пульсує від нуля до $2U_{фmax}$, конденсатори C заряджаються до напруги $U_{фmax}$, решта конденсаторів — до $2U_{фmax}$.

Напруга холостого ходу

$$U_x = 2nU_{фmax}. \qquad (11.36)$$

Під час роботи трифазної схеми каскадного випрямляча на навантаження вихідна напруга пульсує з потроєною частотою живильної мережі. Форму кривої вихідної напруги показано на рис. 11.42.

Внутрішнє падіння напруги та амплітуда пульсації вихідної напруги у 3 рази менші за аналогічні параметри класичної схеми:

$$\Delta U = I_{сер}(4n^3 + 3n^2 + 2n)/18fC, \qquad (11.37)$$

$$\delta U = I_{\text{сер}} n(n+1)/12fC. \tag{11.38}$$

Оптимальне число ступенів

$$n_{\text{о}} = \sqrt{\frac{3U_{\text{фmax}} fC}{I_{\text{сер}} I}}. \tag{11.39}$$

Отже, перехід від однофазної класичної схеми до її трифазного варіанту дає можливість за незмінних значень середньої випрямленої напруги, падіння та пульсації напруги у 3 рази підвищити силу струму навантаження.

Трифазну каскадну випрямну установку (рис. 11.41) складено з елементарних комірок подвоєння напруги (див. рис. 11.11). Цю схему можна зобразити у вигляді каскадного з'єднання трифазних випрямлячів, складених за схемою Ларіонова (рис. 11.43).

На рис. 11.44 показано трифазний варіант схеми Гельперна (рис. 11.32а). На відміну від схеми каскаду рис. 11.43 живлення

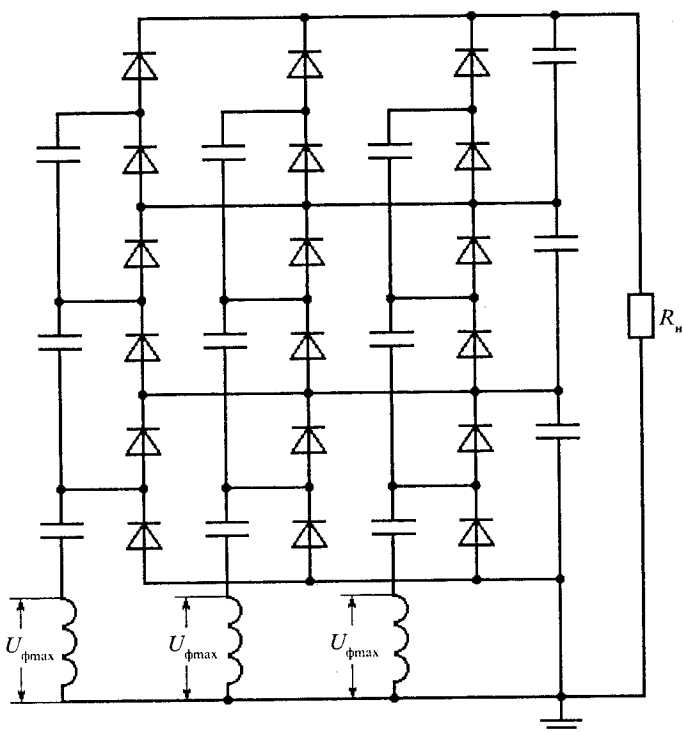


Рис 11.43. Трифазна схема Грейнахера, подана у вигляді послідовного з'єднання випрямлячів, які складено за схемою Ларіонова.

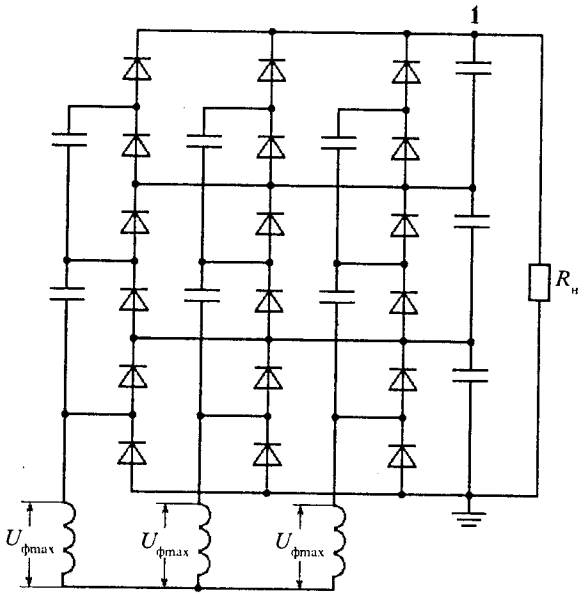


Рис. 11.44. Трифазна схема Гельперна.

схеми, зображеної на рис. 11.44, здійснюється від трансформатора з ізольованою нейтраллю обмотки ВН. Нейтраль обмотки ВН трансформатора ізолюється на фазну напругу, а краї обмоток — на лінійну.

Зі схеми виключено три найбільш завантажених конденсатори, завдяки чому під час роботи на навантаження знижується внутрішнє падіння напруги.

У режимі холостого ходу всі конденсатори заряджаються до амплітудного значення лінійної напруги $U_{лmax} = \sqrt{3}\, U_{фmax}$, а до діодів схеми прикладається напруга, яка пульсує від нуля до $U_{лmax}$.

Напруга холостого ходу n-ступінчастого каскаду

$$U_x = \sqrt{3}\, nU_{фmax}, \qquad (11.40)$$

тобто нижча, ніж у попередній схемі.

Переваги схеми виявляються під час її роботи на навантаження. Частота пульсації вихідної напруги у навантажувальному режимі не в три (як у попередній схемі), а в шість разів більша за частоту живлячої мережі. Шість разів за час одного періоду живлячої мережі конденсатори вирівнювальної колони 1 (рис. 11.44) дістають від схеми заряд Q_2. Подвоєна амплітуда пульсації вихідної напруги

$$2\delta U = \sum_{i=1}^{n} Q_2/C \cong nI_{сер}/6fC. \qquad (11.41)$$

Внутрішнє падіння напруги приблизно у три рази менше, ніж в аналогічній однофазній схемі (див. рис. 11.32,*а*). За уточненими даними [8]

$$\Delta U = I_{сер}(2{,}4n^3 - 3{,}25n^2 + 15{,}5n)/36fC. \qquad (11.42)$$

Оптимальне число ступенів визначається розв'язуванням рівняння $dU_{сер}/dn = 0$:

$$n_o = 2{,}94\sqrt{\frac{U_{сер\,max}\,fC}{I_{сер}}}. \qquad (11.43)$$

Осцилограму вихідної напруги наведено на рис. 11.45.

Мінімальну пульсацію вихідної напруги, викликаної протіканням навантажувального струму, має каскадний випрямляч (рис. 11.46), складений за циклічною схемою. Принцип побудови цієї схеми полягає в тому, що кожний її вузол між суміжними конденсаторами будь-якої колони через діод з'єднано з нижче- або вищерозміщеним вузлом іншої конденсаторної колони. Вузлові точки *a, b, c* через дроселі або діоди з'єднано з виходом схеми.

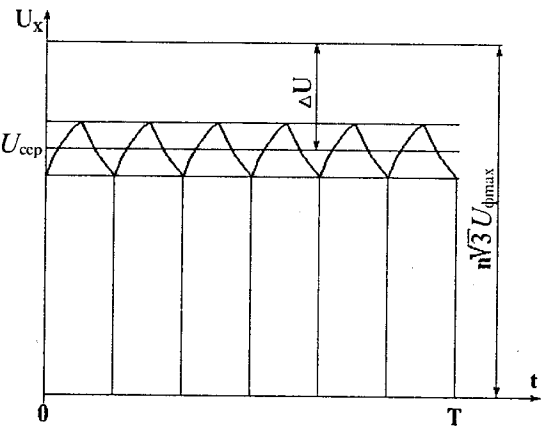


Рис. 11.45. Осцилограма напруги на виході схеми рис. 11.44 у навантажувальному режимі.

Потенціали на виходах обмотки ВН трифазного трасформатора:

$$U_A = U_{фmax}\sin\omega t;$$

$$U_B = U_{фmax}\sin(\omega t - 120°)$$

$$U_C = U_{фmax}\sin(\omega t - 240°)$$

У кожній колоні конденсатори заряджаються до напруги

$$U_{лmax} = \sqrt{3}\,U_{фmax}.$$

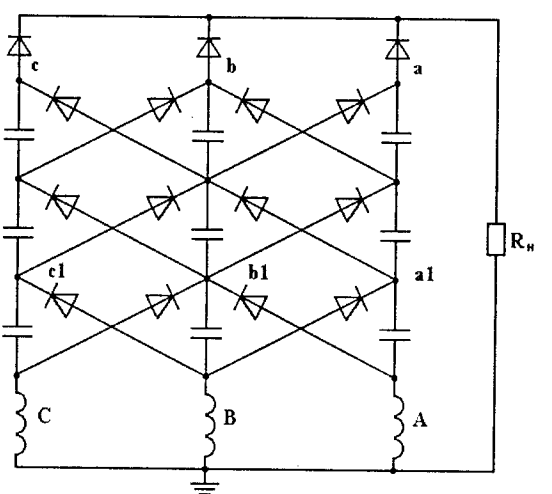


Рис. 11.46. Трифазна циклічна схема джерела високої випрямленої напруги.

Електричні потенціали точок a_1, b_1, c_1:

$$U_{a_1} = \sqrt{3}\, U_{\text{фmax}} + U_{\text{фmax}} \sin \omega t;$$

$$U_{b_1} = \sqrt{3}\, U_{\text{фmax}} + U_{\text{фmax}} \sin(\omega t - 120^\circ);$$

$$U_{c_1} = \sqrt{3}\, U_{\text{фmax}} + U_{\text{фmax}} \sin(\omega t - 240^\circ),$$

а потенціали точок *a*, *в*, *c*:

$$U_a = U_{\text{фmax}}(n\sqrt{3} + \sin \omega t);$$

$$U_b = U_{\text{фmax}}(n\sqrt{3} + \sin(\omega t - 120^\circ));$$

$$U_c = U_{\text{фmax}}(n\sqrt{3} + \sin(\omega t - 240^\circ)).$$

З точок *a, b, c* указані потенціали через відповідні дроселі або діоди передаються почергово на вихідний контакт випрямляча. Вихідна напруга у режимі холостого ходу і діодному виході пульсує з потроєною частотою живильної мережі, подвоєна амплітуда пульсації

$$2\delta U = 0{,}5 U_{\text{фmax}},$$

найбільша випрямлена напруга

$$U_x = (n\sqrt{3} + 1) U_{\text{фmax}},$$

де n — кількість конденсаторів, послідовно ввімкнених у кожній колоні.

Навантаженням КГПВН, установленого у високовольтній лабораторії електроапаратного або трансформаторного заводу, є ізоляція електроустаткування ЛЕП постійного струму під час визначення її електричної міцності. Можливий електричний пробій або перекриття по поверхні ізоляції, що випробовується, супроводжується перенесенням нульового потенціалу на вихід КГПВН. Це може призвести до пробою діодів, увімкнених у вихідні ступені каскаду. Збережуваність елементів каскадного випрямляча під час пробою випробовуваної ізоляції забезпечується вмиканням додаткового резистора між випрямлячем і навантаженням, розрахункова електрична міцність якого має відповідати напрузі каскаду. Діоди вихідного ступеня шунтуються іскровими проміжками.

11.3.9. Промислові прискорювачі заряджених частинок

Потік прискорених у постійному електричному полі електронів або іонів використовують у радіаційно-хімічних установках, рентгенівських і зварювальних апаратах тощо. У перших такі частинки іонізують речовину, порушують молекулярні зв'язки, змінюють

хімічну будову і властивості речовини; у других прискорений пучок фокусується на металевій мішені, генерує електромагнітне випромінювання (γ-промені), проникна здатність якого дозволяє дослідити внутрішню структуру матеріалу; в третіх — нагріває і зварює тугоплавкі матеріали.

Перш ніж описувати високовольтні випрямні пристрої, наведемо короткі відомості про призначення окремих вузлів прискорювача. Пучок заряджених частинок прискорюється у вакуумній трубці за тиску залишкового газу, меншого за 10^{-4} Тор. На високопотенціальному кінці трубки, з'єднаному з джерелом високої напруги, розміщується джерело електронів або іонів, що забезпечує генерацію заряджених частинок, їх первинне фокусування, регулювання струму пучка та його інжекцію у прискорювальну трубку під дією електричного поля випрямляча.

Якщо призначення прискорювача — обробка поза вакуумним об'ємом будь-якої речовини, то електронний пучок випускають з вакууму через тонку фольгу, що розмежовує області з різним тиском. Якщо прискорювач призначений для вакуумних технологій, то деталі, що обробляються, розміщують у вакумній камері.

Далі описано КГПВН, які застосовують у схемах прискорювачів заряджених частинок.

11.3.9.1. Динамітрон

М. Шенкель у 1919 р. запропонував схему каскадного генератора [10], який разом з перевагами (незначні падіння і пульсація напруги, надійна робота в аварійних режимах) має суттєвий недолік — конденсатори схеми заряджаються до напруг, що підвищуються від одного ступеня до іншого. Патент на пристрій із застосуванням схеми Шенкеля видано Д. Сліп'яну (США) 1928 р.

Схема генератора Шенкеля, яку показано на рис. 11.47,

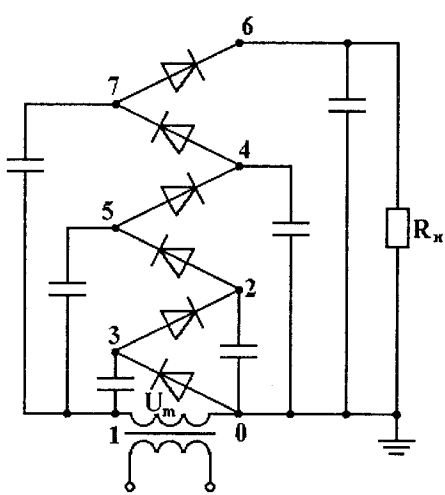


Рис. 11.47. Схема Шенкеля.

при $n = 3$ являє собою КГПВН з паралельним живленням ступенів каскаду та ємнісною розв'язкою за високою напругою (див. рис. 11.17,*в*).

У режимі холостого ходу конденсатор 2—0 (конденсатори і діоди позначаються вузлами схеми, між якими їх увімкнено) на виході схеми подвоєння напруги (див. рис. 11.11) заряджається до напруги $2U_{max}$. Коли потенціал точки 1 наближається до значення мінус U_{max}, відкривається діод 2—5 і конденсатор 5—1 заряджається до напруги $3U_{max}$. Під час наступного півперіоду через діод 5—4 заряджається конденсатор 4—0 (до напруги $4U_{max}$).

Аналогічно неважко довести, що напруга на виході схеми

$$U_x = 2nU_{max}. \qquad (11.44)$$

Осцилограми потенціалів вузлів схеми (рис. 11.47) у режимі холостого ходу показано на рис. 11.48.

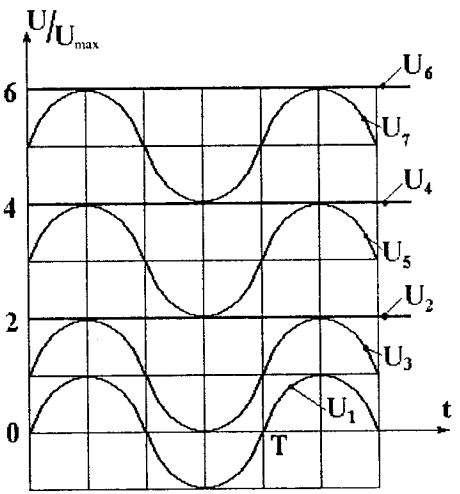


Рис. 11.48. Осцилограми потенціалів вузлових точок схеми Шенкеля у режимі холостого ходу.

З рис. 11.48 випливає, що до закритих діодів прикладено різницю потенціалів, що дорівнює $2U_{max}$, а конденсатори заряджаються до зростаючих напруг від U_{max} (конденсатор 3—1, $U_3 - U_1 = U_{max}$) до $6U_{max}$ (конденсатор 6—0, $U_6 - U_0 = 6U_{max}$).

У навантажувальному режимі, коли потенціал точки 1 наближається до значення U_{max}, відкриваються діоди 3—2, 5—4, 7—6, і конденсатори лівої частини схеми разом з джерелом підзаряджають конденсатори її правої частини, передаючи кожному з них заряд Q_1. На конденсаторах 3—1, 5—1, 7—1 виникає падіння напруги Q_1/C. Під час наступного півперіоду права колона конденсаторів повертає конденсаторам лівої колони заряд Q_1, і падіння напруги Q_1/C виникає на кожному конденсаторі правої колони.

Отже, конденсатор 2–0 зарядиться до напруги $2U_{max} - Q_1/C$, конденсатор 5–1 — до напруги $3U_{max} - 2Q_1/C$, а конденсатор n—0, паралельно якому ввімкнено резистор навантаження: до $2nU_{max} - (2n-1)Q_1/C$.

Мінімальне падіння напруги на виході схеми

$$\Delta U_{min} = (2n-1)Q_1/C \qquad (11.45)$$

пропорційне не третьому, а першому ступеню числа ступенів.

Амплітуда пульсації вихідної напруги не залежить від числа ступенів. Під час кожного півперіоду, коли відкриті діоди 3—2, 5—4, 7—6 тощо, через кожний з них проходить заряд Q_1, після чого діоди закриваються. Навантаження отримує заряд ΔQ, а конденсатор 6—0 — заряд $Q_2(Q_1 = Q_2 + \Delta Q)$, який він передає навантаженню за час, доки знов не відкриється діод 7—6. Під час розряджання конденсатора 6—0 напруга на $R_н$ знижується на $2\delta U = Q_2/C$.

Остаточно з деяким запасом і враховуючи, що $Q = I_{сер}/f$, отримуємо:

$$\delta U = I_{сер}/2fC. \qquad (11.46)$$

Середнє значення випрямленої напруги

$$U_{сер} = 2nU_м - (\Delta U_{min} + \delta U) = 2nU_м - I_{сер}(4n - 1)/2fC. \qquad (11.47)$$

Паразитні ємності $C_п$, що шунтують діоди, замикають контури, по яких під час закритого стану тих чи інших діодів можуть протікати струми, які викликають додаткове падіння напруги.

З урахуванням $C_п$ [9]

$$\Delta U = (4n - 1)([I_{сер}/2fC] + U_{max} C_п/(C + C_п), \qquad (11.48)$$

де C — ємність робочих конденсаторів.

Промислове використання схеми, показаної на рис. 11.47, на сучасній технічній основі (високовольтні високочастотні напівпровідникові діоди, потужні перетворювачі частоти, у яких як ізоляція використовуються гази під тиском) застосовують з 1960 р. [12]. Установка, в основу якої покладено схему Шенкеля і яка призначена для прискорення електронів, називається динамітроном.

Конструкцію динамітрона показано на рис. 11.49.

По осі металевого бака *1* установлено прискорювальну трубку, на верхньому кінці якої під високовольтним електродом *3* розміщено джерело електронів *4*. Висока напруга подається на електрод з виходу схеми Шенкеля (див. рис. 11.47, точка 6). Схема живиться від генератора високої частоти (ГВЧ) через підвищувальний трансформатор. Як робочий конденсатор використовується конструктивна ємність між еквіпотенціальними півкільцями *5* та електродами *6*, до яких підімкнуто обмотку ВН трансформатора. Електроди 6 виконано у вигляді півциліндрів, висота яких дорівнює висоті прискорювальної трубки. Всередині півкілець розміщено резистивний подільник напруги і діоди. Пучок прискорених часток проходить назовні через систему магнітної розгортки *7*, розтруб *8* і випускне вікно *9*. ККД динамітрона і живильного генератора не перевищує 70 %. Діапазон параметрів динамітронів: енергія електронів 0,4...0,5 МеВ, потужність 30...150 кВт.

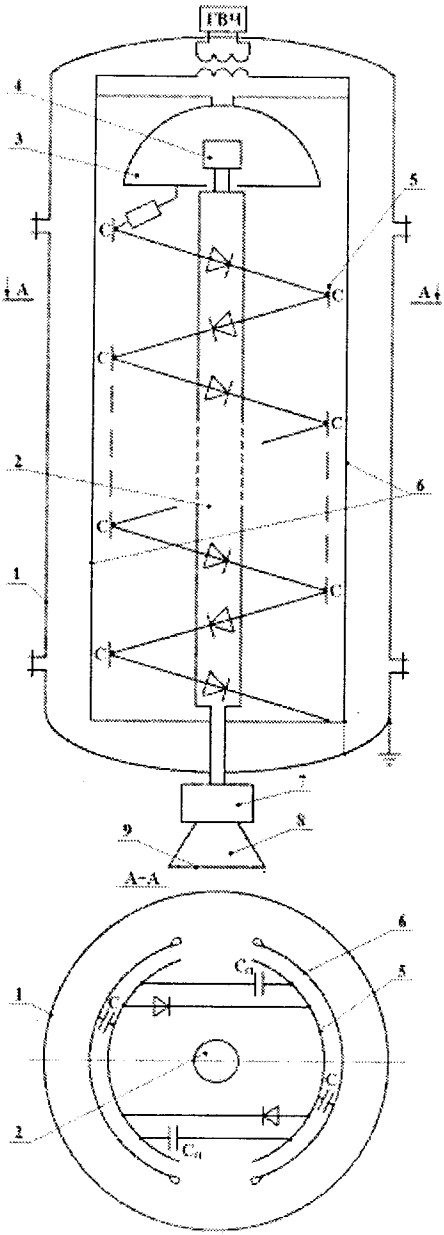


Рис. 11.49. Динамітрон.

11.3.10. Каскадні випрямлячі з індуктивною розв'язкою за напругою

Потужні однофазні КГПВН виконуються з живленням кожного ступеня випрямляння від окремого трансформатора(див. рис. 11.17б). Схеми характеризуються невеликими значеннями падіння і пульсації випрямленої напруги. Однак живлення обмоток НН високовольтних трансформаторів ступенів доводиться проводити через колону розділових трансформаторів.

На рис. 11.50 показано схему КГПВН, у якій послідовно з'єднані комірки подвоєння напруги живляться від випробних трансформаторів Т типу ІОМ, металевим бакам яких надано постійних потенціалів $U_м$, $3U_м$...

Бак трансформатора нижнього ступеня ізольовано від землі на напругу $U_м$, ізоляцію між баками вибрано на напругу $2U_м$. Еквіпотенціальними перемичками бак кожного трансформатора Т з'єднано з магнітопроводом і початками обмоток НН і ВН.

Головна ізоляція та прохідний ізолятор трансформаторів Т під час роботи каскаду зазнає дії змінної напруги з амплітудою, що дорівнює $U_м$. Коефіцієнт трансформації ізолюючих трансформаторів Т1 дорівнює одиниці. Ізоляція

обмоток W2 від магнітопроводу і обмоток W1 виготовляється на постійну напругу $U_м$. Випробні трансформатори Т двоступінчастого каскаду живляться трьома ізолюючими трансформаторами. Потужність верхнього ізолюючого трансформатора дорівнює потужності трансформатора Т.

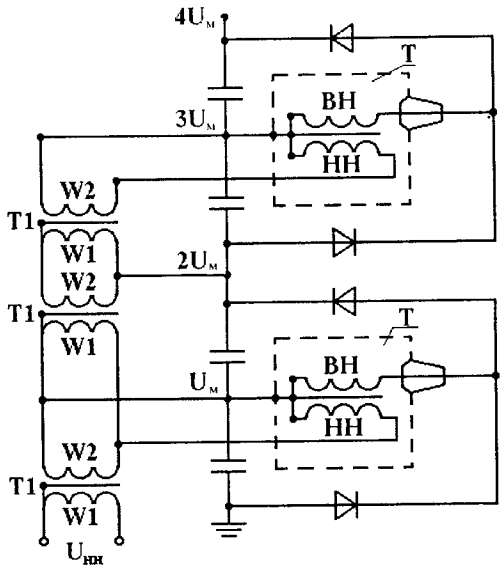


Рис. 11.50. Каскадне з'єднання схем подвоєння напруги через розділові трансформатори.

Якщо всередині ізоляційного кожуха трансформатора, складеного за схемою рис. 10.15,*е* та доповненого обмоткою збудження ОЗ наступного ступеня каскаду, розмістити діоди, то функції головних та ізолюючих трансформаторів поєднуються в одному агрегаті, й схема на рис. 11.50 перетворюється на вигляд, який зображено на рис. 11.51.

Обмотки низької напруги НН, зрівнювальні обмотки ЗО і обмотка збудження ОЗ мають однакове число витків. Обмотки НН і ВН розміщені на різних стрижнях магнітопроводу. Для зниження потоків розсіювання застосовують зустрічно ввімкнуті зрівнювальні обмотки. Магнітопроводи трансформаторів електрично з'єднані з початками обмоток ВН, що спрощує конструкцію головної ізоляції обмоток ВН. Краї всіх обмоток ізольовано від магнітопроводу на напругу $U_м$. Зигзагоподібними стрілками позначено ізоляційні проміжки між обмотками, які зазнають дії напруги, що пульсує від нуля до $2U_м$.

Через різке зростання напруги U% та індуктивності розсіяння каскаду вмикання за схемою рис. 11.51 виконується з числом ступенів, що не перевищує трьох.

У 50-х роках почато широкомасштабне застосування високовольтних випрямних установок у радіаційній технології, медицині, лазерній, зварюльній, атомній, авіаційній і космічній техніці. При

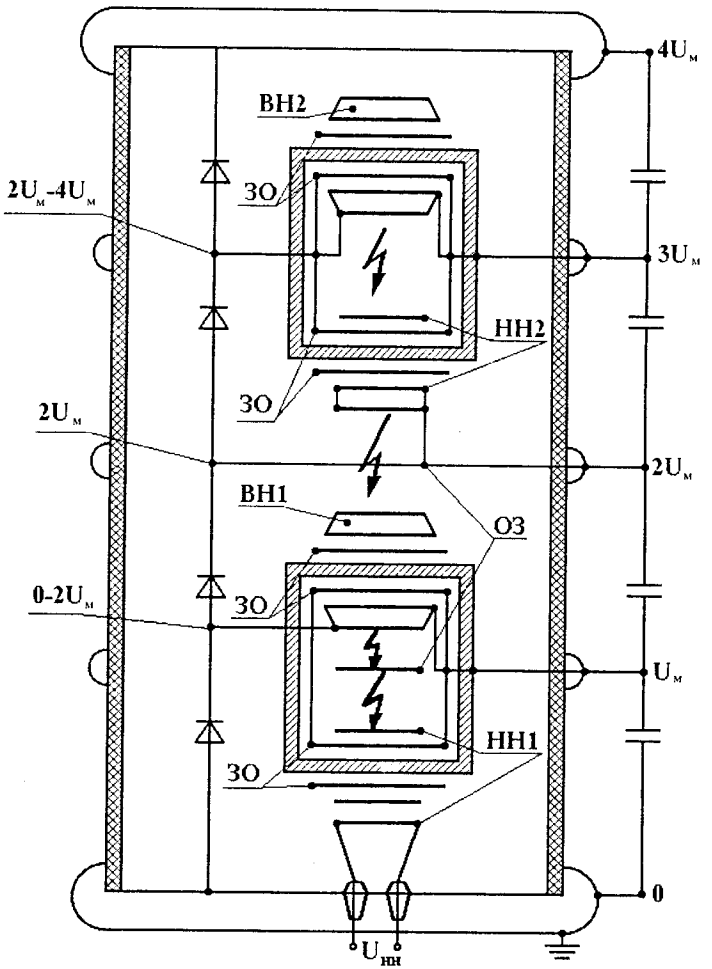


Рис. 11.51. Двоступінчасте джерело випрямленої напруги, змонтоване в ізоляційному кожусі.

цьому поряд з високою надійністю жорсткі вимоги постали до масо-габаритних характеристик проектованих пристроїв. Тому постійно вдосконалюється їх ізоляція (впроваджуються лавсан, фторопласт, паперово-плівкова та епоксидна ізоляція, застосовуються високоміцні гази під тиском). По можливості збільшується частота живильної мережі. Найоригінальніші конструкції високовольтних випрямлячів закритого типу описано далі.

11.3.11. Випрямляч з ізольованим сердечником трансформатора

Випрямляч виготовлено за схемою, розробленою фірмою High Voltage Engineering (США) (див. рис. 11.17,*д*). Подібну установку потужністю 10 кВт і напругою 200 кВ виготовлено в Інституті електрозварювання АН України [13].

Найбільший інтерес становить конструкція ввімкненого у схему високовольтного трансформатора. Випрямляч (рис. 11.52) при-

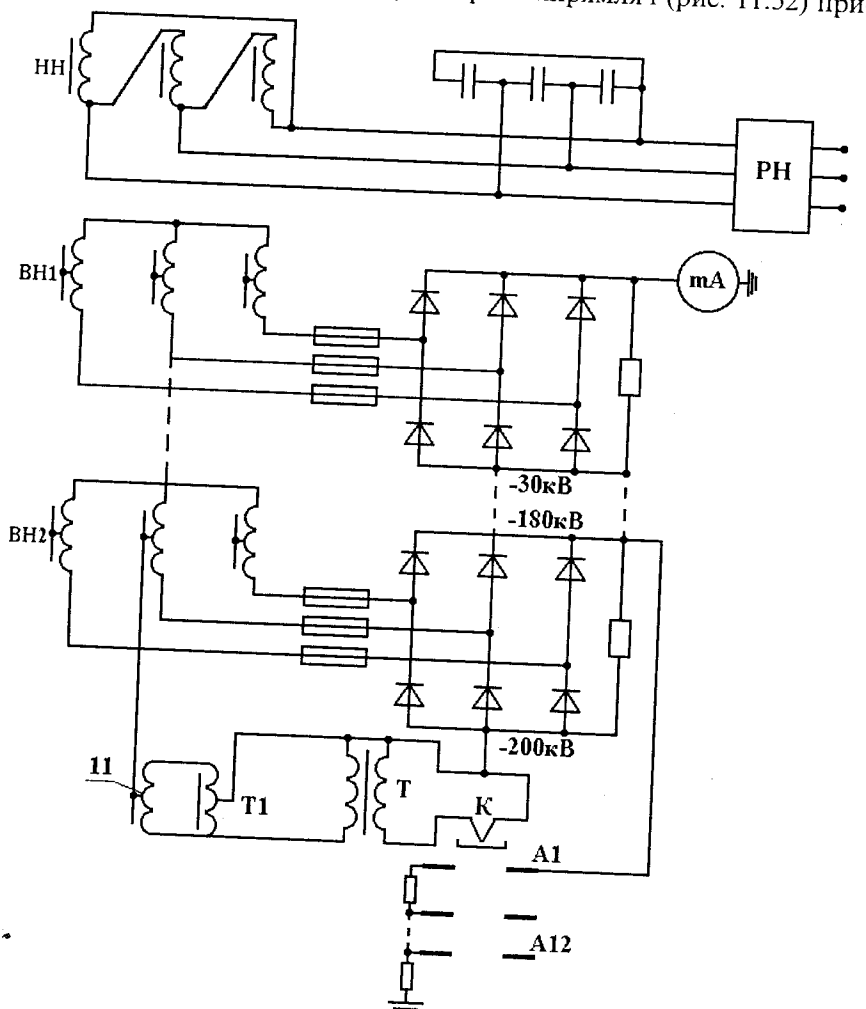


Рис. 11.52. Схема джерела живлення електронної гармати.

значений для живлення електронно-променевої зварювальної установки. Передача енергії з первинного контура до секціонованих обмоток ВН поєднується з вимогою граничної мінімізації головної ізоляції трансформатора, а отже, його габаритних розмірів. Конструкцію високовольтного трансформатора показано на рис. 11.53.

Ярма *1* трансформатора виготовлено з холоднокатаної сталі у вигляді витих тороїдів. Між ярмами на вершинах рівностороннього трикутника розміщено стрижні *2* магнітопроводу. Стрижні розрізано перпендикулярно до напряму магнітного потоку на вісім галет. Зазори *3* між суміжними галетами становлять 0,15...0,2 мм і заповнені шістьома-вісьмома шарами лавсанової плівки. Електрична міцність шарової лавсанової ізоляції перевищує 30 кВ. Фазні обмотки НН *4* розміщено на галетах, що прилягають до верхнього заземленого ярма, і зібрано у «трикутник». На розміщені нижче галети нанесено секції обмотки ВН *5*, середні точки яких електрично з'єднано зі сталлю галет. Розміщені на одному рівні секції обмотки ВН збираються у «зірку», а індуковані в них напруги випрямляються за безконденсаторною схемою Ларіонова. Сім випрямлячів з'єднано послідовно.

Таким чином, у міру віддалення від верхнього ярма галети стрижнів магнітопроводу набувають зростаючих потенціалів: по-

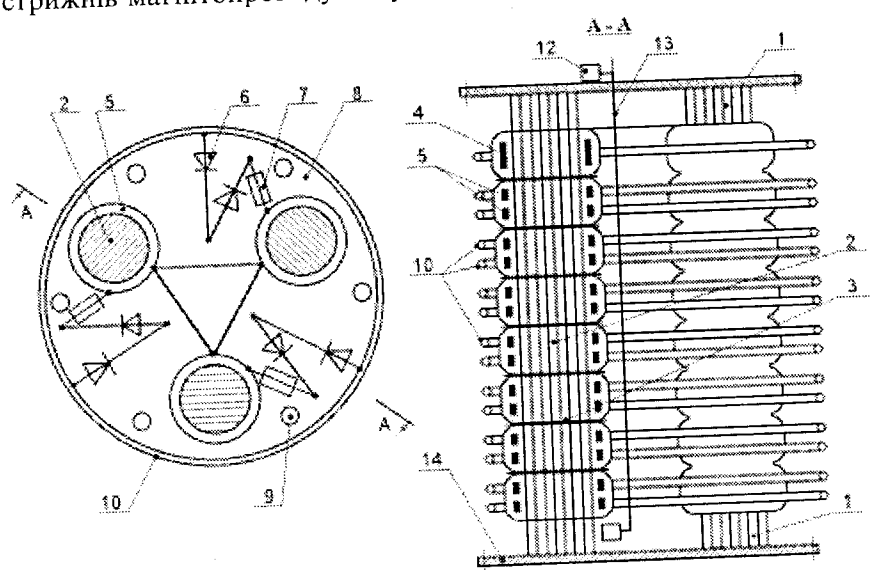


Рис 11.53. Конструкція випрямляча, складеного за схемою рис. 11.52.

тенціал нижнього ярма і фланця *14* стає таким, що дорівнює мінус 200 кВ, а плівкова міжгалетна ізоляція замінює головну ізоляцію трансформатора.

У конструкції випрямляча, що розглядається, не треба ізолювати обмотку ВН і діоди від магнітопроводу на повне значення високої напруги, як це робиться в установці з трансформатором, магнітопровід якого заземлено.

Для отримання випрямленої напруги 30 кВ за схемою Ларіонова фазна напруга кожної секції обмотки ВН має дорівнювати 13 кВ. Оскільки середні точки секцій з'єднано з відповідними галетами магнітопроводу, то краї обмоток ізолюються від сталі галети на 6,5 кВ. Міжвиткова ізоляція котушок обмотки ВН просочується і заливається епоксидною смолою.

Як вентилі використовуються напівпровідникові діоди, які з'єднані у плечах місткової схеми по чотири послідовно. Захист діодів та обмоток від струмових перевантажень під час пробою лавсанової ізоляції між галетами магнітопроводу здійснюється запобіжниками *7*. Діоди і запобіжники монтують між галетами магнітопроводу на ізоляційних дисках *8*. Після складання випрямляч стягують шістьома тягами *9* з дельтадеревини. Для вирівнювання розподілу потенціалів між окремими секціями, а також для вирівнювання електричного поля між висувною частиною і баком на рівні кожної секції установлюються еквіпотенціальні кільця *10*.

На рис. 11.52 показано з'єднання випрямляча з електродами електронно-променевої установки. Розжарення катода К здійснюється за допомогою додаткової обмотки *11*, розміщеної під потенціалом мінус 200 кВ. Напруга з цієї обмотки подається на волосок розжарення через автотрансформатор T_1 і знижувальний трансформатор Т, які розміщені під високим потенціалом. Регулювання автотрансформатора T_1 здійснюється за допомогою реверсивного двигуна *12* з капроновим тросиком (рис. 11.53).

Електронно-променева трубка розміщується у спільному баку під випрямлячем. Залишковий тиск всередині трубки становить 10^{-5} Тор. Тиск вуглекислого газу всередині бака дорівнює 0,7 МПа. Висока напруга підводиться до катода джерела і першого анода гнучкими тросиками. Сфокусований пучок електронів через отвір у нижній частині бака потрапляє на зварювані у вакуумі деталі.

11.3.12. Трансформаторно-випрямний пристрій

У випрямлячі, складеному на базі трансформатора з розрізними сердечниками, секції обмотки ВН пронизуються спільним для

них магнітним потоком. У конструкції трансформаторно-випрямного пристрою [14] магнітопроводи *10* випрямних секцій об'єднуються спільними первинними ампер-витками.

Зауважимо: якщо обмотка НН (1) (рис. 11.54,*а*) з числом витків $W_{нн}$ охоплює один магнітопровід (2), то в обмотці ВН (3) трансформатора індукується напруга

$$U_{вн} = U_{нн}\frac{W_{вн}}{W_{нн}}. \qquad (11.49)$$

Якщо обмотка НН є спільною для *n* однотипних трансформаторів (рис. 11.54,*б*), то вираз (11.49) не можна використовувати для визначення напруги на виході обмоток ВН кожного з них.

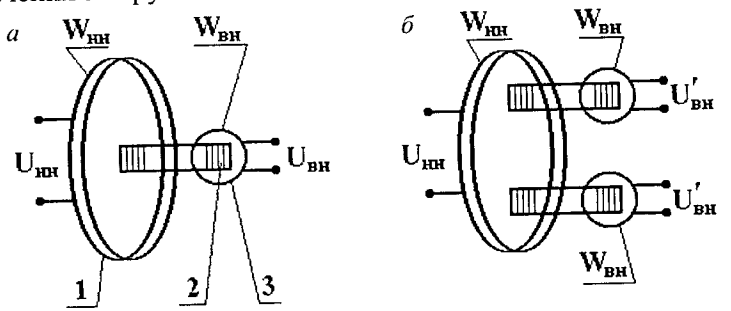


Рис. 11.54. До визначення напруги $U'_{вн}$, якщо витки первинної обмотки зчіплені не з одним (*а*), з двома (*б*) магнітопроводами.

Для традиційної схеми (рис. 11.54,*а*) число вольтів на виток пропорційно магнітному потоку:

$$\frac{U_{нн}}{W_{нн}} = 4,44 f\Phi_m = k\Phi_m. \qquad (11.50)$$

Якщо з обмоткою НН зчіплено *n* магнітопроводів і напруга $U_{нн}$ не змінилася, то згідно з (11.50) сумарний магнітний потік також не зміниться. Отже, магнітний потік у сталі окремого магнітопроводу знизиться в *n* разів і число вольтів на виток щодо обмотки ВН становитиме:

$$\frac{U'_{вн}}{W_{вн}} = \frac{k\Phi_m}{n}.$$

Таким чином, при переході від схеми рис. 11.54,*а* до схеми рис. 11.54,*б* і збереженні значень $U_{нн}$, $W_{нн}$, $W_{вн}$ у кожній обмотці ВН індукується в *n* разів менша напруга:

$$U'_{вн} = U_{нн}\frac{W_{вн}}{nW_{нн}}. \qquad (11.51)$$

Електричну схему випрямляча на 600 кВ, 70 мА [14] показано на рис. 11.55. Десять випрямних секцій, складених за схемою Ларіонова, з'єднано послідовно. Кожну секцію розраховано на 60 кВ випрямленої напруги. Обмотки ВН трьох однофазних трансфор-

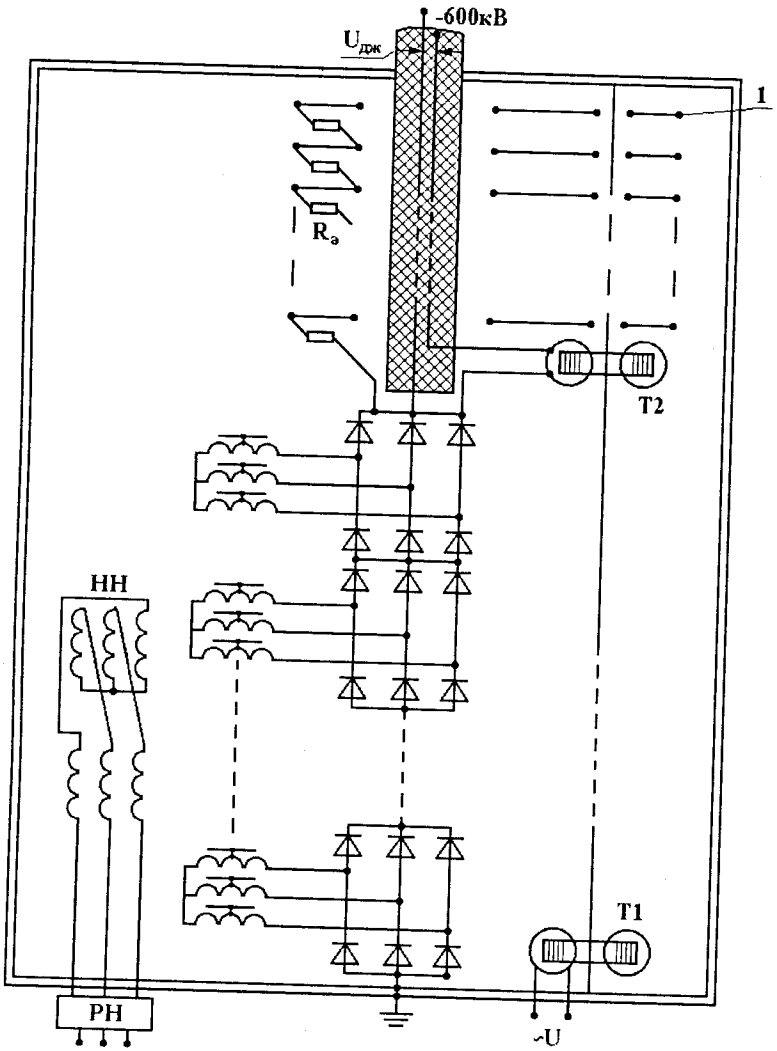


Рис. 11.55. Схема генератора регульованої напруги 0...600 кВ та незалежної від неї напруги живлення джерела електронів, який розміщено під високим потенціалом.

маторів секцій з'єднано у «зірку». Магнітопроводам надаються потенціали середніх точок обмоток ВН. Випрямляч розміщено у сталевому баку діаметром 1,4 та висотою 2,4 м. Випрямлена напруга передається навантаженню кабелем, який проходить через верхню кришку бака. Алюмінієві диски *1*, через внутрішні отвори яких проходить кабель, разом з резистивним подільником напруги $R_д$ забезпечують лінійний розподіл напруги по зовнішній поверхні ізоляції всередині бака. Поза баком кабель вміщено у заземлений екран.

Окремі випрямні секції монтуються на склопластикових дисках (рис. 11.56).

Витки обмотки НН проходять через отвори в дисках, розміщених на вершинах рівностороннього трикутника. Кожна фаза обмотки складається з 34 витків, розміщених усередині чотирьох електрокартонних бар'єрів. Маслобар'єрну ізоляцію обмотки НН розраховано на 600 кВ випрямленої напруги. Діаметр зовнішнього бар'єра 210 см.

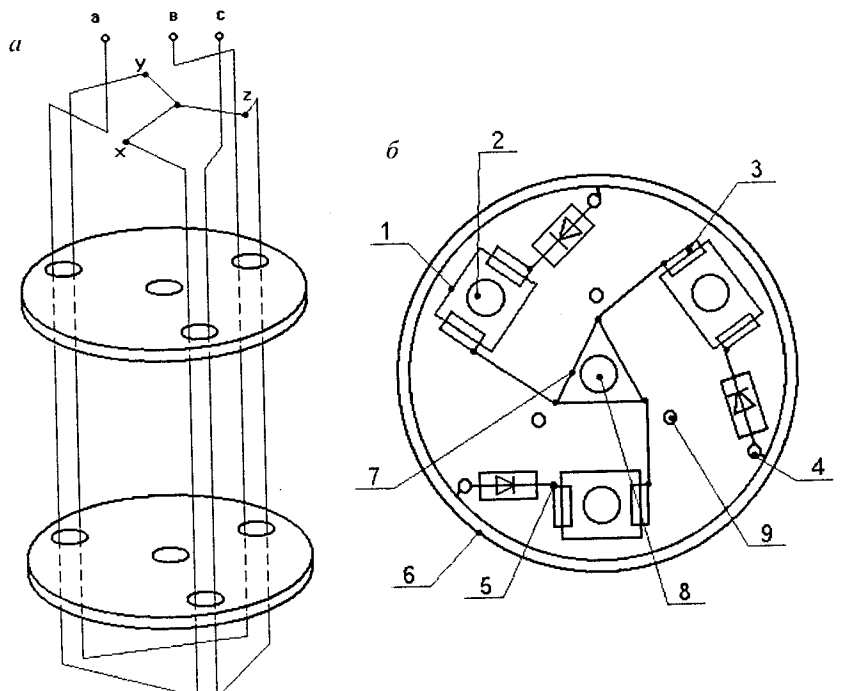


Рис. 11.56. Конструкція первинної обмотки (*а*) та випрямної секції (*б*) генератора згідно з рис. 11.55.

Окремі витки обмотки НН мають П-подібну форму і виготовлені з мідного прямокутного провода, який має площину поперечного перерізу 27 мм^2. Довжина витків обмотки НН більша за висоту колони випрямних секцій. Витки обмотки НН за схемою «зигзаг» з'єднуються на нульовому потенціалі під верхньою кришкою бака.

Отже, кожна фаза обмотки НН складається з двох півкотушок по $\frac{17}{}$ витків у кожній. Число ампер-витків обмотки НН становить $17\sqrt{3}\,I_{\text{ф}}$.

Розміщення діодів і трансформаторів на склопластиковому диску випрямної секції показано на рис. 11.56,*б*. Однофазні трансформатори *1* орієнтовано на отвори *2*; крізь отвори всередині бар'єрів проходять проводи обмотки НН. Обмотку ВН *3* кожного трансформатора зібрано з двох котушок із сумарним числом витків, яке дорівнює 44 000, діаметр провода обмотки ВН становить 0,225 мм. Діюче значення фазної напруги дорівнює 24,6 кВ. Завдяки з'єднанню середньої точки обмотки ВН з магнітопроводом ізоляцію країв обмотки від магнітопроводу виконано на 12,3 кВ.

На диску монтується шість діодів типу СДЛ 04-1300 (0,4А; 130 кВ). До кожного контакту *4* кріпляться два діоди, розміщених один над одним. Другі краї діодів з'єднано з виходами обмоток ВН трансформаторів: нижній діод — з виходом обмотки ВН трансформатора своєї секції, верхній — через прохідний ізолятор *5* — з трансформатором розміщеної вище секції. Екранні кільця *6*, пригвинчені до контактів *4*, забезпечують з'єднання шести діодів у «зірку». Шина *7*, яка з'єднує у «зірку» обмотки ВН однофазних трансформаторів, оточує центральний отвір у диску *6*. Рівномірна відстань між секціями забезпечується трьома ізоляторами *9*.

Всередині металевого бака верхній і нижній краї випрямляча перебувають під нульовим потенціалом. Ізоляція середини установки від бака — маслобар'єрна і складається з п'яти електрокартонних бар'єрів.

Випрямляч призначений для живлення електронного прискорювача, джерело електронів якого перебуває під високим потенціалом катода. При цьому живлення джерела не повинно залежати від прискорювальної напруги. Незалежну систему електроживлення джерела електронів складено на базі двох трансформаторів — Т1 і Т2 (див. рис. 11.55). Вторинну обмотку знижувального трансформатора Т1 виконано у вигляді мідного стрижня, що перемикає верхню і нижню кришки бака. Стрижень проходить через центральні отвори у дисках (рис. 11.56,*а*,*б*). Струм замикається по корпусу

бака. Магнітопровід і вторинну обмотку підвищувального трансформатора Т2 з'єднано з високовольтним кінцем випрямної колони та ізольовано від одновиткової первинної обмотки циліндричними бар'єрами. Отже, по високовольтному кабелю до катода електронно-променевої трубки надходить не тільки потрібна висока від'ємна напруга, а й напруга $U_{дж}$ живлення джерела електронів.

11.4. Генератор Ван де Граафа

Генератор високої постійної напруги, запропонований Ван де Граафом у 1931 р., — це електростатична машина з ізоляційним ротором [15]. У першій працездатній моделі (рис. 11.57) нескінчену шовкову стрічку завширшки 63 мм було натягнуто між двома валами, один з яких (ведучий) був заземлений і приводився у рух електродвигуном, а другий (ведений) розміщувався всередині металевої сфери діаметром 60,5 см, яку було встановлено на скляних колонах.

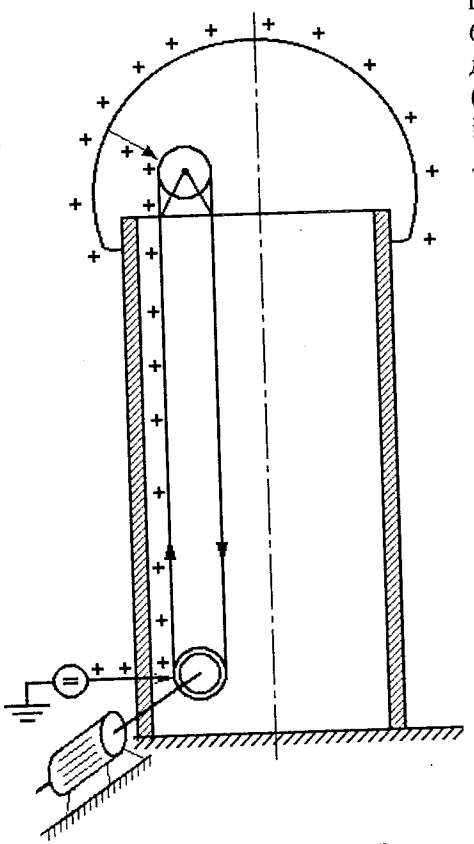


Рис. 11.57. Схема генератора Ван де Граафа.

У районі ведучого вала на поверхню рухомої стрічки переносилися додатні заряди з коронуючої гребінки, яка складалася з гострих голок і була з'єднана з додатним полюсом десятикіловольтного випрямляча. Заряди знімалися зі стрічки за допомогою другої гребінки, розміщеної всередині сфери навпроти веденого вала.

Електричне поле всередині сфери відсутнє і не перешкоджає стіканню зарядів зі стрічки за допомогою другої гребінки на сферу за будь-якого її потенціалу.

Таким чином, електростатичний генератор Ван де Граафа (ЕСГ) працює згідно з умовою $U = Q/C$. За постійної ємності C сфери відносно землі безперервне перенесення заряду Q на її поверхню призводить до зростання потенціалу сфери. При цьому напруженість електричного поля на поверхні сфери радіусом R становить $E = U/R$.

При роботі ЕСГ, який мав радіус сфери R = 30,25 см, в умовах атмосферного тиску в закритому приміщенні пробій повітряного проміжка між сферою і землею очікувався за напруги близько 900 кВ.

Однак оскільки сфера не була віддалена від землі на нескінченно велику відстань і розподіл напруженості E поблизу її поверхні спотворювався наявністю підтримуючих колон та отвору для проходження зарядної стрічки, на першому зразку генератора потенціал сфери не перевищував 270 кВ.

Можливість за допомогою генератора Ван де Граафа отримувати на високовольтному електроді (у подальшому — кондукторі) високу постійну напругу, простота будови, відсутність діодів і конденсаторів привернули увагу фізиків, і генератор стали застосовувати як джерело живлення прискорювачів заряджених частинок.

Сучасний ЕСГ зі стрічковим транспортером разом з прискорювальною трубкою розміщується у металевому баку, який заповнено електрично міцним газом під тиском 0,7...2 МПа. Застосовуються азот, суміші азоту з вуглекислим газом, фреоном, елегазом. Ізоляційні колони, які підтримують кондуктор, складають з окремих ізоляторів, між якими встановлюють металеві диски з прорізами для транспортера і трубки. Прискорювальну трубку виготовляють з ізоляторів кільцевої форми, між якими прокладаються електроди з титану, нержавіючої сталі або алюмінієвих сплавів з отвором для проходження пучка заряджених частинок. Вакуумне з'єднання ізоляторів та електродів виконується за допомогою спеціальних клейових композицій. Із зовнішнього боку трубки електроди з'єднано з градієнтними дисками.

Наведена конструкція ізоляційної колони і прискорювальної трубки сприяє підвищенню їх аксіальної електричної міцності. Щоб підвищити електричну міцність у зазорі між стінкою бака і колоною генератора, металеві диски обрамують по периметру екранними кільцями. При цьому відношення внутрішнього діаметра бака до діаметра кілець звичайно береться таким, що дорівнює 2,72.

В ЕСГ, що працюють у газі під тиском, звичайно віддають перевагу циліндричній формі кондуктора із закругленим верхнім тор-

цем. ЕСГ на надвисокі напруги обладнуються двома і навіть трьома кондукторами для примусового вирівнювання електричного поля між високопотенціальним виходом генератора і кришкою бака.

У стаціонарному режимі струм пучка прискорюваних частинок дорівнює струмові, який переноситься зарядною стрічкою. Стрічку виготовляють з кількох шарів прогумованого перкалю. Ширина стрічки звичайно $b = 0{,}4$ см, лінійна швидкість залежить від діаметра ведучого вала і частоти обертання приводного двигуна: $v = \pi \cdot d \cdot n$. Якщо $d = 15$ см, то $n = 3000$ хв$^{-1}$ $= 50$ с$^{-1}$, $v = 23$ м/с. Струм I, який переноситься стрічкою, визначається поверхневою щільністю σ, Кл/м^2, зарядів на поверхні стрічки з урахуванням сил відштовхування, які діють на заряди під час їх перенесення до кондуктора у поздовжньому електричному полі. З досвіду експлуатації ЕСГ $\sigma = 5 \cdot 10^{-5}$ Кл/м^2. Отже, граничне значення струму пучка не перевищує $I = \sigma b v = 460 \cdot 10^{-6}$ А, а потужність ЕСГ — кількох кіловатів.

Подвоїти струм генератора можна за допомогою ще одного транспортера зарядів або за допомогою перезаряджання стрічки. Для цього в безпотенціальному об'ємі під кондуктором установлюється ще один випрямляч і на збігаючу частину стрічки наносяться заряди, протилежні за знаком заряду кондуктора. При цьому між набігаючою і збігаючою частинами стрічки як між пластинами конденсатора виникають сили притягання:

$$F = \frac{\varepsilon_0 E^2}{2}, \text{ Н/м}^2.$$

Якщо $E = 3 \cdot 10^6$ В/м, то $F = 40$ Н/м^2, і стріла прогину кожної половини стрічки

$$\Delta = \frac{Fl^2}{8T},$$

де l — відстань між осями валів; T — натяг стрічки. Наприклад, якщо $l = 3$ м, $T = 2000$ Н/м, то $\Delta = 2{,}25\ 10^{-2}$ м, що може призвести до сплітання стрічок.

Система перезарядки прискорених негативних іонів дає можливість подвоїти енергію пучка. У таких установках джерело негативних іонів і мішень розміщуються з різних боків прискорювальної трубки під нульовими потенціалами, а високовольтний електрод — посередині трубки.

Там же за допомогою решітки негативні іони перезаряджаються, після чого пучок позитивних іонів додатково прискорюється у поздовжньому полі додатно зарядженого кондуктора.

Перевагою генератора Ван де Граафа є висока стабільність струму пучка при напругах, які можуть доходити до 10 МВ. Однак сила струму пучка не перевищує кількох сот мікроамперів, і ККД дорівнює приблизно 10...20 %.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Поясніть принцип дії схем подвоєння напруги.
2. Поясніть принцип дії схем потроєння напруги.
3. Поясніть принцип дії класичної схеми каскадного генератора високої напруги.
4. Поясніть принцип дії схеми А. К. Вальтера і В. Д. Синельникова.
5. Поясніть принцип дії схеми В. І. Попкова.
6. Поясніть принцип дії симетричних схем каскадних генераторів високої напруги, включаючи схеми Гельперна та Уокера—Петера.
7. Поясніть принцип дії циклічної схеми каскадного генератора високої напруги.
8. Поясніть принцип дії трьохфазних каскадних генераторів високої напруги.
9. Поясніть принцип дії каскадних генераторів високої напруги.
10. Поясніть принцип дії трансформаторно-випрямлювального пристрою.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Greinaher H.* //Bull. Schweiz, electrotehn. Vereins. — 1920. — 11. — 59.
2. *Cocroft I. D., Walton E. T. S.* //Proc. Roy. Soc. A. — 1930. — 129—477.
3. *Cocroft I. D., Walton E. T. S.* //Proc. Roy. Soc. A. — 1932. — 136—619.
4. *Everhart E., Lorain P.* //Rev. Scient. Instrum. — 1953. — 24. — 221.
5. *Heilpern W.* Kaskadengeneratoren zur Partikelbeschleunigung auf 4 Me V. //Hei. Phys. acta. — 1955. — Bd. 28. — N5—6. — S. 485—491.
6. *Wolker A. H. B., Peter L. H.* British Patent. N 645630, 1949.
7. *Мидзутакэ С.* Циклические каскадные выпрямительные установки //Патентный бюллетень Токкё кохо, фирма Ниссин Хайборутэзи к.к. — № 56 — 33948. — 1937.

8. *Костиков В. Г., Никитин И. Е.* Источники электропитания высокого напряжения РЭА. — М.: Радио и связь, 1986. — 200 с.
9. *Альбертинский Б. С., Свиньин М. П.* Каскадные генераторы. — М.: Атомиздат, 1980. — 210 с.
10. *Schenkel M.* Eine neue Schaltung für die Erzeigung hoher Gleichschpannungen //ETZ. — 1919. — 40. — 333 с.
11. *Slepian Patent* I. U. S. N 1666473, 1928.
12. *Cleland M. R., Morganstern K. M.* Dynamitron — A High Power Electron Accelerator //Nucleonics. — 1960. — Vol. 18. — N 8. — P. 52—53.
13. *Крыштаб Г. С., Лоскутов Г. А.* Источник питания на 200 кВ для электронно-лучевой сварки //Автомат. сварка. — 1970. — № 3. — С. 42—46.
14. *Лисин В. Н., Павлов М. В., Лащенков Ю. В.* Трансформаторно-выпрямительное устройство. А.С. № 905961, Бюллетень № 6, 1982.
15. *Van de Graaff R. I., Kompton K. T., Van Atta L. C.* The Electrostatic Production of High-Voltage for Nuclear Investigations //Phys. Rev. — 1933. — 43. — 149.

Глава 12
ГЕНЕРАТОРИ ІМПУЛЬСНИХ НАПРУГ

(Б. М. Кондра, В. І. Хоміпіч)

12.1. Призначення генераторів

Генератор імпульсних напруг (ГІН) — лабораторне джерело грозових і комутаційних перенапруг та імпульсних напруг, яких потребують дослідні і технологічні установки. Він призначений для визначення електричної міцності ізоляції електроустаткування у процесі імпульсних досліджень, живлення різних електрофізичних установок, наприклад, заряджання формуючих ліній тощо.

12.2. Вимоги стандартів до форми імпульсів

Форма повних і зрізаних імпульсів, визначення їх тривалості T_i і тривалості фронту $T_ф$, нормуються.

Наприклад, параметри грозових та комутаційних імпульсів визначаються згідно з ГОСТ 1516 (рис. 12.1).

Стандартним вважається грозовий імпульс напруги з параметрами: $T_i = 50 \pm 10$ мкс, $T_ф = 1{,}2 \pm 0{,}36$ мкс, час запізнення зрізу $T_з = 2...4$ мкс, тривалість зрізання імпульсу $T_{т.з} = 1{,}67\ T_1$, крутизна зрізу визначається як частка від ділення напруги $U_з$ у момент зрізу на його тривалість.

Комутаційні перенапруги виникають під час планових або аварійних перемикань в енергосистемах і характеризуються значними кратностями відносно амплітуди фазної напруги лінії. Тривалість дії комутаційних перенапруг на ізоляцію досягає одиниць мілісекунд.

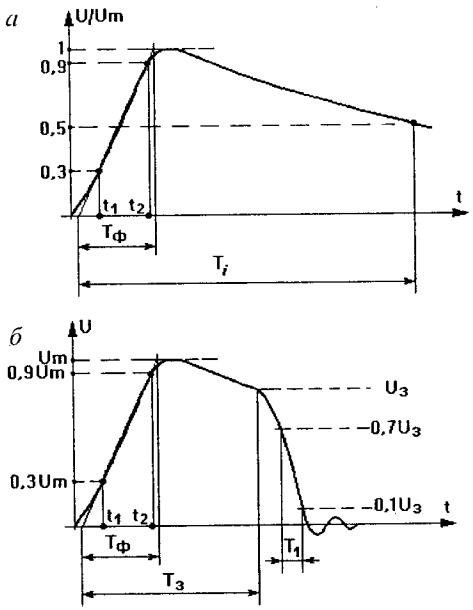


Рис. 12.1. Осцилограми випробних імпульсів грозових перенапруг: *а* — повного; *б* — зрізаного.

На рис. 12.2 показано нормовані форми комутаційних імпульсів і послідовність обробки осцилограм при визначенні часу підйому $T_п$ і часу його дії $T_і$.

Вибір форми і часових параметрів комутаційного імпульсу визначається стандартом і заводськими нормами щодо ізоляції випробуваного електроустаткування. Якщо час підйому аперіодичного імпульсу $T_п = 250 \pm 50$ мкс, то час його дії $T_і = 2500 \pm 1500$ мкс з допуском на максимальне значення імпульсу ± 3 %. Аперіодичні імпульси 100/2500, 500/2500 та 1000/5000 можна застосовувати з допусками на час підйому ± 20 % та на тривалість ± 60 %. Параметри стандартного коливального імпульсу $T_п = 4000 \pm 1000$ мкс, $T_і = 7500 \pm 2500$ мкс. Для випробування внутрішньої ізоляції силових трансформаторів застосовується уніполярний імпульс $T_п = 100$ мкс, $T_і = 1000$ мкс, для випробування внутрішньої ізоляції шунтуючих реакторів — імпульс $T_п = 50$ мкс, $T_і = 500$ мкс.

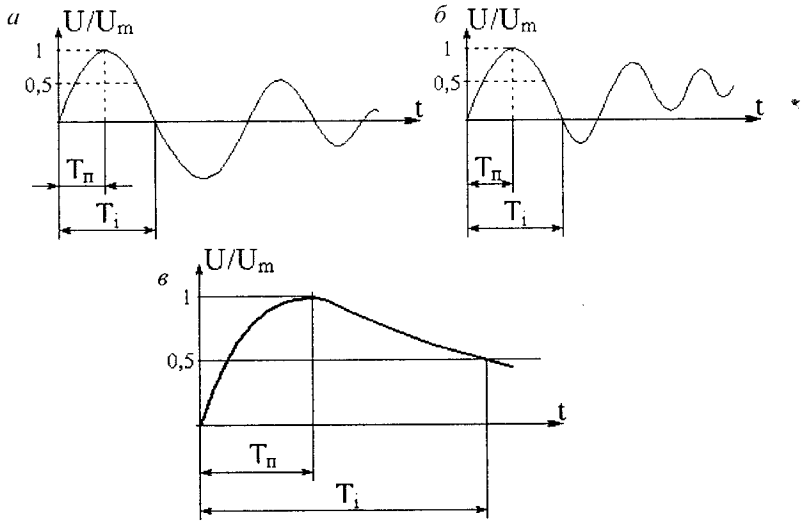


Рис. 12.2. Осцилограми випробних імпульсів комутаційних перенапруг: *а, б* — коливальних; *в* — аперіодичного.

Вимоги до імпульсних напруг технологічного застосування визначаються особливостями фізичних процесів, використовуваних у технологічних установках.

12.3. Схеми ГІН

Найбільше поширення одержали ГІН, описані у [1—4] (рис. 12.3).

Конденсатори C ступенів ГІН (рис. 12.3,*а*) заряджаються від випрямляча, складеного на базі трансформатора Т, діода V і захисного резистора $R'_з$ через зарядні резистори $R_з$. Наприклад, зарядний струм найвіддаленішого від випрямляча конденсатора C_n протікає від випрямляча по верхньому ланцюжку зарядних резисторів, через конденсатор C_n, після чого по нижньому ланцюжку зарядних резисторів повертається до трансформатора. У процесі заряджання конденсатори ступенів підімкнуто до джерела випрямленої напруги паралельно. Вони заряджаються практично до амплітудного значення напруги обмотки ВН трансформатора. Закінчення заряджання конденсаторів супроводжується зниженням зарядного струму і напруги на резисторах $R_з$. Електроди іскрових проміжків F набувають потенціалів обкладок конденсаторів.

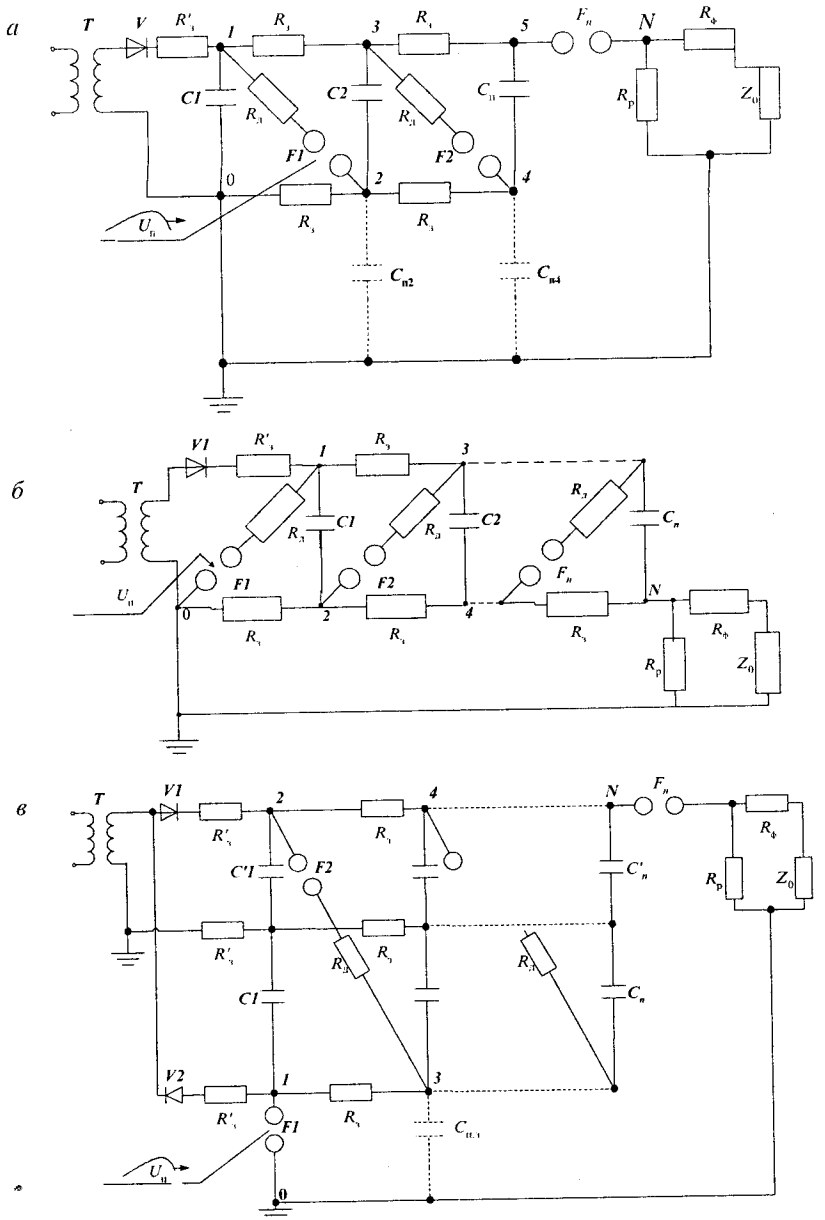


Рис. 12.3. Схеми ГІН: *а* — пряма Маркса—Аркадьєва; *б* — обернена; *в* — симетрична.

Якщо напруга на іскрових проміжках достатня, проміжки пробиваються, конденсатори вмикаються послідовно і розряджаються на паралельно ввімкнені розрядний опір $R_р$ та опір Z_0 випробовуваного об'єкта, який ввімкнено послідовно з фронтовим резистором $R_ф$.

Розрядний струм протікає від точки 0 по елементах схеми C_1, $R_д$, $F1$, C_2, $R_д$, F_2 ... C_n, F_n і далі через паралельно ввімкнені опори R та $R_ф + Z_0$ повертається до точки 0.

Однак у режимі самозапуску ГІН працює рідко. Спрацювання ГІН після заряджання його конденсаторів здійснюється імпульсом підпалення напругою 10...15 кВ, за допомогою якого ініціюється пробій керованого проміжку $F1$. Після пробою $F1$ потенціал точки 2 схеми зростає від нуля до $U_м$, потенціал точки *3* — від $U_м$ до $2U_м$ за умови збереження нульового потенціалу у точці *4*, оскільки стала часу заряджання паразитної ємності $C_{п4}T = C_{п4}(R_д + R_з)$ порівняно велика. Різниця потенціалів на електродах розрядника F_2 подвоюється, і розрядник пробивається.

Аналогічні міркування пояснюють, як під дією зростаючих перенапруг $3U_м$ ... $nU_м$ лавиноподібно спрацьовує решта розрядників багатоступінчастого ГІН. На виході розрядного контура формується імпульс, напруга якого

$$U_к = \eta_з nU_{ст}, \qquad (12.1)$$

де $\eta_з$ — коефіцієнт використання зарядного кола, введення якого до формули пояснюється неповним зарядом від однопівперіодного випрямляча віддалених від нього конденсаторів, а також зарядом паразитних ємностей ступенів; n — кількість ступенів ГІН; $U_{ст}$ — напруга заряду ступеня.

У розрахунках звичайно беруть $\eta_з = 0{,}95$.

Ємність розрядного контура

$$C_к = \frac{C_{ст}}{n}. \qquad (12.2)$$

Схема ГІН, яка показана на рис. 12.3,*а*, називається прямою, оскільки полярність вихідного імпульсу збігається з полярністю зарядного пристрою. На рис. 12.3,*б* показано обернену схему ГІН. У ній після спрацьовування розрядника $F1$ потенціал точки *1* знижується від $U_м$ до нуля, потенціал точки *2* — від нуля до мінус $U_м$, а потенціал точки N на виході розрядного контура — від нуля до мінус $\eta_з nU_м$. Для зміни полярності вихідного імпульсу в обох схемах достатньо перемкнути діод випрямляча.

На рис. 12.3,*в* показано симетричну схему ГІН, де заряд конденсаторів здійснюється від схеми подвоєння випрямленої напруги, і кожний ступінь ГІН має два послідовно ввімкнених конденсатори.

Прослідкуємо коло зарядного струму конденсатора $C_п$: від точки 0 обмотки ВН трансформатора через резистор $R_з'$, середній ланцюжок резисторів $R_з$, конденсатор $C_п$, нижній ланцюжок резисторів $R_з$, $R_з'$ діод V_2 струм повертається до трансформатора.

Після спрацювання керованого розрядника $F1$ потенціал точки *1* зростає від мінус $U_м$ до нуля, точки *2* — від $U_м$ до $2U_м$, а точки *3* зберігає значення мінус $U_м$, оскільки паразитна ємність $C_{пз}$ не встигає розрядитися через $F1$ на резистор $R_з$. Розрядник $F2$ автоматично пробивається під дією різниці потенціалів на його електродах, яка зросла у 1,5 раза. Потенціал точки *3* стає таким, що дорівнює $2U_м$, а точки *4* — плюс $4U_м$. Після пробою розрядника $F_п$ у точку *N* схеми надходить імпульс напруги, амплітуда якого $\eta_з nU_{ст}$, де $U_{ст} = 2U_м$.

Інколи за симетричною схемою вмикаються тільки конденсатори першого ступеня. На рис. 12.4 позначено потрібне в цьому разі співвідношення між ємностями конденсаторів першого і наступних ступенів.

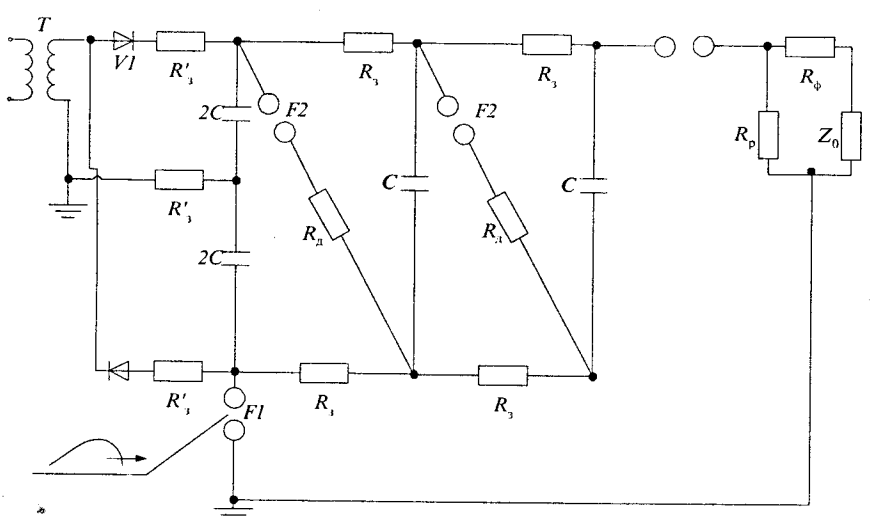


Рис. 12.4. Пряма схема ГІН, перший ступінь якого з'єднано з двотактним подвоювачем зарядної напруги.

Імпульс, який ініціює пробій першого іскрового проміжку (ІП) ГІН, від керованого генератора підпалювання (ГП) надходить на електрод *1*, вбудований у сферу *2* за допомогою ізоляційної втулки *3*.

Пристрій, названий тригатроном (рис. 12.5), легко компонується з ГП, якщо сферу *2* заземлено.

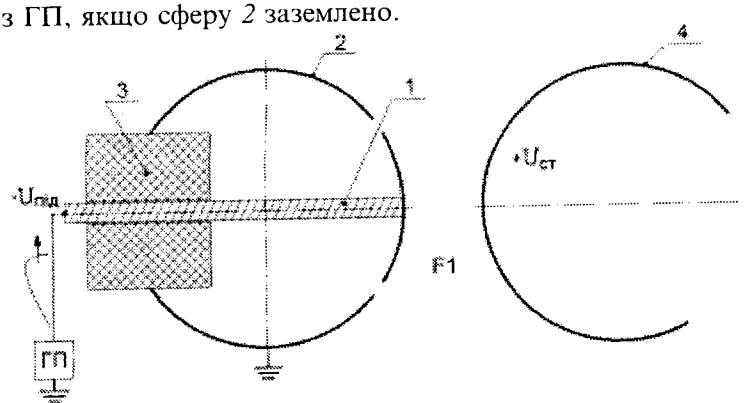


Рис. 12.5. Конструкція керованого іскрового проміжку ГІН.

Відстань між сферами *2* і *4* проміжку *F*1 надійно виключає можливість його пробою під час заряджання конденсаторів ГІН. Імпульс $U_{під}$ пробиває кільцевий зазор між сферою *2* та електродом *1*, спотворює розподіл електричного поля у проміжку і створює умови, потрібні для його пробою під дією напруги $U_{ст}$.

Перевагою схем ГІН (рис. 12.3,*б*,*в* і 12.4) є можливість заземлення однієї зі сфер проміжку F_1.

Недоліками симетричних схем (рис. 12.3,*в* і 12.4) є те, що під час спрацювання, коли потенціали точок *2* зростають до $2U_м$, до закритих діодів V_1 прикладається напруга, що перевищує $2U_м$. У схемах рис. 12.3,*а*,*в* і 12.4 треба встановлювати додатковий ІП, щоб уникнути протікання струму по опорах $R_р$, $R_ф$, $Z_о$ під час заряджання конденсаторів ГІН. Після пробою проміжку *F*1 різниця потенціалів на електродах проміжку *F*2 зростає не в 2, а тільки в 1,5 раза.

У наведених схемах ГІН резистори $R_д$ демпфують високочастотні коливання, які могли б виникнути під час заряджання паразитних ємностей. Разом із фронтовим резистором $R_ф$ демпферні резистори приглушують ВЧ — коливання, які виникають під час заряджання ємності випробовуваного об'єкта. Амплітуда імпульсу ГІН регулюється зміною відстані між ІП $F1 \ldots F_n$ з наступною корекцією зарядної напруги.

Основними параметрами ГІН вважаються: номінальна напруга розрядного контура $U_{гін} = nU_{ст}$, енергія $W = C_к U^2_{гін}/2$ і середній градієнт напруги по висоті генератора $E = U_{гін}/H$.

Розрядні кола ГІН (рис. 12.3 і 12.4) показано у вигляді загальної найпростішої схеми заміщення (рис. 12.6), де $R_д$ — сума демпферних опорів; $C_о$ — сумарна ємність випробуваного об'єкта, подільника напруги, вимірювального кульового розрядника і пристрою зрізування імпульсу.

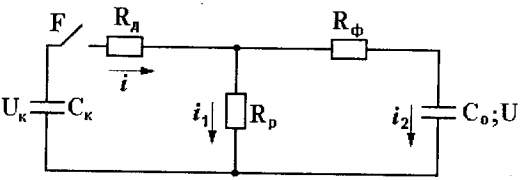


Рис. 12.6. Найпростіша розрахункова схема ГІН.

Аналіз розрядного кола дає можливість з'ясувати призначення окремих його елементів, а синтез — визначити їх числові значення, які потрібні для одержання на ізоляції випробуваного об'єкта імпульсу напруги заданої амплітуди і потрібних відповідно до стандартів часових параметрів.

З аналізу рис. 12.6 випливає, що амплітуда імпульсу напруги, яка надходить на ємність $C_о$ під час розряджання конденсаторів ГІН (замиканні F), буде меншою за напругу розрядного контура з таких причин.

1. Якщо заряджений до напруги $U_к$ конденсатор $C_к$ розряджається на незаряджений конденсатор $C_о$, то ємність $C_о$ зарядиться до напруги

$$U_к = \frac{C_к}{C_о + C_к}.$$

2. Напруга на конденсаторі $C_о$ знімається з резистивного подільника напруги, складеного на резисторах $R_д$, $R_р$. Отже, навіть за $C_о << C_к$ напруга на ємності випробовуваного об'єкта не перевищує значення $U_к \dfrac{R_р}{R_д + R_р}$.

Щоб збільшити коефіцієнт використання ГІН, резистори слід розмістити у схемі ГІН так, щоб вони, як і раніше, демпфуючи паразитні коливання і впливаючи на тривалість фронту імпульсу, не знижували коефіцієнт використання генератора за напругою

$$\eta_{гін} = \frac{U_м}{nU_{ст}}.$$

На рис. 12.7 показано схеми ГІН [4] зі збільшеним значенням $\eta_{ГІН}$, характерною особливістю яких є рівномірний розподіл за ступенями ГІН розрядних і фронтових резисторів.

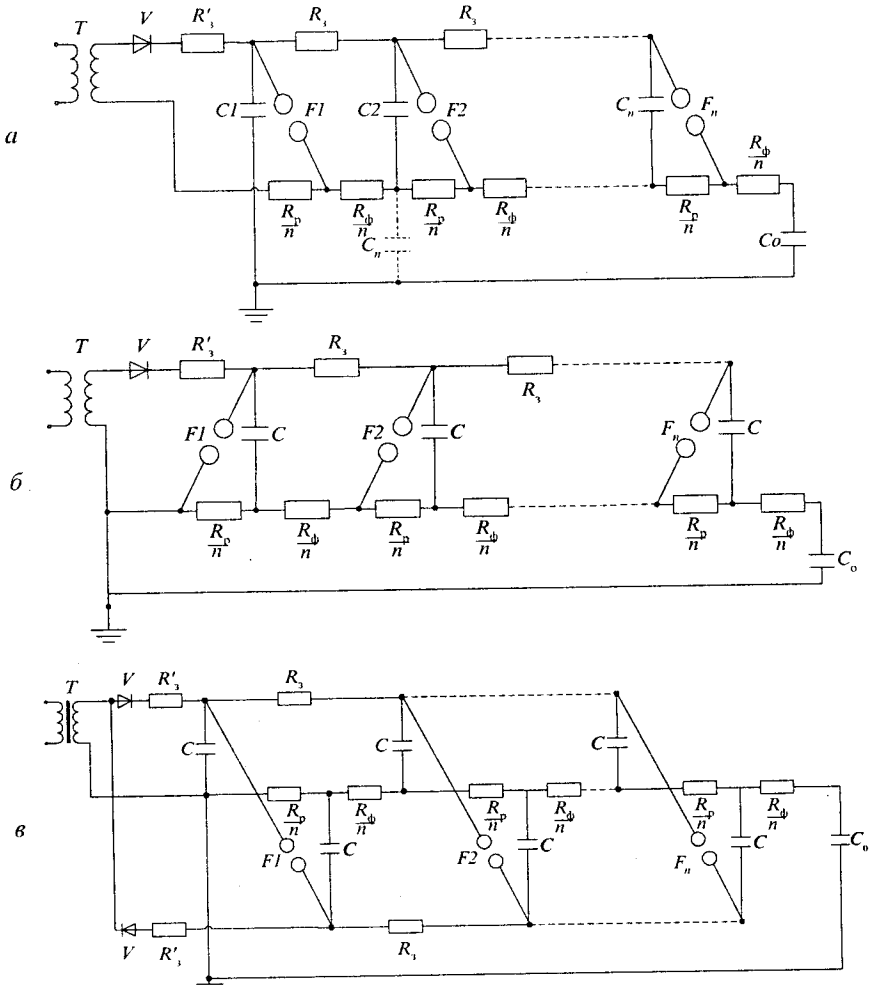


Рис. 12.7. Схеми ГІН за Маргером: *а* — пряма; *б* — зворотна; *в* — симетрична.

Як випливає з рис. 12.7,*а*, опори $R_ф/n$, як і раніше, демпфують коливання як у контурах заряду паразитних ємностей, наприклад, у контурі C_1, $F1$, $R_ф/n$, $C_п$, C_1, так і в контурі заряду ємності C_0.

Причину збільшення коефіцієнта використання ГІН (рис. 12.7,*а*) порівняно з ГІН (рис. 12.3,*а*) пояснимо за допомогою рис. 12.8, на якому зображено розрядні контури цих генераторів.

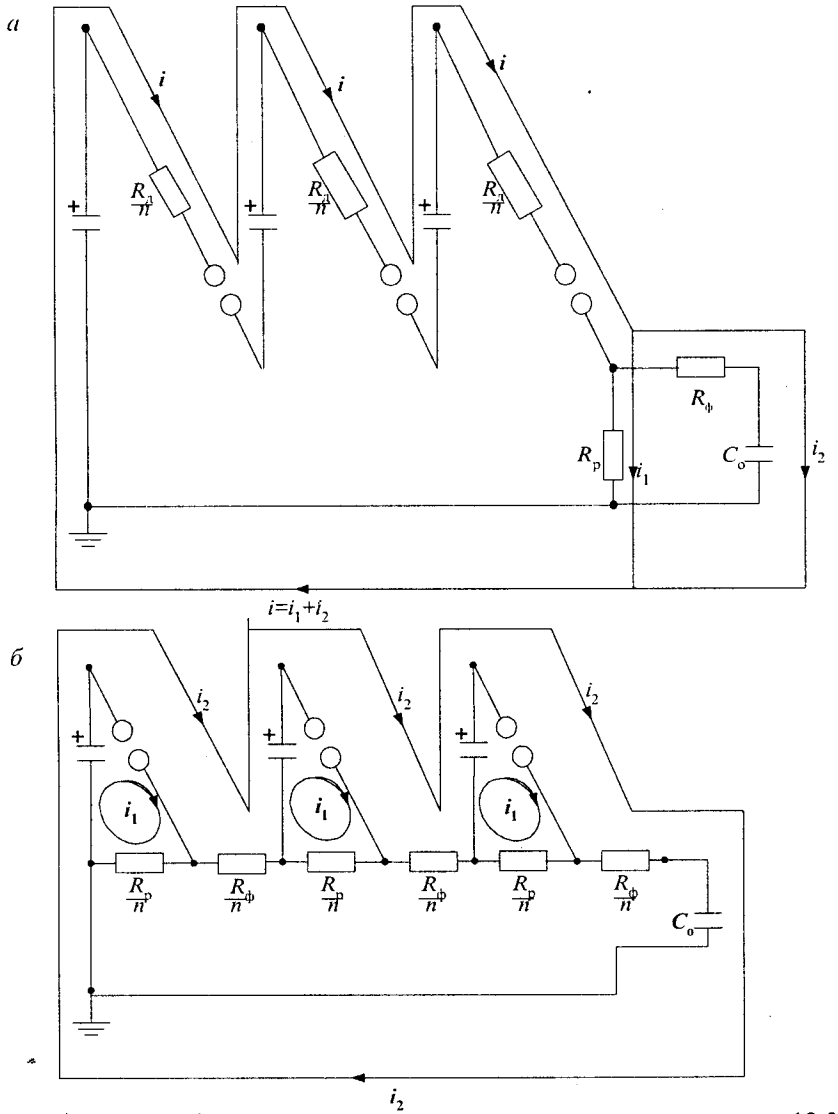


Рис. 12.8. Протікання розрядного струму у схемах: *а* — на рис. 12.3,*а*; *б* — на рис. 12.7,*а*

У момент пробою ІП в обох контурах виникають струми i_1 та i_2. Струм i_1 протікає протягом усього часу формування імпульсу, а струм i_2 — тільки під час формування його фронту — заряджання ємності C_o. Коли імпульс напруги на об'єкті C_o досягає амплітудного значення, у схемі, зображеній на рис. 12.8,*а*, по опорах $R_д$, $R_р$ продовжує протікати струм i_1, а в схемі, зображеній на рис. 12.8,*б*, струм i_1 по резисторах $R_ф/n$ не протікає, й падіння напруги $i_2R_ф/n$ дорівнює нулеві.

Конструкція ГІН, у якій резистори зарядного кола розосереджені по ступенях, простіша.

ГІН із двосторонньою зарядкою конденсаторів (рис. 12.7,*в*) має додаткові переваги перед ГІН (рис. 12.3,*в*). У схемі, зображеній на рис.12.7,*в* пробій проміжку $F1$ не супроводжується зростанням зворотної напруги на діодах, і різниця потенціалів між сферами проміжку $F2$ збільшується не в 1,5, а в 2 рази. Після закінчення заряду конденсаторів потенціал точки N дорівнює нулеві; у схемі, зображеній на рис. 12.7,*в*, відсутній розрядник $F_д$. Підпалювання ГІН тут здійснюється складніше, оскільки обидва проміжки $F1$ перебувають під високими потенціалами.

Розрахункову схему розрядних кіл ГІН, складених згідно з рис. 12.7, показано на рис. 12.9. Вона є окремим випадком схеми, зображеної на рис. 12.6, стосовно якої визначається форма й амплітуда імпульсу напруги.

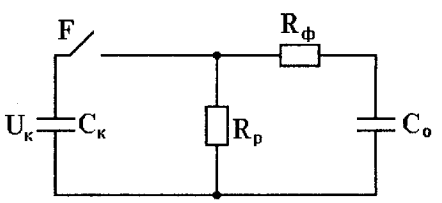


Рис. 12.9. Розрахункова схема ГІН, складених згідно з рис. 12.7.

12.4. Аналіз розрядного контура ГІН

Запишемо систему рівнянь, яка описує схему рис. 12.6:

$$\frac{1}{C_к}\int idt + iR_д + i_1R_р = 0;$$

$$i = i_1 + i_2; \quad i_1R_р = i_2R_ф + u;$$

$$i_2 = C_o\frac{du}{dt},$$

$C_к$ — ємність розрядних контурів (або ємність ГІН «в ударі»). Диференціюємо перше рівняння системи:

$$\frac{i}{C_к}+R_д\frac{di}{dt}+R_р\frac{di_1}{dt}=0. \tag{12.3}$$

Замінюємо в одержаному виразі похідні $\frac{di}{dt}$ та $\frac{di_1}{dt}$ на напругу U та її похідні:

$$i=\frac{1}{R_р}\left(C_0R_ф\frac{du}{dt}+u\right);$$

$$i=\frac{1}{R_р}\left(C_0R_ф\frac{du}{dt}+u\right)+C_0\frac{du}{dt}.$$

Після диференціювання і підстановки $\frac{di}{dt}$ та $\frac{di_1}{dt}$ у вираз (12.3) отримуємо:

$$\frac{d^2u}{dt^2}+\frac{\lambda}{H}\frac{du}{dt}+\frac{1}{H}u=0, \tag{12.4}$$

де

$$\lambda=C_0(R_ф+R_д)+C_к(R_д+R_р); \tag{12.5}$$

$$H=C_0C_к(R_фR_д+R_фR_р+R_дR_р). \tag{12.6}$$

Корені характеристичного рівняння α_1,α_2 — від'ємні числа, оскільки коливальні процеси у схемі, зображеній на рис. 12.6, за відсутності індуктивності неможливі:

$$\alpha_{1,2}=\frac{-\lambda}{2H}\pm\sqrt{\frac{\lambda^2}{4H^2}-\frac{1}{H}}.$$

Розв'язання рівняння (12.4) є сумою експонент, і після заміни її показників ступенів на постійні часу $T_1=-\frac{1}{\alpha_1}$, $T_2=-\frac{1}{\alpha_2}$ (причому $T_1T_2=H, T_1+T_2=\lambda$) набуває вигляду:

$$u=Ae^{\frac{-t}{T_1}}+A_1e^{\frac{-t}{T_2}},$$

де A_1 і A_2 — постійні інтегрування, які визначаються з початкових умов:

$$u(0)=0;$$

$$U_к\big|_{t=0}=iR_д+i_2R_ф,$$

звідки:

$$A=-A_1=U_к\frac{R_рC_к}{T_1-T_2}.$$

Остаточно імпульс напруги на випробуваному об'єкті описується виразом:

$$u = A\left(e^{-\frac{t}{T_1}} - e^{-\frac{t}{T_2}}\right) = U_к \frac{R_р C_к}{T_1 - T_2}\left(e^{-\frac{t}{T_1}} - e^{-\frac{t}{T_2}}\right). \qquad (12.7)$$

Оптимізуючи одержаний вираз, знаходимо час досягнення імпульсом амплітудного значення:

$$t_m = \frac{T_1 T_2 \ln T_1 / T_2}{T_2 - T_1}.$$

Амплітуда імпульсу

$$U_m = U_к \frac{R_р C_к}{T_1 - T_2}(1-\alpha)\alpha^{\frac{\alpha}{1-\alpha}}, \qquad (12.8)$$

де $\alpha = \frac{T_2}{T_1}$.

З урахуванням (12.1) коефіцієнт використання ГІН

$$\frac{U_m}{nU_{ст}} = \eta_з \frac{R_р C_к}{T_1 - T_2}(1-\alpha)\alpha^{\frac{\alpha}{1-\alpha}}. \qquad (12.9)$$

На рис. 12.10 показано графіки експонент, що входять до розв'язання (12.7), побудовано імпульс напруги, визначено постійні часу T_1 і T_2, а також тривалість імпульсу $T_і$ та його фронту $T_ф$. За відмітками A, $U_к$, $nU_{ст}$ на осі ординат можна судити про те, наскільки амплітуда імпульсу U_m відрізняється від напруги $nU_{ст}$.

Коефіцієнт використання ГІН у (12.9) складається з добутку трьох співмножників — коефіцієнтів зарядного кола, схеми і форми хвилі. Коефіцієнт форми хвилі

$$\eta_{хв} = \frac{U_m}{A} = (1-\alpha)\alpha^{\frac{\alpha}{1-\alpha}} \qquad (12.10)$$

залежить від відношення $T_2/T_1 \approx T_ф/T_і$ і зростає до одиниці за умови зменшення α, оскільки за малої тривалості фронту порівняно з тривалістю імпульсу конденсатори ступенів не встигають за час формування фронту розряджатися на розрядний опір.

ГІН, складені за схемою рис. 12.7, характеризуються більш високим значенням коефіцієнта схеми

$$\eta_{сх} = \frac{A}{U_к} = \frac{R_р C_к}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 + \frac{C_о}{C_к} - \frac{C_о R_ф}{C_к R_р}\right)^2 + \frac{4C_о^2 R_ф}{C_к^2 R_р}}} \qquad (12.11)$$

(впливає відсутність резистивного подільника напруги, складеного на резисторах $R_д$, $R_р$) порівняно з генераторами, зображеними на рис. 12.3 і 12.4, для яких

$$\eta_{cx} = \frac{1}{\sqrt{\left(1 - \frac{R_д}{R_р} - \frac{C_о}{C_к} - \frac{C_о R_ф}{C_к R_р}\right)^2 + 4\frac{C_о}{C_к}}}. \qquad (12.12)$$

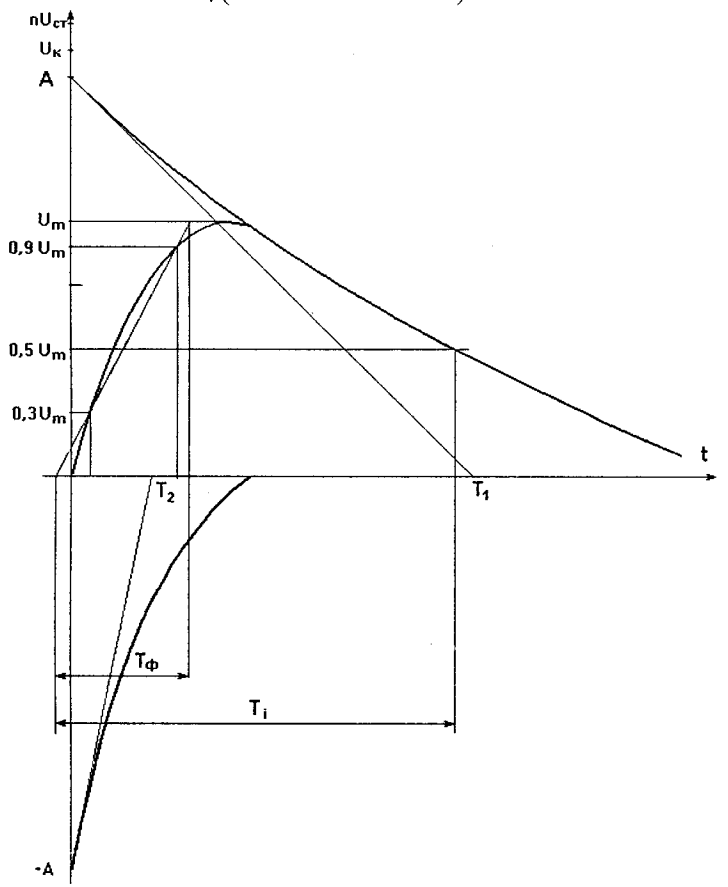


Рис. 12.10. Побудова форми імпульсу напруги.

12.5. Наближений розрахунок розрядних і фронтових опорів

Якщо у виразі (12.7) знехтувати швидкозатухаючою експонентою $A\exp\left(\frac{-t}{T_2}\right)$, що справедливо за $C_о = 0$, $(T_2 = 0)$, то форма імпульсу набуде вигляду:

$$U = Ae^{-\frac{t}{T_1}},$$

де $T_1 = (R_р + R_д)C_к$.

Тривалість імпульсу $t = T_і$ з урахуванням вимог стандартів знайдемо, розв'язавши здобуте рівняння за умови, що $i = 0{,}5A$:

$$T_і = 0{,}69(R_р + R_д)C_к. \qquad (12.13)$$

Якщо знехтувати затуханням імпульсу на його спаді, що буває за $R_р \to \infty$, ($T_1 \to \infty$), то згідно з (12.7)

$$U = A\left(1 - e^{-\frac{t}{T_2}}\right), \qquad (12.14)$$

де $T_2 = (R_д + R_ф)\dfrac{C_о C_к}{C_о + C_к}$.

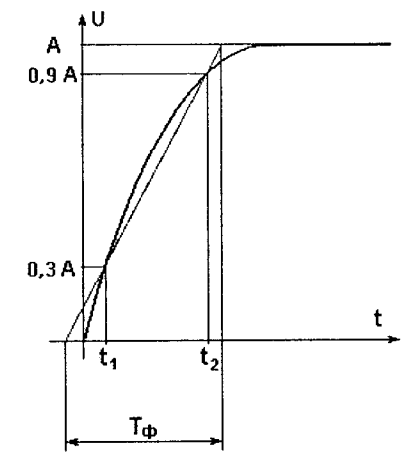


Рис. 12.11. Графік визначення тривалості фронту імпульсу напруги.

Графік функції (12.14) зображено на рис. 12.11. Згідно зі стандартом $T_ф = 1{,}67(t_2 - t_1)$.

Значення t_1 і t_2 визначаються за допомогою (12.14) за додержання умов $u = 0{,}3A$ та $u = 0{,}9A$.

Таким чином,

$$T_2 = 3{,}24(R_д + R_ф)\frac{C_о C_к}{C_о + C_к} = 3{,}24(R_д + R_ф)C_о. \qquad (12.15)$$

12.6. Вплив індуктивності випробовуваного об'єкта на форму імпульсу

У процесі випробування ізоляції обмотки ВН потужного силового трансформатора грозовим імпульсом 1,2/50 мкс обмотка НН закорочується і заземлюється. Індуктивність намагнічування прямує до нуля, і в схемі розрядного кола ГІН слід ураховувати індуктивність розсіяння, мкГн, увімкнену паралельно ємності випробовуваної обмотки,

$$L_о = \frac{31{,}8U_н^2 e_к\,\%}{P_н},$$

де $U_н$ — номінальна напруга випробовуваної обмотки, кВ; $e_к$ — напруга короткого замикання, %; $P_н$ — номінальна потужність трансформатора, МВА.

Аналіз впливу індуктивності випробовуваного об'єкта, ввімкненої у розрахункову схему (рис. 12.12,*а*) на форму імпульсу наведено у [5] . Вмикання індуктивності L_o приводить до зниження тривалості T_i та амплітуди U_m імпульсу, появи коливань на його спаді, якщо $L_o < L_{кр}$, де $L_{кр} = 4(R_р + R_д)C_к$. Вплив індуктивності L_o на форму фронту імпульсу незначний. Для зниження значення $L_{кр}$ рекомендується збільшити розрядну ємність $C_к$ генератора вмиканням додаткових конденсаторів у кожний ступінь ГІН. Наприклад, якщо $C_к$ вдасться збільшити у 2 рази, то згідно з (12.13) можна буде у 2 рази знизити $R_р$ і $L_{кр}$.

12.7. Вплив індуктивності розрядного контура ГІН на форму імпульсу

Індуктивність розрядного контура ГІН є сумою індуктивностей конденсаторів, з'єднувальних проводів, іскрових проміжків, демпферних і фронтових резисторів, які утворюють розрядний контур ГІН, а також індуктивності петлі ГІН — випробовуваний об'єкт. На рис. 12.12,*б* індуктивність розрядного контура позначено як зосереджену фронтову індуктивність $L_ф$, опір контура $R = R_д + R_ф$.

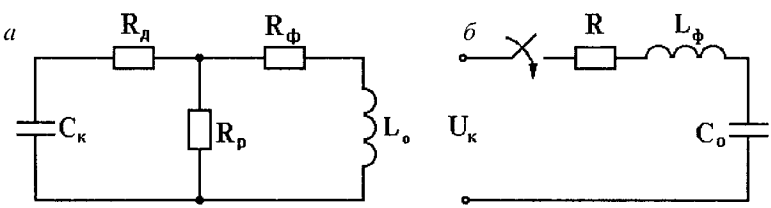


Рис. 12.12. Схема розрядного кола ГІН: *а* — із ввімкненою індуктивністю випробовуваного об'єкта; *б* — із ввімкненою фронтовою індуктивністю.

Заряд ємності об'єкта C_o від джерела постійної напруги $U_к$ описується рівнянням

$$\frac{d^2i}{dt^2} + \frac{R}{L_ф}\frac{di}{dt} + \frac{1}{L_ф C_0} i = 0, \qquad (12.16)$$

розв'язання якого для коливального режиму заряджання $\left(R\langle 2\sqrt{\frac{L_ф}{C_0}}\right)$ буде таким:

$$i = Ae^{pt}\sin \omega' t,$$

де A — постійна інтегрування; p — показник затухання $\left(p = -\frac{R}{2L_ф}, c^{-1}\right)$;

ω' — кутова частота затухаючих коливань, $\omega' = \sqrt{\frac{1}{L_ф C_o} - \frac{R^2}{4L_ф^2}}$.

Імпульс напруги, що прикладається до об'єкта,

$$u = \frac{1}{C_o}\int i dt = U_к e^{pt}\left(\frac{P}{\omega'}\sin\omega' t - \cos\omega' t\right) + U_к. \qquad (12.17)$$

Постійні інтегрування визначено з початкових умов:

$$U(\infty) = U_к;\ U_o = 0.$$

Форму імпульсу показано на рис. 12.13.

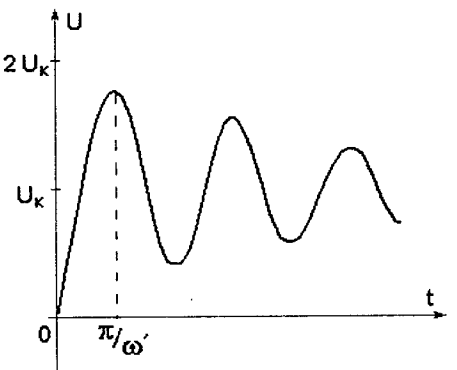


Рис. 12.13. Вплив фронтової індуктивності на форму імпульсу напруги.

12.8. Вплив параметрів розрядного контура на форму імпульсу

Як випливає з рис. 12.10, швидкозатухаюча експонента напруги зі струмом i_2 формує, в основному, фронт імпульсу напруги, а повільнозатухаюча зі струмом i_1 — спадання імпульсу. Тривалість фронту $T_ф$ є пропорціональною добутку $(R_д + R_ф)C_o$. Під час випробування об'єктів, що мають велику ємність, допускається збільшувати тривалість фронту до 3 мкс. Для зниження демпферних опорів (це сприяє збільшенню коефіцієнта використання схеми) індуктивність розрядного контура генератора грозових перенапруг має бути мінімальною. Стандартом допускається застосовувати аперіодичні імпульси з накладеними коливаннями і одиничними викидами напруги за умови, що максимальне відхилення напруги від середньої кривої внаслідок коливань і викидів поблизу максимуму імпульсу не перевищує 5%-го максимального значення напруги. Проте й з урахуванням допустимого 5%-го викиду напруги має додержуватися нерівність:

$$R_д + R_ф \geqslant 1{,}38\sqrt{\frac{L_ф}{C_0}}.$$

Вмикання зосередженої індуктивності $L_ф$ у розрядне коло генератора (рис. 12.13) приводить до накладання на аперіодичний ім-

пульс затухаючих гармонічних коливань і збільшення амплітуди першого сплеску напруги. Це дає можливість одержати на виході ГІН імпульс не грозової, а комутаційної перенапруги, або, зрізавши одержану хвилю на її фронті, збільшити амплітуду зрізаного імпульсу.

Якщо індуктивність об'єкта більша за $L_{кр}$, то для зміни тривалості імпульсу $T_і$ змінюють добуток $R_р C_к$. Під час випробування об'єктів, що мають малу індуктивність (наприклад, ізоляції обмотки середньої напруги потужного силового трансформатора) допускається застосування повного імпульсу з тривалістю, зменшеною до 15 мкс.

Для збільшення коефіцієнта використання ГІН треба, щоб ємність контура $C_к$ на порядок перевищувала ємність $C_о$ об'єкта. Генератори доцільно проектувати з розподіленими за ступенями фронтовими і розрядними резисторами (рис. 12.7), а в зарядне коло замість резисторів $R_з$ вмикати діоди.

12.9. ГІН із багатозазорними розрядниками

Напруга імпульсу ГІН регулюється зміною відстані між електродами іскрових проміжків. Для цього звичайно застосовують механічні ізоляційні системи, що дають можливість в усіх ступенях одночасно змінювати відстань між електродами, або вміщують розрядники у камери з регульованим тиском газу. Все це ускладнює конструкцію генератора.

Щоб досягти стабільної роботи у широкому діапазоні напруг і виключити механічну настройку іскрових проміжків при переході до іншої випробної напруги, застосовують керовані, у тому числі багатозазорні, розрядники, які встановлюють у кількох або всіх ступенях ГІН.

Принципову схему і конструкцію багатозазорного розрядника РУМ-50 показано на рис. 12.14.

Клеми *А* та *Х* служать для вмикання розрядника послідовно у контур розряджання конденсатора на резистор. Напруга між головними повітряними проміжками, ємність яких C_1 під час заряджання конденсаторів ГІН розподіляється рівномірно за допомогою високоомного подільника напруги *2*. Електроди *1* проміжків мають циліндричну форму із закругленими торцями і закріплюються на кільцевих електродах *3*, всередині яких розміщено керуючий електрод *4*. Ізоляція між керуючим і кільцевими електродами виго-

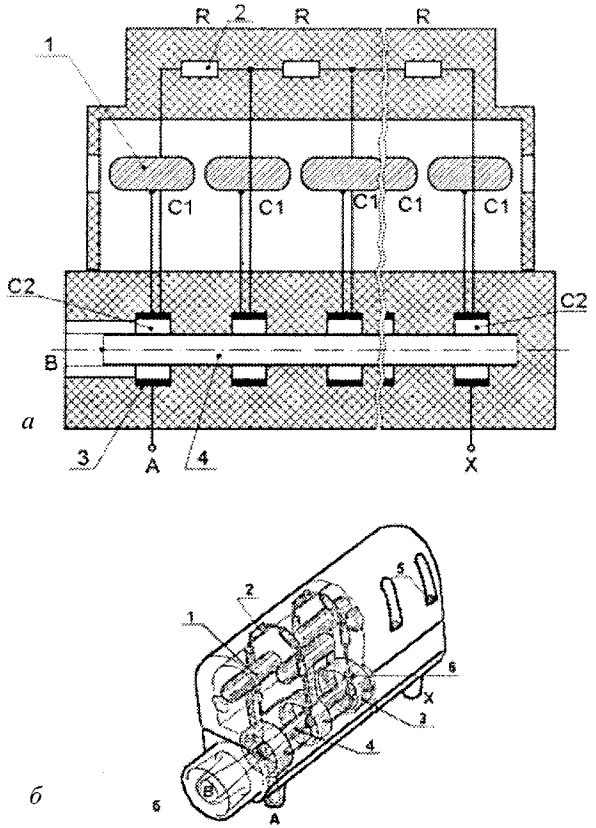


Рис. 12.14. Багатозазорний іскровий проміжок: *а* — схема; *б* — конструкція.

товлена на основі епоксидної смоли. При цьому ємності $C2$ (рис. 12.14,*а*) значно перевищують ємності $C1$. Спрацювання багатозазорного розрядника у діапазоні зарядної напруги 20...100 % настає після надходження до клем B, A імпульсу напруги від генератора підпалювання. Порушення рівномірного розподілу напруги між повітряними проміжками $C1$ та їх пробій виникають внаслідок нерівності $C1 << C2$. Багатозазорний розрядник виготовляється розбірним. Розміщені в твердій епоксидній ізоляції резистори омічного подільника скріплюються з основним блоком розрядника гвинтами *5*, а послідовне з'єднання резисторів *2* здійснюється контактами *6*.

На рис. 12.15 показано схему ГІН з двостороннім зарядом конденсаторів C ступенів, що здійснюється від місткової схеми випрямляння через захисні опори $R_з$ та діоди V, ввімкнені замість зарядних резисторів.

Зворотна напруга діодів має перевищувати зарядну напругу конденсаторів.

У першому ступені ГІН установлено конденсатор подвоєної ємності, виготовлений на половинне значення зарядної напруги конденсаторів наступних ступенів. У процесі заряджання конден-

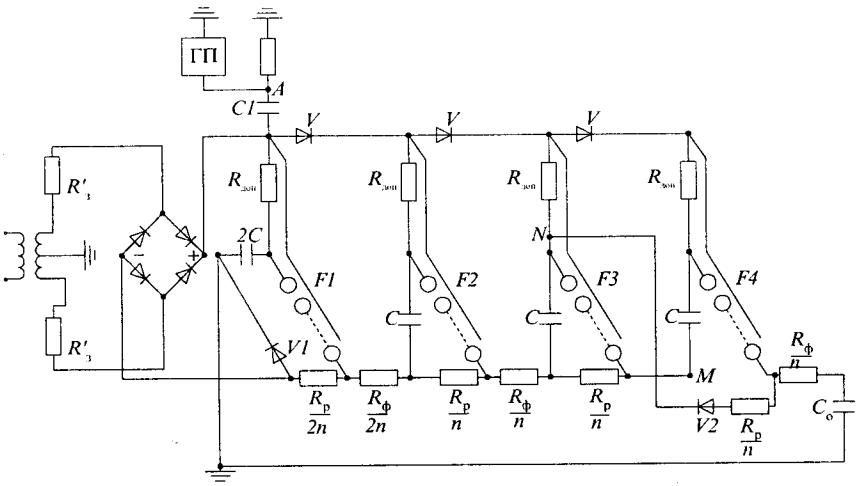


Рис. 12.15. Схема генератора імпульсів з багатозазорними керованими іскровими проміжками в усіх ступенях.

саторів ступенів діоди $V1$ та $V2$ закриті (катод діода $V1$ перебуває під нульовим потенціалом; потенціал анода діода $V1$ — від'ємний; у діода $V2$ на катод діє додатній потенціал, а на анод — потенціал землі; в обох випадках потенціал анода менший за потенціал катода).

Зворотна напруга діодів V_1 та V_2 дорівнює половинному значенню зарядної напруги конденсаторів C. На таку саму напругу має бути вибраний розділовий конденсатор $C1$, після зарядження якого потенціал точки A дорівнює нулеві; ємність $C1 < C$.

Вмикання діодів V замість $R_з$ забезпечує більш рівномірне заряджання конденсаторів C, виключає розряджання конденсаторів після пробою розрядників F на зарядні опори і знижує втрати напруги на шляху імпульсу, який ініціює пробій багатозазорних проміжків.

Для спрацювання ГІН від генератора підпалювання (ГП) у точку A надходить позитивний імпульс і перепад напруги на резисторах $R_{доп}$ призводить до пробою розрядників F. Відкриваються діоди V_1, V_2. Через діод V_2 на опір $R_р/2n$ розряджається конденсатор $2C$. З такою ж самою постійною часу $(R_р C)/n$ розряджається решта конденсаторів, у тому числі конденсатор C останнього ступеня — через діод V_2 і розрядники F_3, F_4. Катод діода V_2 з'єднано з точкою N, а не з точкою M схеми для того, щоб випробуваний об'єкт під час заряджання конденсаторів ГІН не зазнавав дії негативної зарядної напруги. На об'єкті $C_о$ формується позитивний імпульс, для зміни полярності якого слід перемкнути всі діоди схеми.

12.10. L, C-ГІН

Недоліком розглянутих раніше схем ГІН є велика кількість іскрових проміжків, увімкнених послідовно у розрядне коло, що призводить до зростання індуктивності контура, зменшення розрядного струму і коефіцієнта використання напруги генератора.

Багатоступінчасті *L,C*-ГІН, що дають можливість після нескладних перемикань виробляти імпульси напруги не тільки аперіодичної, а й коливальної форми [7; 8], вільні від указаних недоліків і мають більшу експлуатаційну гнучкість.

На рис. 12.16 показано схему двоступінчастого *L,C*-ГІН, конденсатори *C*1, *C*2 якого заряджаються позитивно. Для збільшення

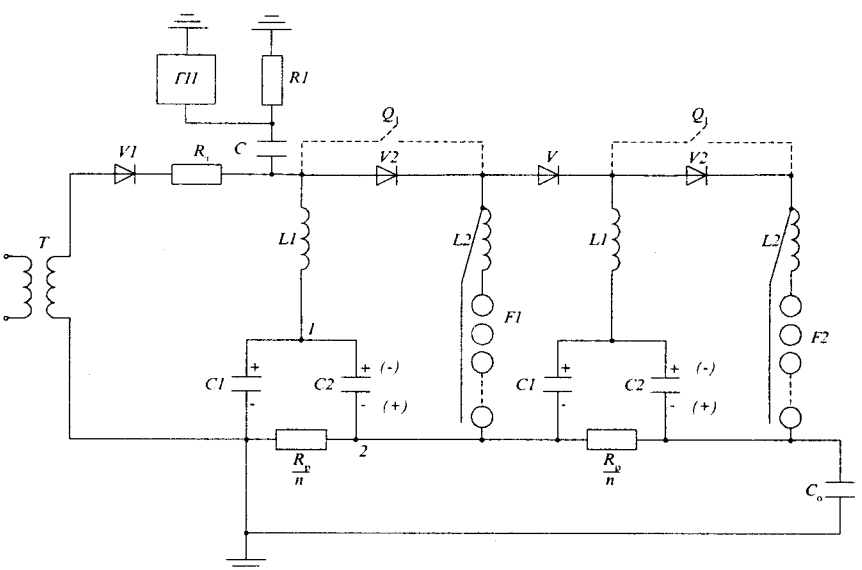


Рис. 12.16. Схема ГІН з перезаряджанням конденсаторів і багатозазорними іскровими проміжками (пряма схема).

коефіцієнта використання зарядного кола зарядні резистори замінено діодами *V*, ємності *C*1 = *C*2 = *C*. Керування спрацюванням ГІН від ГП здійснюється як і у схемі, зображеній на рис. 12.15, з тією лише різницею, що на керуючі електроди багатозазорних розрядників *F* надходять напруги, зняті з індуктивностей *L*2, а не з резисторів $R_{доп}$.

За розімкнутих замикачів Q після пробою розрядників F конденсатори $C2$ протягом півперіоду власних коливань контура

$$t = \pi\sqrt{(L_1 + L_2)C_2}$$

розряджаються через діоди V_2 на індуктивність $L1 + L2$.

Розряд конденсаторів $C1$ на індуктивність $L1 + L2$ обмежено резисторами R_p/n і проходить в аперіодичному режимі. Через півперіоду t на обкладках конденсаторів $C2$ змінюється полярність напруги. Струм розряду конденсаторів $C2$ стає таким, що дорівнює нулеві, закриваються діоди V_2, конденсатори $C1$ і $C2$ у кожному ступені з'єднуються послідовно і розряджаються на розрядні резистори R_p/n. На ємності об'єкта C_0 формується аперіодичний імпульс, тривалість фронту якого $T_ф \approx t$, тривалість імпульсу пропорційна добутку $0{,}5R_pC/n$, а номінальна напруга $U_{ГІН} = 2nU_m$.

Осцилограми напруг у точках *1* і *2* схеми та осцилограму струму i розряду конденсатора C_0 на індуктивності показано на рис. 12.17.

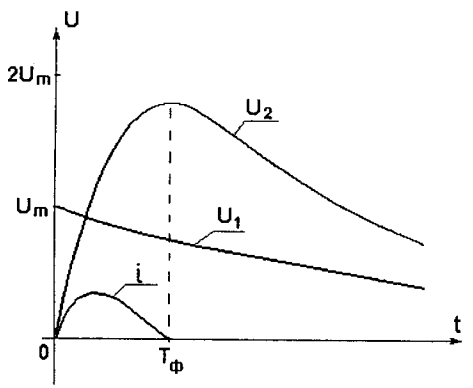


Рис. 12.17. Осцилограми потенціалів точок *1*, *2* та струму перезаряду конденсатора C_2 схеми, показаної на рис. 12.16.

Полярність імпульсу ГІН (рис. 12.16) збігається з полярністю зарядного пристрою (ЗП) (пряма схема). Кількість розрядників, виключених з розрядного кола під час формування спаду імпульсу, знижено у 2 рази порівняно з традиційними схемами Маркса. Зворотна напруга діода V_1 має перевищувати напругу $2U_m$, а діодів V та V_2 — напругу U_m. Якщо замикачі Q ввімкнено, то на напругу аперіодичного розряду конденсаторів C_1 накладається напруга коливального розряду конденсаторів C_2, у результаті чого на ізоляцію випробуваного об'єкта надходить комутаційний імпульс, форму якого показано на рис. 12.2,*б*.

На рис. 12.18 показано схему L,C-ГІН з автоматичним запуском некерованих розрядників другого і наступних ступенів.

Генератор працює таким чином. У початковому стані нагромаджувальні конденсатори C_1, C_2 ($C_1 = C_2 = C$) та допоміжні кон-

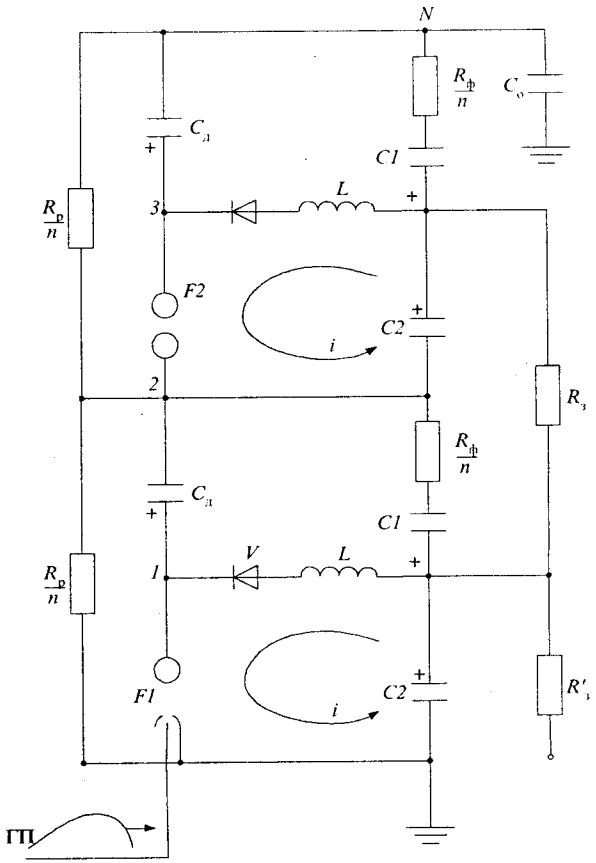


Рис. 12.18. Схема ГІН з перезаряджанням конденсаторів (зворотна схема).

денсатори $C_д (C_д << C)$ заряджаються до напруги джерела струму U_m. Наприклад, у зарядний контур конденсатора C_1 верхнього ступеня ввімкнено $R_з'$, $R_з$, C_1, $R_р$. У процесі заряджання конденсаторів і після його закінчення потенціал точки N на виході ГІН є близьким до нуля. Конденсатори $C_д$ заряджаються через діоди V. Тригатрон виконано на базі заземленої сфери розрядника $F1$, що дає можливість спростити схему генератора підпалювання.

Після спрацювання керованого розрядника $F1$ потенціал точки *1* знижується від U_m до нуля, потенціал точки *2* (нижньої сфери розрядника F_2) — до мінус U_m, а потенціал точки *3* зберігає значення U_m. Різниця потенціалів між сферами розрядника $F1$ подвоюється, наступний проміжок пробивається за потрійної перенапруги і т.д. Після пробою всіх іскрових проміжків розрядників конденсатори C_2 незворотно перезаряджаються через індуктивності та діоди, а конденсатори C_1 зберігають заряди. У результаті на навантаженні підсумовується напруга колони конденсаторів C_2, C_1, які розряджаються у подальшому на розрядні опори $R_р$. Полярність вихідного імпульсу протилежна полярності зарядного пристрою (зворотна схема ГІН).

Час вмикання всіх іскрових проміжків визначається параметрами $C_д$, F та паразитними індуктивностями і може досягти кілька наносекунд. Цей час набагато менший за час перезаряджання нагромаджувальних конденсаторів C_2, який дорівнює $\pi\sqrt{LC_2}$.

Вибираючи конденсатори $C_в$, треба враховувати їх дозаряд до напруги $2U_m$ у момент $t = \pi\sqrt{LC_2}$.

Для одержання комутаційного імпульсу треба зашунтувати діоди.

Далі наведено результати машинного розрахунку (дані авторів) одноступінчастої схеми (рис. 12.19), навантаженої на індуктивно-ємнісний (L_0, C_0) опір.

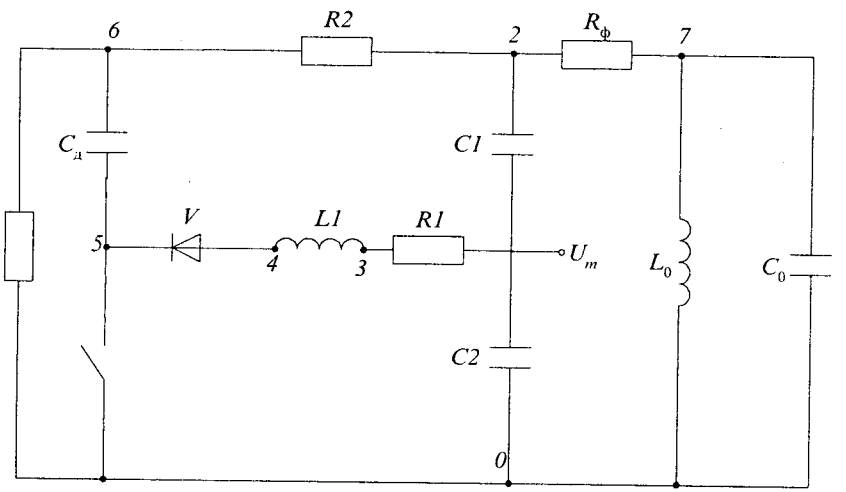


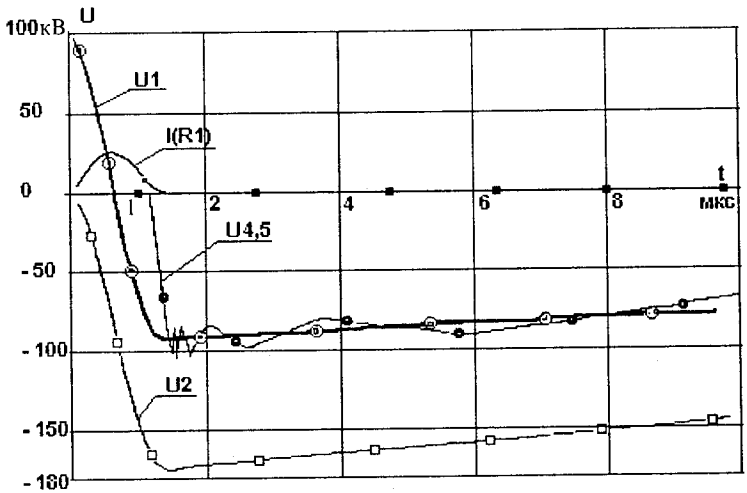
Рис. 12.19. Розрахункова схема ступеня ГІН, показаного на рис. 12.18.

Параметри схеми: $C_1 = C_2 = 10^{-7}$ Ф; $C_в = 10^{-9}$ Ф; $C_o = 10^{-9}$ Ф; $R_1 = 0{,}1$ Ом; $R_2 = 10$ Ом; $R_ф = 15$ Ом; $R_р = 10^3$ Ом; $L_1 = 1{,}4410^{-6}$ Гн; $L_o = 0{,}1\ldots0{,}01$ Гн; $U_m = 100$ кВ.

Результати розрахунку показано у вигляді графіків напруг у точках *1* та *2* схеми, різниці потенціалів на об'єкті $U(4,5)$ на діоді та струму в опорі R_1, які побудовані у лінійному масштабі часу (рис. 12.20,*а*). На рис. 12.20,*б* графіки зміни потенціалів на об'єкті $U7$ і в точці *1* $U1$ побудовано у логарифмічному масштабі часу для режиму роботи схеми із зашунтованим діодом.

Тривалість спрямленого фронту імпульсу $U2$ за результатами машинного розрахунку і розрахунку за формулою $T_ф = \pi\sqrt{L_1C_1} = 1{,}19\cdot10^{-6}$ с збігаються.

а



б

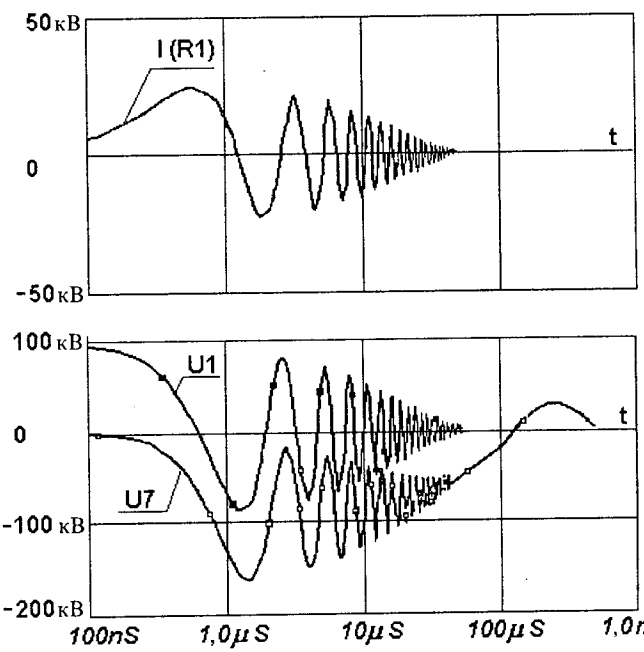


Рис. 12.20. Результати розрахунку схеми рис. 12.19: *а* — діод ввімкнено; *б* — діод закорочено.

Тривалість імпульсу за результатами машинного розрахунку $T_i = 41$ мкс, за формулою $T_i = 0{,}7(R_p C)/2 = 35$ мкс. Коефіцієнт використання за напругою дорівнює 0,875.

12.11. Генератори імпульсів комутаційних перенапруг

Під час випробування об'єктів прикладенням коливального імпульса напруги рекомендується застосовувати схеми на основі випробувального трансформатора або каскаду трансформаторів. На рис. 12.21 показано схему, засновану на збудженні первинної обмотки трансформатора від двох зустрічно ввімкнених коливальних контурів.

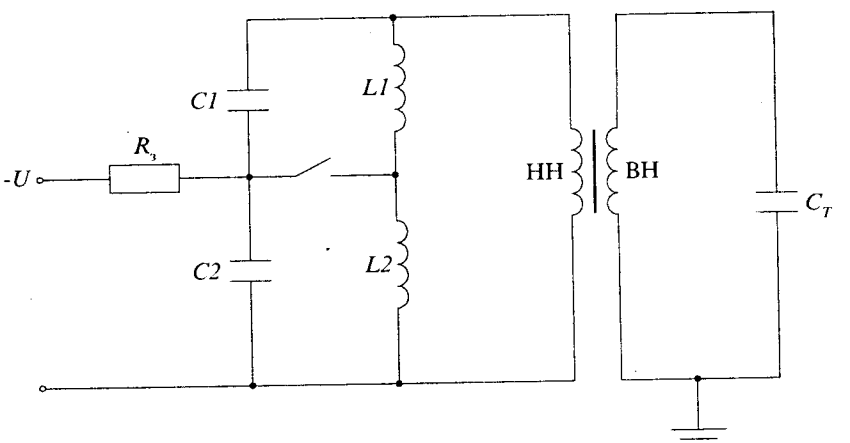


Рис. 12.21. Схема генератора комутаційних імпульсів із збудженням трансформатора від зустрічно заряджених коливальних контурів.

У початковому стані батареї конденсаторів ємності $C1$ і $C2$ (звичайно $C_1 = C_2$) заряджаються до однакової напруги. На рис. 12.21 зарядна напруга має негативну полярність.

У процесі заряджання конденсаторів батарей напруга на обмотку НН випробного трансформатора T не надходить. Запуск схеми здійснюється керованим комутаційним пристроєм F і супроводжується розрядом конденсаторних батарей у зустрічно ввімкнених контурах C_1—L_1 та C_2—L_2.

Власні частоти коливальних контурів

$$f = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}} \qquad (12.18)$$

за умови $L_1 = (9...25)L_2$ істотно відрізняються:

$$f_2 = (3...5)f_1. \qquad (12.19)$$

Це дає можливість у подальшому скористатися методом суперпозицій і вважати, що на обмотку НН трансформатора подається імпульс затухаючої коливальної напруги, яка плавно зростає з нуля.

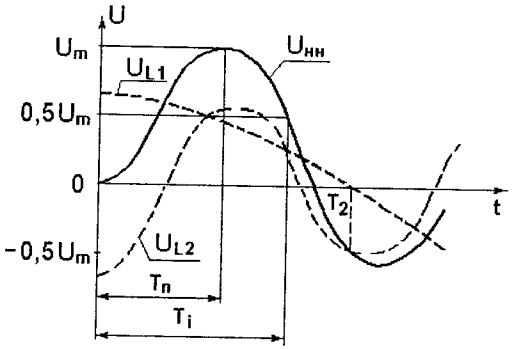


Рис. 12.22. Осцилограми напруг на елементах схеми рис. 12.21.

На рис. 12.22 показано побудову імпульсу $U_{НН}$ як суми напруг на індуктивностях L_1 та L_2.

Щоб збільшити коефіцієнт використання схеми, ємності конденсаторних батарей повинні на порядок перевищувати зведену до обмотки НН трансформатора ємність C_T, що є сумою ємностей обмотки ВН трансформатора разом із вводом, ємності подільника напруги і випробовуваного об'єкта:

$$C = C_1 = C_2 = 10(U_{ВН}/U_{НН})2C_T. \qquad (12.20)$$

Як випливає з рис. 12.22, час підйому напруги

$$T_п \approx 0,4T_2, \qquad (12.21)$$

де T_2 — період коливань вищої частоти f_2 у контурі L_2—C_2.

Значення індуктивностей L_1 та L_2 визначаються за допомогою виразів (12.18), (12.19), (12.21) у вигляді:

$$L_2 = \frac{T_п^2}{(2\pi \cdot 0,4)^2 C} = \frac{T_п^2}{6,32 \cdot C}; \qquad (12.22)$$

$$L_1 = (3...5)^2 L_2. \qquad (12.23)$$

Зарядна напруга залежить від номінальної напруги НН випробуваного трансформатора і не повинна перевищувати значення

$$U = (0,7...1)U_{ш}\sqrt{2}. \qquad (12.24)$$

Період коливань випробного імпульсу на боці обмотки ВН трансформатора, який визначає довжину імпульсу, залежить від індукції намагнічування трансформатора та ємності випробуваного об'єкта і змінюється мало. Наприклад, для каскаду 2250 кВ період може змінюватися від 1,7 мс у режимі холостого ходу до 2 мс за ємності об'єкта випробувань, що дорівнює 1,9 нФ.

Система формування коливального імпульсу як суми напруг на індуктивностях, що є елементами зустрічно ввімкнених коливальних контурів, застосовується під час переналадки генератора грозових перенапруг у генератор імпульсів комутаційних перенапруг. На рис. 12.23 показано схеми генераторів коливальних комутаційних імпульсів, які зібрано на основі ГІН з двома зарядними гілками.

У наведених схемах замість розрядних резисторів вмикається індуктивність, закорочуються фронтові резистори і змінюється полярність зарядної напруги та конденсаторів, розміщених у верхній частині ГІН.

Після пробою проміжків F утворюється ланцюжок послідовно з'єднаних коливальних контурів, розбитих на дві половини і ввімкнених зустрічно. Частоти власних коливань контурів беруться істотно різними, і на виході установки генерується імпульс коливальної затухаючої напруги, аналогічний показаному на рис. 12.22.

Для одержання положистих імпульсів напруги замість індуктивностей в одній з половин ГІН вмикають активні резистори (рис. 12.23,*б*):

$$R = 10(T_{\text{п}} / C), \qquad (12.25)$$

де C — ємність ступеня ГІН.

Індуктивності у схемі (рис. 12.23,*а*) беруть за формулами (12.22) і (12.23).

Однак зручнішим буде генератор, кожний ступінь якого має два контури з різними частотами розряду (рис. 12.24).

Оскільки в такому генераторі спрацювання іскрових проміжків не призводить до появи перенапруг на наступних ступенях, усі проміжки виконано з примусовим керуванням. Для підпалювання використовується стрибок потенціалу на основному електроді тригатрону попереднього ступеня, який передається через розділовий конденсатор $C_{\text{р}}$. Величина запускаючого імпульсу, а отже, і діапазон регулювання напруги залежить від параметрів схеми, що є її певним недоліком.

Випробування ізоляції об'єкта прикладеною напругою пов'язано з високовольтною установкою, що генерує випробну напругу відповідної форми.

Внутрішню ізоляцію високовольтних силових трансформаторів випробовують не прикладеною, а індуктованою напругою. Для цього на обмотку НН випробовуваного трансформатора достатньо розрядити попередньо заряджену батарею конденсаторів, напруга заряду якої перевищує номінальну напругу обмотки НН.

У [9] доведено доцільність розрядження конденсаторної батареї з ємністю C_1 на обмотку НН не безпосередньо, а через роздільний

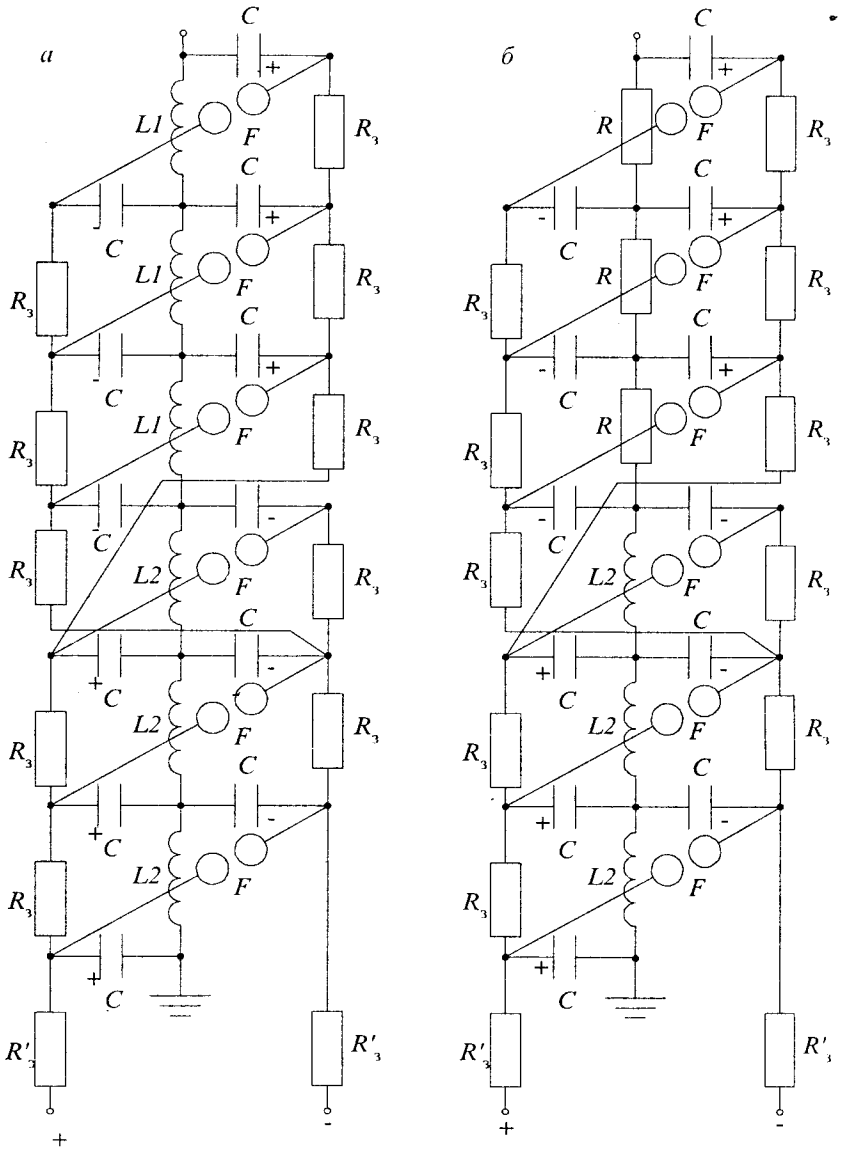


Рис. 12.23. Схеми генераторів комутаційних імпульсів, які зібрані на основі ГІН.

трансформатор $T_р$. Схему випробування показано на рис. 12.25.

Проміжний (роздільний) трансформатор виконано багатообмотковим. Змінюючи коефіцієнт трансформації проміжного трансформатора, легко узгоджувати постійну напругу заряду конденсаторної батареї з напругою обмотки НН будь-якого випробуваного трансформатора $T_і$.

Крім того, індуктивність розсіяння проміжного трансформатора разом з ємностями його обмоток утворюють фільтр вищих частот, усуваючи перешкоди, які виникають у схемі під час спрацювання керованого вентиля V і забезпечуючи можливість контролю стану ізоляції випробуваного трансформатора за вимірюваним рівнем часткових розрядів аж до значення 10^{-8} Кл.

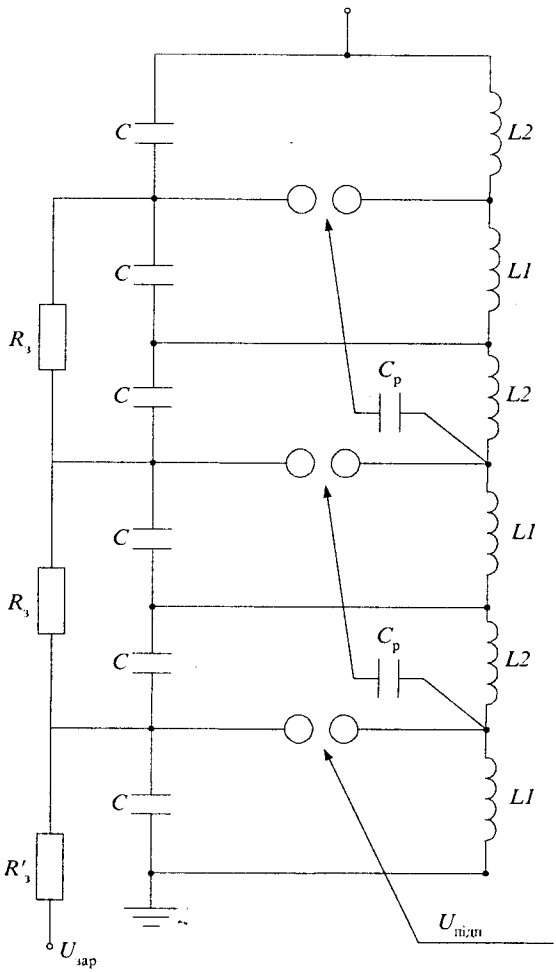


Рис. 12.24. Схема генератора комутаційних імпульсів на послідовно з'єднаних і зустрічно ввімкнених коливальних контурах.

Як ємнісний подільник напруги $C_в$, $C_п$ використовується конденсаторна ізоляція вводу обмотки ВН випробуваного трансформатора. Між клемою *1* і землею вмикається осцилограф, який реєструє форму комутаційного імпульсу, а між клемою *2* і землею — прилад, який вимірює інтенсивність часткових розрядів.

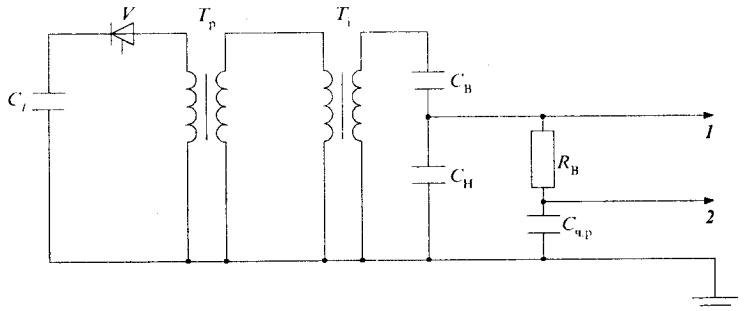


Рис. 12.25. Принципова схема випробування ізоляції силового трансформатора індукованим комутаційним імпульсом напруги.

Розрахункову схему установки показано на рис. 12.26.

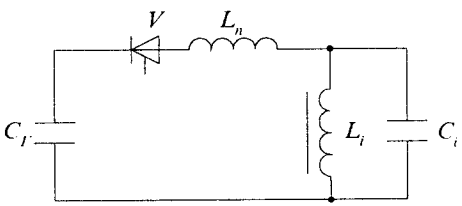


Рис. 12.26. Розрахункова схема згідно з рис. 12.25.

Параметри схеми зведено до напруги обмотки НН випробуваного трансформатора. Наприклад, ємність батареї конденсаторів ділиться на квадрат коефіцієнта трансформації підвищувального проміжного трансформатора, а сумарна ємність обмотки ВН випробуваного трансформатора і подільник напруги множиться на квадрат його коефіцієнта трансформації. До розрахункової схеми входить індуктивність розсіювання проміжного трансформатора $L_п$ та індуктивність намагнічування $L_і$ випробуваного трансформатора.

Після відкривання вентиля V батарея конденсаторів $C_Г$ розряджається через індуктивність $L_п$ на елементи $L_і$, $C_і$, випробуваного трансформатора. У момент переходу струму вентиля через нуль завершується формування підйому імпульсу, після чого закривається вентиль V, і в контурі $L_і$—$C_і$ виникає нелінійний затухаючий процес формування спаду імпульсу.

Напруга на обмотці ВН випробуваного трансформатора під час відкритого стану вентиля:

$$u = A\left(\cos\omega_2 t - \cos\omega_1 t\right), \qquad (12.26)$$

де A — добуток коефіцієнтів трансформації трансформаторів $T_р$ і $T_і$ на коефіцієнт використання схеми і напругу заряду U батареї конденсаторів,

$$A = Uk_р k_і \frac{L_і}{L_і + L_п} \frac{C_Г}{C_Г + C_і}.$$

ω_1, ω_2 — кутова частота власних коливань контурів відповідно ВЧ і НЧ:

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{(L_i + L_п)(C_Г + C_i)}{L_i L_п C_i C_Г}}, \qquad (12.27)$$

$$\omega_2 = \sqrt{\frac{1}{(L_i + L_п)(C_Г + C_i)}}. \qquad (12.28)$$

У схемі, зображеній на рис. 12.26, час підйому $T_п$ визначається в основному індуктивністю розсіяння проміжного трансформатора та еквівалентною ємністю C_i обмотки вищої напруги випробуваного трансформатора.

Оптимізуючи вираз (12.26), знаходимо:

$$\sin \omega_1 T_п = (\omega_2 / \omega_1) \sin \omega_2 T_п \approx 0,$$

оскільки $\omega_1 \gg \omega_2$, то

$$T_п = \pi / \omega_1, \qquad (12.29)$$

тобто час підйому комутаційного імпульсу напруги дорівнює половині періоду власних ВЧ-коливань.

Амплітуда імпульсу визначається підстановкою (12.29) у (12.26):

$$U_м = A\left(1 + \cos \pi (\omega_2 / \omega_1)\right). \qquad (12.30)$$

На рис. 12.27 зображено осцилограми струму вентиля $i(t)$ і напруг на обмотках ВН та НН ($U_{ВН}(t)$, $U_{НН}(t)$).

Тривалість спаду імпульсу $U_{ВН}(t)$ формується у процесі коливань у контурі: ємність C_i — нелінійна індуктивність L_i холостого ходу трансформатора, що випробується. Внаслідок насичення сталі магнітопроводу індуктивність L_i знижується, що призводить до обмеження довжини спаду і самого імпульсу. Довжина імпульсу може бути з амплітудою близько 60% випробної напруги.

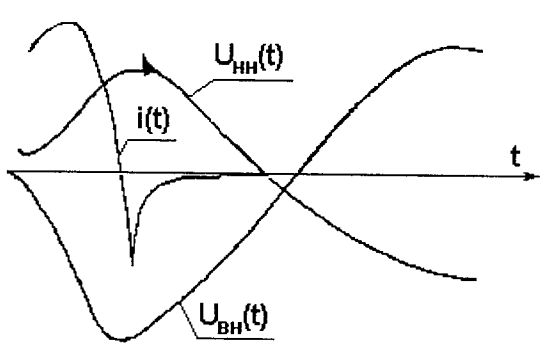


Рис. 12.27. Осцилограми напруг і струму у схемі рис. 12.25.

12.12. Розрахунок параметрів кола розрядження ГІН

Початковими даними для розрахунку ГІН мають бути: ємність ізоляції випробуваного об'єкта C_o, клас напруги, потрібна випробовувана напруга повного $U_{в.п}$ та зрізаного $U_{в.з}$ грозових імпульсів, часові параметри $T_ф$, $T_і$ або $T_п$, $T_і$, які визначені відповідно до стандарту.

Номінальна напруга ГІН береться такою, що дорівнює подвоєному значенню випробуваної напруги повного грозового імпульсу:

$$U_{ГІН} = 2U_{в.н} \qquad (12.30)$$

Виходячи з вимог, що ставляться до коефіцієнта використання схеми (12.11), ємність ГІН у розряді повинна на порядок перевищувати ємність випробуваного об'єкта:

$$C_к \approx 10C_o. \qquad (12.31)$$

Ємність конденсаторів ступеня ГІН згідно з (12.2)

$$C_{СТ} = nC_к. \qquad (12.32)$$

Для ГІН з двостороннім заряджанням конденсаторів (див. рис. 12.11) $C = 2nC_к$.

Вибираються конденсатори ступенів, напруга $U_{ст}$, кількість ступенів n та діоди, що ввімкнені замість зарядних резисторів (див. рис. 12.15 та 12.16) у схему зарядно-випрямного пристрою. Зв'язок між тривалістю фронту $T_ф$ (підйомом комутаційного імпульсу $T_п$) і постійною часу швидкозатухаючої експоненти T_2 (див. рис. 12.10), а також між тривалістю імпульсу $T_і$ та постійною часу повільнозатухаючої експоненти T_1 визначається за допомогою графіків [5, 6], які показано на рис. 12.28, де $K_ф = \dfrac{T_ф}{T_2}$, $K_і = \dfrac{T_і}{T_1}$, $K_п = \dfrac{T_п}{T_2}$.

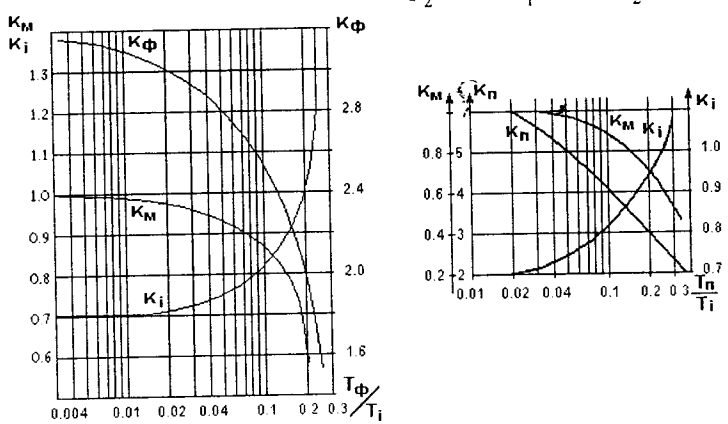


Рис. 12.28. Криві залежності коефіцієнтів, що визначають форму грозових (*а*) і комутаційних (*б*) імпульсів від $T_ф/T_і$ або $T_п/T_і$.

За заданим відношенням $T_ф/T_і$ за допомогою вказаних графіків знаходять постійні часу T_1 і T_2 затухання експонент.

Більшість сучасних ГІН проектується за однією зі схем (рис. 12.7,*а*, *в*), для яких справедлива система рівнянь:

$$\begin{aligned} C_о\left(R_ф + R_р\right) + C_к R_р &= T_1 + T_2, \\ C_о C_к R_ф R_р &= T_1 T_2, \end{aligned} \tag{12.33}$$

одержана з виразів (12.5) і (12.6) при $R_д = 0$.

Для подальшого розгляду зберігаються корені $R_р$, $R_ф$ системи рівнянь, які збігаються з результатами розрахунку опорів $R_р$, $R_ф$ за формулами (12.13) і (12.15).

Визначають індуктивність $L_{кр} = 4R^2C_к$, і якщо індуктивність об'єкта $L_о < L_{кр}$, то за умови одночасного зниження $R_р$ збільшують ємність $C_к$.

Уточнюють значення фронтових опорів:

$$R_ф \geqslant 1{,}38\sqrt{\frac{L_ф}{C_о}}. \tag{12.34}$$

Методику визначення індуктивності розрядного кола і паразитної ємності $C_п$ ГІН наведено у [5].

Коефіцієнт використання схеми й амплітуду імпульсу ГІН визначають за (12.9). Щоб збільшити коефіцієнт використання зарядного кола, захисний опір беруть згідно з виразом:

$$R_з \approx 100R_р / n. \tag{12.35}$$

Приклад 12.1. Визначити параметри розрядного кола ГІН, який призначено для випробування ізоляції трансформаторів класу напруги 150 кВ грозовими імпульсами $T_ф = 1{,}2 \pm 0{,}36$ мкс, $T_і = 50 \pm 10$ мкс. Випробна напруга повного імпульсу $U_{в.п} = 550$ кВ, зрізаного — $U_{в.з} = 600$ кВ, потужність випробуваних трансформаторів — до 40 МВА, ємність обмотки ВН $C_о = 0{,}005$ мкФ, напруга короткого замикання $U = 9\%$.

Номінальна напруга ГІН згідно з (12.30):

$$U_{ГІН} = 2U_{в.п} = 1100 \text{ кВ}.$$

Приймаємо $U_{ГІН} = 1000$ кВ.

Згідно з (12.31) ємність розрядного контура

$$C_к = 10C_о = 0{,}05 \text{ мкФ}.$$

Для схеми ГІН, показаної на рис. 12.7,*б*, вибираємо число ступенів $n = 10$, напругу ступеня $U_{ст} = 100$ кВ. У кожному ступені встановлюємо два конденсатори типу ИК 100 — 0,25 (робоча напруга 100 кВ, ємність 0,25 мкФ). Приймаючи відношення $T_ф/T_і = 0{,}024$, користуючись кривими рис. 12.28,*а*, визначаємо постійні часу експонент:

$$T_1 = T_i / 0,73 = 68,5 \text{ мкс};$$

$$T_2 = T_ф / 2,96 = 0,405 \text{ мкс}.$$

Орієнтовні значення опорів згідно з (12.13) і (12.15):

$$R_ф = 1,2/(3,24 \cdot 0,005) = 74,1 \text{ Ом};$$

$$R_р = 50/(0,7 \cdot 0,05) = 1429 \text{ Ом}.$$

Уточнені значення $R_ф$ і $R_р$ знаходимо з розв'язання системи рівнянь (12.33):

$$0,005 \cdot 0,5 R_ф R_р = 27,74; 0,005(R_ф + R_р) + 0,05 R_р = 68,905;$$

звідки $R_р = 1245$ Ом; $R_ф = 89$ Ом.

Встановлення у схемі ГІН малоіндуктивних конденсаторів типу ИК дає можливість знизити індуктивність розрядного кола до значення $L_ф = 20$ мкГн. При цьому справедливою є нерівність:

$$R_ф \geqslant 1,38\sqrt{\frac{L_ф}{C_o}},$$

за умови додержання якої одиничний сплеск на вершині імпульсу не перевищує 5% амплітуди імпульсу.

Індуктивність розсіяння обмотки ВН випробуваного трансформатора:

$$L_o = \frac{31,8 U_ц^2 u\%}{p}; \quad L_o = \frac{31,8 \cdot 150^2 \cdot 9}{40} = 1,61 \cdot 10^5 \text{ мкГн}.$$

Критична індуктивність:

$$L_{кр} = 4 R_р^2 C_к = 4 \cdot 1245^2 \cdot 0,05 \cdot 10^{-6} = 0,3 \text{ Гн}$$

майже у два рази більша за індуктивність L_o. Тому тривалість імпульсу знизиться до 44 мкс, що припустимо.

Однак під час випробування трансформаторів того ж самого класу напруги, але більшої потужності рекомендується передбачати встановлення на кожному ступені ГІН додаткових конденсаторів.

Згідно з (12.9) коефіцієнт використання ГІН при $\alpha = T_2 / T_1 = 5,9 \cdot 10^{-3}$

$$\eta = 0,95 \cdot 0,91 \cdot 0,968 = 0,837.$$

Амплітуда імпульсу достатня для випробування заданих трансформаторів як повними, так і зрізаними імпульсами:

$$U_{max} = \eta_{ГІН} n U_{ст} = 0,837 \cdot 10 \cdot 100 = 837 \text{ кВ}.$$

Приклад 12.2. Визначити значення індуктивностей L_2 та розрядних опорів R, які входять до схеми генератора комутаційних імпульсів напруги, складеного на основі ГІН згідно з рис. 12.23,*б*, якщо ємність $C = 1,56$ мкФ і необхідний час підйому імпульсу $T_п = 4000$ мкс.

Розв'язання.

Ємність ступеня ГІН $C_{ст} = 0{,}78$ мкФ.

Згідно з (12.22) значення індуктивностей, які ввімкнені у нижню половину ступенів ГІН,

$$L_2 = \frac{T_n^2}{6{,}32 \cdot C_{CT}} = \frac{(4000 \cdot 10^{-6})^2}{6{,}32 \cdot 0{,}78 \cdot 10^{-6}} = 3{,}26 \text{ Гн}.$$

Розрядні опори у верхніх ступенях ГІН

$$R_р = \frac{10T_п}{C_{ст}};\ R_р = \frac{10(4000 \cdot 10^{-6})}{0{,}78 \cdot 10^{-6}} = 51 \text{ кОм}.$$

Приклад 12.3. Конденсаторна батарея ємністю 809 мкФ, яка заряджена до напруги 0,92 кВ через проміжний трансформатор, коефіцієнт трансформації якого $K_п = 10{,}15$ та індуктивність розсіяння $L_п = 59$ мГн, розряджається на обмотку НН випробуваного трансформатора з параметрами: коефіцієнт трансформації $K_і = 19{,}2$, ємність обмотки ВН $C = 1170$ пФ, індуктивність намагнічування $L_і = 270$ мГн.

Визначити тривалість піднімання та амплітуду комутаційного коливання імпульсу напруги, який індукується в обмотці ВН випробуваного трансформатора.

Розв'язання.

Зводимо параметри схеми, показаної на рис. 12.25, до напруги обмотки НН випробуваного трансформатора, зберігаючи позначення параметрів згідно з рис. 12.26:

$$C_Г = 809/(10 \cdot 15^2) = 7{,}85 \text{ мкФ},$$
$$C_і = 0{,}00117 \cdot 19{,}2^2 = 0{,}43 \text{ мкФ}.$$

Кутові частоти власних коливань, що виникають у схемі рис. 12.17, згідно з (12.27) і (12.28)

$$\omega_1 = \sqrt{\frac{(270+59)10^{-3}\,(7{,}85+0{,}43)10^{-6}}{270 \cdot 59 \cdot 7{,}85 \cdot 0{,}43 \cdot 10^{-18}}} = 7117 \text{ с}^{-1};$$

$$\omega_2 = \frac{1}{\sqrt{(270+59)10^{-3}\,(7{,}85+0{,}43)10^{-6}}} = 606 \text{ с}^{-1}.$$

Тривалість піднімання комутаційного імпульсу

$$T_п = \pi/\omega_1;\ T_п = 0{,}44 \cdot 10^{-3} \text{ с}.$$

Амплітуда імпульсу згідно з (12.30)

$$U_m = 0{,}92 \cdot 10{,}15 \cdot 19{,}2 \left(\frac{270}{270+59}\right)\left(\frac{7{,}85}{7{,}85+0{,}43}\right)\left(1+\cos\pi \cdot \frac{606}{7117}\right) = 274 \text{ кВ}.$$

Конструкція ГІН залежить від номінальної напруги та енергії генератора, місця його встановлення (зовнішнього або внутріш-

нього). У конструкції враховуються можливість ремонту, заміни елементів ГІН і зручність експлуатації.

Генератори внутрішнього встановлення на напругу до 1 МВ та енергією до 2,5 кДж виготовляються, як правило, в одноколонковому виконанні. Конденсаторні секції, що розділені ізоляційними проміжками, розміщені у циліндричному ізоляційному кожусі і просочуються маслом. Обкладки конденсаторів виводяться на клеми, закріплені у стінці кожуха. До клем кріпляться резистори зарядного і розрядного кіл. Іскрові проміжки також розміщено поза кожухом. ГІН колонкового типу компактні, проте ремонт і заміна конденсаторів у такій конструкції ускладнені.

Найбільш часто застосовують ГІН етажеркового типу внутрішнього і зовнішнього встановлень на напругу 0,5...7,2 МВ та енергією, що запасається, до 560 кДж. Опорною ізоляцією таких ГІН служать бакелітові циліндри. Конденсатори розміщено на полицях. Часто для переміщення ГІН у межах високовольтного залу користуються повітряною подушкою. ГІН зовнішнього встановлення разом з подільником напруги і пристроєм зрізу імпульсу розміщується у циліндричних ребристих баштах з твердого діелектрика, наприклад пінополіуретану. Поздовжні градієнти по висоті ГІН під час одержання грозових імпульсів дорівнюють 250...500 кВ/м, під час комутаційних — 50...300 кВ/м.

Замість зарядних резисторів часто застосовують високовольтні діоди. В окремих конструкціях під час зарядження частина резисторів зарядного кола шунтується механічними комутаторами. Широко також застосовуються багатоелектродні керовані ІП.

Випробування електричної міцності внутрішньої ізоляції виконується за триударною методикою (до об'єкта прикладається по три імпульси випробної напруги обох полярностей: спочатку повні 1,2/50 мкс, а потім — зрізані). Зовнішня ізоляція випробовується за п'ятнадцятиударною методикою.

Пробій зовнішньої або головної ізоляції трансформатора легко відшукується за різким звуком і спотворенням форми імпульсу на осцилограмі. Складніше визначити пробій частини поздовжньої ізоляції (наприклад, між сусідніми котушками). Для цього у розріз заземленої нейтралі випробуваної обмотки вмикають резистор з невеликим опором і спостерігають на осцилографі у процесі ви-

пробувань струм в обмотці. Першу осцилограму-номограму дістають за зниженої до 60 % випробної напруги. З нею порівнюють осцилограму-дефектограму, здобуту за повної випробної напруги. Якщо дефектограма збігається за формою з номограмою і немає інших ознак пробою (спотворення форми діючого імпульсу, акустичних коливань у маслі тощо), то можна вважати, що трансформатор витримав випробування.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Намалюйте стандартні випробувальні імпульсні хвилі атмосферних та комутаційних перенапруг.
2. Намалюйте пряму та зворотню схеми ГІН.
3. Намалюйте розрахункову схему ГІН та зробіть її аналіз.
4. Поясніть роботу ГІН, зібраного за схемою Маргера.
5. Напишіть систему рівнянь для розрахунку розрядного кола ГІН. Отримайте з її допомогою форму імпульсу напруги ГІН.
6. Як впливає індуктивність випробуваного об'єкта на форму імпульсу?
7. Як впливають параметри розрядного контура ГІН на форму імпульсу?
8. Поясніть особливості генераторів комутаційних перенапруг.
9. Поясніть принципи дії тригатрона та багатозазорного розрядника.
10. Поясніть принцип дії L–C ГІН.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Marx E.* Deutsches Reichspatent N 455933 — 1923.
2. *Аркадьев В. К.* Искровой конденсаторный трансформатор: Труды ГЭЭИ (ВЭИ). — 1925. — № 6. — С. 75.
3. *Marguerre W.* Die Berechnung des StoЯkreises fьr eine gegebene Form der StoЯspannung, ETZ. — 1939. — Bd. 60. — S. 837.
4. *Marguerre W.* Die Erzeugung normgerechter StoЯspannung bei hoher Ausnutzung der Stossanlage, ETZ. — 1938. — Bd. — S. 1205.
5. *Смирнов С. М., Терентьев П. В.* Генераторы импульсов высокого напряжения. — М., Л.: Энергия, 1964. — 230 с.
6. *Аврущкий В. А., Кужекин И. П., Чернов Е. Н.* Испытательные и электрофизические установки. Техника эксперимента. — М.: МЭИ, 1983. — 260 с.
7. *Fitch R. A., Howell V. T. S.* Novel principle of transient high-voltage generation //Proc. IEEE Electronics Power Science and General. — Vol. 111. — 1964. — N 4. — P. 849—855.

8. *Козлов М. И., Горшенкрой В. Л., Гошуренко В. И. и др.* Генератор импульсных напряжений с необратимым перезарядом ступеней и автоматическим запуском коммутаторов //Приборы и техника эксперимента. — 1983. — № 2. — С. 109—110.
9. *Черноготский В. М., Максимович А. Ф., Белецкий З. М.* Схема испытания изоляции силовых трансформаторов коммутационным импульсом //Электротехника. Энергия. — 1975. — № 4. — С. 4—6.

Глава 13
ГЕНЕРАТОРИ ІМПУЛЬСНИХ СТРУМІВ (ГІС)

(Б. М. Кондра, В. І. Хоміпіч)

13.1. Загальна характеристика ГІС

Розряд блискавки між грозовими хмарами або на землю супроводжується протіканням складного за формою імпульсного струму, що складається з одного або кількох сплесків, які досягають 200 кА і більше з часом дії, що лежить у діапазоні $10^{-6}...10^{-3}$ с, і накладаються на тривалий струм (десяті частки секунди) величиною до 1 кА.

Імпульсні струми, що значно перевищують номінальні, виникають під час коротких замикань в електричних мережах і системах. Якщо струми короткого замикання у житлових приміщеннях не перевищують одиниць кілоамперів, то сучасні повітряні вимикачі, які встановлюють на підстанціях напругою 750 кВ, проектуються з урахуванням надійного вимикання струму 60 кА, а струм короткого замикання на генераторній напрузі потужних електростанцій досягає 200 кА.

Для проведення різних фізичних досліджень, створення сильних магнітних полів, умов адіабатичного нагрівання матеріалів, ударних хвиль, високотемпературної плазми тощо потрібні імпульсні струми, значення і тривалість яких змінюється у широких межах [1, 2].

Використання великих імпульсних струмів, сильних магнітних полів та електродинамічних сил у науці й техніці стало причиною розвитку і безперервного вдосконалення установок, за допомогою

яких в імпульсному режимі генеруються струми, що в багато разів перевищують струм стаціонарного режиму.

Основним елементом будь-якого генератора імпульсних струмів (ГІС) є нагромаджувач тієї чи іншої форми енергії. Нагромадження продовжується досить довго, тому може бути проведене від порівняно малопотужного джерела. За умови швидкого розряджання нагромаджувача у розрядному контурі виділяється раніше нагромаджена енергія. Розряджання супроводжується протіканням великого струму за короткий час, а отже, зростанням потужності.

Нагромаджувачі енергії поділяються на ємнісні (енергія нагромаджується в електричному полі потужної батареї конденсаторів); індуктивні (енергія нагромаджується у магнітному полі соленоїдів, що обтікаються струмом); механічні (на основі ударних та уніполярних генераторів, у яких в обертовому масивному роторі нагромаджується потенціальна енергія); хімічні (на основі імпульсних акумуляторів).

Експериментальне визначення розривної потужності нових зразків вимикачів проводиться в умовах штучного короткого замикання у потужних енергосистемах.

На рис. 13.1 показано межі максимальних струмів за певних тривалостей імпульсів для нагромаджувачів з традиційним виконанням.

Застосовуючи додаткові заходи, наприклад, знижуючи паразитну індуктивність у колі розряду ударного генератора, застосову-

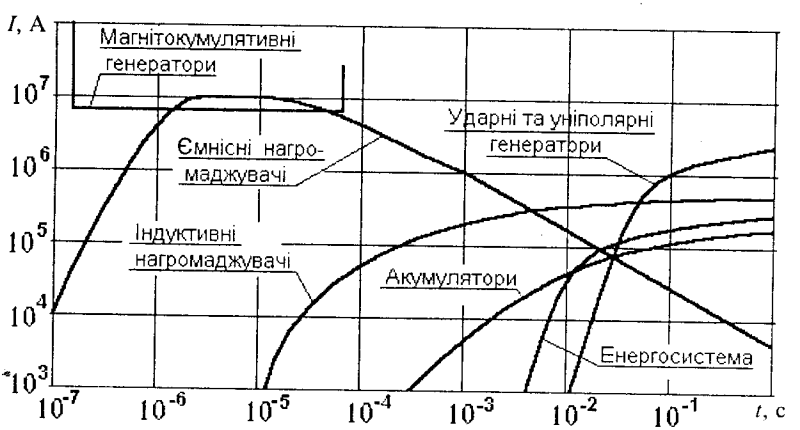


Рис. 13.1. Межі максимальних значень і тривалості імпульсних струмів від різних нагромаджувачів енергії.

ючи узгоджувальні трансформатори тощо, можна істотно розширити робочі зони нагромаджувачів.

13.2. Ємнісні нагромаджувачі енергії

Нагромаджувач енергії (потужна батарея конденсаторів), у електростатичному полі якого протягом досить великого часу заряджання від порівняно малопотужного джерела випрямленої напруги або струму нагромаджується велика енергія, називають ємнісним.

Розряджання конденсаторів нагромаджувача на невелике активно-індуктивне навантаження здійснюється під час спрацювання дистанційно керованого комутатора і супроводжується протіканням за навантаженням великого струму.

На рис. 13.2 показано схему розрядного кола ємнісного нагромаджувача енергії, конденсатори якого заряджені до напруги U_0, а активний опір R та індуктивність L є сумарними значеннями відповідних параметрів та елементів розрядного контура (шин, випробного проміжка, шунта, контактів тощо).

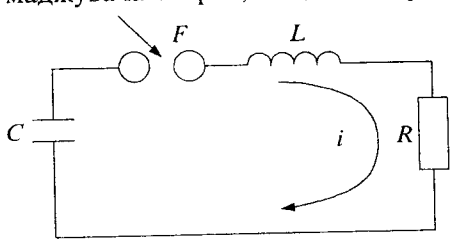


Рис. 13.2. Розрахункова схема розрядного кола ємнісного нагромаджувача енергії.

Процес розряджання конденсаторів на послідовно ввімкнене R, L-навантаження описується рівнянням

$$\frac{d^2i}{dt^2}+\frac{R}{L}\frac{di}{dt}+\frac{i}{LC}=0, \qquad (13.1)$$

розв'язання якого залежить від значення коренів характеристичного рівняння

$$\alpha_{1,2}=-\frac{R}{2L}\pm\sqrt{\frac{R^2}{4L^2}-\frac{1}{LC}}=-\frac{R}{2C}\pm\omega_0\sqrt{\gamma^2-1}\,. \qquad (13.2)$$

В одержаному виразі кутова частота власних незгасаючих коливань

$$\omega_0=\frac{1}{\sqrt{LC}}, \qquad (13.3)$$

а параметр

$$\gamma=\frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{L}} \qquad (13.4)$$

визначає форму розрядного струму.

У контурі без втрат ($R = 0$; $\gamma = 0$) корені характеристичного рівняння — уявні, в розрядному контурі протікає струм

$$i = I_0 \sin(\omega_0 t), \tag{13.5}$$

амплітуда якого

$$I_0 = \frac{U_0}{\omega_0 L} = U_0 \sqrt{\frac{C}{L}}, \tag{13.6}$$

а період

$$T_0 = 2\pi\sqrt{LC}. \tag{13.7}$$

За $0 < \gamma < 1$ (корені характеристичного рівняння — спряжені комплексні числа) спостерігається згасаючий коливальний розряд зі струмом

$$i = \frac{I_0}{\sqrt{1-\gamma^2}} \sin(\omega' t) \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right), \tag{13.8}$$

де ω' — кутова частота власних згасаючих коливань,

$$\omega' = \omega_0 \sqrt{1-\gamma^2}.$$

Розв'язуючи рівняння (13.1), користуються початковими умовами $i(0)=0$; $L(di/dt)_{t=0} = U_0$. З розв'язання рівняння $di/dt = 0$ знаходять час t_{M1} від початку розряджання конденсаторів до моменту досягнення струмом першої амплітуди I_{M1}:

$$t_M = \frac{1}{\omega} \arcsin\sqrt{1-\gamma^2}, \tag{13.9}$$

а в контурі без втрат $t_{M1} = T_0/4$.

Після підстановки t_{M1} в (13.8) знайдемо першу амплітуду струму:

$$I_M = I_0 \exp\left(-\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \arcsin\sqrt{1-\gamma^2}\right). \tag{13.10}$$

У безрозмірних величинах коливальний згасаючий розряд у контурі характеризується виразами

$$\frac{t_M}{T_0/4} = \frac{2}{\pi\sqrt{1-\gamma^2}} \arcsin\sqrt{1-\gamma^2}, \tag{13.11}$$

$$\frac{I_M}{I_0} = \exp\left(-\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \arcsin\sqrt{1-\gamma^2}\right). \tag{13.12}$$

Якщо $\gamma = 1$, то корені характеристичного рівняння — від'ємні і рівні. Розрядження конденсаторів проходить на межі аперіодичності:

$$i = I_0 \omega_0 t \exp(-\omega_0 t), \tag{13.13}$$

$$\frac{t_{\text{м}}}{T_0/4}=\frac{2}{\pi};\quad \frac{I_{\text{м}}}{I_0}=\frac{1}{e}. \tag{13.14}$$

Від'ємні і різні корені ($\gamma > 1$) визначають аперіодичний режим розрядження. Розв'язання рівняння (13.1) за допомогою початкової умови $i(0) = 0$ зводиться до вигляду:

$$i = A(\exp(\alpha_1 t) - \exp(\alpha_2 t)).$$

Постійну інтегрування A знаходять з початкової умови $L(di/dt)_{t=0}=U_0$.

У розрядному контурі протікає струм

$$i=\frac{I_0}{\sqrt{\gamma^2-1}}\operatorname{sh}(\omega'' t)\exp\left(-\frac{R}{2L}t\right), \tag{13.15}$$

де

$$\omega''=\omega_0\sqrt{\gamma^2-1}. \tag{13.16}$$

Оптимізуючи (13.15), знаходимо:

$$\frac{t_{\text{м}}}{T_0/4}=\frac{2}{\pi\sqrt{\gamma^2-1}}\ln(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1}). \tag{13.17}$$

Підставляючи $t_{\text{м}}$ у (13.15), дістаємо:

$$\frac{I_{\text{м}}}{I_0}=(\gamma+\sqrt{\gamma^2-1})^{-\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}}}. \tag{13.18}$$

Початкова крутизна струму $(di/dt)_{t=0}=U_0/L$ не залежить ні від опору R, ні від ємності C, що справедливо для будь-якого значення γ. Середня крутизна струму дорівнює $I_{\text{м}}/t_{\text{м}}$. Для її збільшення слід підвищити напругу і знизити період $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$.

Тривалість першого періоду струму у коливальному режимі розрядження становить π/ω' і зростає у міру зростання γ ($\pi/\omega \to \infty$ при $\gamma = 1$).

На рис. 13.3 показаний графік зміни струму I/I_0 в часі при різних значеннях параметра γ.

Графіками функцій $\frac{t_{\text{м}}}{T_0/4}$ та $(I_{\text{м}}/I_0)$ залежно від параметра γ (рис. 13.4) користуються під час розв'язування таких задач.

Приклад 13.1. Задано параметри R, L, C-контура та напругу U_0 заряджання конденсаторної батареї. Визначити форму розрядного струму $i(t)$, його амплітуду $I_{\text{м}}$ і час $t_{\text{м}}$ формування найбільшого значення струму.

Розв'язання.

Визначимо амплітуду і період коливань розрядного струму в контурі без втрат за формулами:

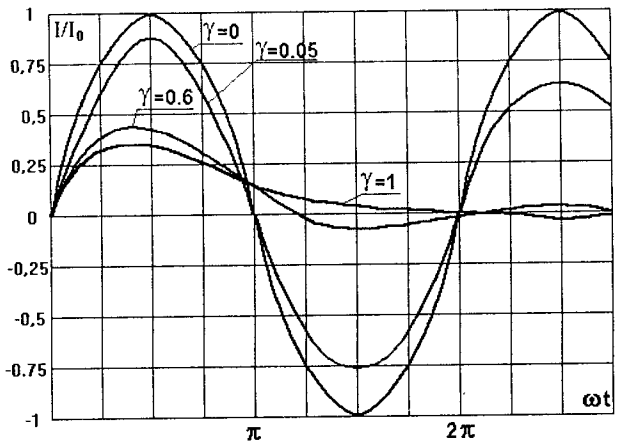


Рис. 13.3. Графік залежності I/I_0 від часу за різних значень параметра контура.

$$I_0 = U_0\sqrt{\frac{C}{L}}\ ;\ T_0 = 2\pi\sqrt{LC}\ ;$$

параметр контура $\gamma = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{C}{h}}$. За його значенням ($\gamma \geqslant 1$; $\gamma < 1$) судять про характер розряджання (періодичний (коливальний) або аперіодичний).

За одержаним значенням γ, користуючись рис. 13.4 або формулами (13.11), (13.12), (13.14), (13.17), (13.18), визначаємо $\frac{t_M}{T_0/4}$; $\frac{I_M}{I_0}$, а потім t_M, I_M.

Приклад 13.2. За відомими значеннями C та U_0 й осцилограмою струму (задано t_M і I_M) знайти R і L розрядного контура.

Труднощі аналітичного розрахунку активного опору та індуктивності елементів розрядного кола пов'язано з їх залежністю від частоти (скін-ефект) та залежністю опору R від температури.

Для розв'язання задачі скористаємося тим, що добуток

$$\frac{t_M}{T_0/4}\cdot\frac{I_M}{I_0} = \frac{2t_M I_M}{\pi U_0 C}$$

не залежить від R та L.

* Графік залежності добутку $\frac{t_M}{T_0/4}\cdot\frac{I_M}{I_0}$ від параметра γ показано на рис. 13.4. Він дає можливість за відомим значенням $2t_M I_M/\pi U_0 C$ знайти γ та (I_M/I_0).

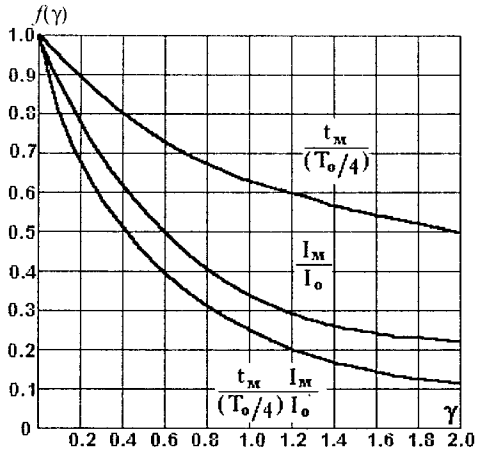


Рис. 13.4. Графіки допоміжних кривих до розрахунку розрядного кола ємнісного нагромаджувача енергії.

Далі визначаємо I_0, індуктивність $L = \dfrac{CU_0}{I_0^2}$ та опір

$$R = 2\gamma\sqrt{\frac{L}{C}}.$$

Приклад 13.3. Дано: U_0 = = 19,5 кВ; C = 1354 мкФ; I_M = 685 кА; t_M = 20 мкс (останні дві величини — результат обробки осцилограми струму).

Розв'язання.

Обчислюємо

$$\frac{2t_M I_M}{\pi U_0 C} = \frac{2\cdot 20\cdot 10^{-6}\cdot 685\cdot 10^3}{\pi\cdot 19{,}5\cdot 10^3\cdot 1354\cdot 10^{-6}} = 0{,}33.$$

За допомогою графіка $\dfrac{t_M I_M}{(T_0/4)\cdot I_0} = f(\gamma)$ знаходимо $\gamma = 0{,}7$; $\dfrac{I_M}{I_0} = 0{,}462$.

Отже, $I_0 = I_м/0{,}462$ = 1482,7 кА. Індуктивність контура $L = \dfrac{CU_0^2}{I_0^2} =$

$= \dfrac{1354\cdot 10^{-6}\cdot (19{,}5\cdot 10^3)^2}{(1482{,}7\cdot 10^3)^2} = 0{,}23\cdot 10^{-6}$ Гн. Опір контура $R = 2\gamma\sqrt{\dfrac{L}{C}} =$ $= 0{,}0182$ Ом.

Розрахунок розрядного кола ємнісного нагромаджувача не обмежується визначенням параметрів $i(t)$, $I_м$, $t_м$.

Ємнісний нагромаджувач проектується для проведення заздалегідь відомих технологічних операцій або експериментів, в основу яких покладено використання або термічної дії струму (джоулевих втрат в опорі навантаження), або електродинамічних сил, що виникають у замкнених струмових контурах (наприклад, в апаратах магнітно-імпульсної обробки металів), або здобуття певних значень магнітних потоків, або передача потрібної кількості заряду.

Якщо відомо призначення нагромаджувача, частоту і загальну кількість циклів «заряджання-розряджання», то насамперед треба вибрати значення енергії $W_0 = \dfrac{CU_0^2}{2}$, ємності C і напруги заряджання U_0 батареї конденсаторів.

У подальшому становитиме інтерес підвищення ККД нагромаджувача, тобто передача навантаженню максимальної частки нагромадженої під час заряджання енергії. При цьому бажано, щоб нагромаджена енергія передавалася навантаженню якомога швидше, наприклад, щоб більша її частина надходила на навантаження до моменту досягнення струмом першого максимуму або за час першого півперіоду під час коливального режиму розряджання.

У табл. 13.1 наведено розрахункові формули, які полегшують розв'язування поставлених завдань. Характеристики розрядного контуру ємнісного нагромаджувача знайдені залежно від параметра контуру γ для всіх можливих форм розрядного струму. У рядку P_M наведено формули розрахунку максимальної потужності в опорі навантаження; у рядку W_M — розрахункові формули максимальної енергії $W_{\text{м}} = \dfrac{LI_{\text{м}}^2}{2}$.

Дещо докладніше зупинимося на поняттях інтегралів питомої $\int_0^t j^2 dt$ і повної $\int_0^t i^2 dt$ дії струму.

Дія імпульсу струму супроводиться адіабатичним нагріванням опору об'єкта. Із теорії нагрівання провідника з питомим опором ρ, Ом·см, густиною $\gamma_{\text{м}}$, г/см^3, питомою теплоємністю c, Дж/г·град від температури $\Theta_{\text{у}}$ до температури $\Theta_{\text{к}}$ струмом $i(t)$, який протікає короткочасно (густина струму $j = \dfrac{i}{q}$, А/см^2), відоме рівняння:

$$\frac{\gamma_{\text{м}} c}{\rho\alpha} \ln \frac{1+\alpha(\Theta_{\text{к}} - \Theta_0)}{1+\alpha(\Theta_{\text{у}} - \Theta_0)} = \int_0^t j^2 dt, \qquad (13.19)$$

де α — температурний коефіцієнт зміни ρ; Θ_0 — температура навколишнього середовища.

Таким чином, температура $\Theta_{\text{к}}$ тіла, що нагрівається, залежить не від інтегралу $\int_0^t i^2 dt$, а від інтегралу питомої дії

$$A = \int_0^t j^2 dt .$$

Кожний метал за певних значень інтегралу A при нехтуванні малими тепловими втратами зазнає фазові переходи від твердого стану до рідкого і від рідкого — до газового. Ліва частина рівняння (13.19) — константа Майєра — залежить від фізичних характеристик тіла, яке нагрівається, і дозволяє визначити числове значення

Таблиця 13.1

Розрахункові формули

Параметр	Контур без втрат, $\gamma = 0$	Коливальне згасаюче розрядження, $0 < \gamma < 1$	Розрядження на межі аперіодичності, $\delta = 1$	Аперіодичне розрядження $\gamma > 1$, $B = \gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}$
I	$I_0 \sin \omega_0 t$	$\frac{I_0}{\sqrt{1-\gamma^2}} \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right) \times$ $\times \sin\left(\omega_0 \sqrt{1-\gamma^2} \cdot t\right)$	$I_0 \omega_0 t \times$ $\times \exp(-\omega_0 t)$	$\frac{I_0}{\sqrt{\gamma^2-1}} \exp\left(-\frac{R}{2L} t\right) \times$ $\times sh\left(\omega_0 \sqrt{\gamma^2-1} \cdot t\right)$
ω	$\omega_0^2 = (LC)^{-1}$	$\omega' = \omega_0 \sqrt{1-\gamma^2}$		$\omega' = \omega_0 \sqrt{\gamma^2-1}$
t_M	$0{,}25 T_0$	$\frac{1}{\omega'} \arcsin \sqrt{1-\gamma^2}$	$\frac{T_0}{2\pi} = \sqrt{LC}$	$\frac{1}{\omega'} \ln B$
I_M	I_0	$I_0 \exp\left(-\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \arcsin \sqrt{1-\gamma^2}\right)$	I_0 / e	$I_0 B^{\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}}}$
$P_M = I_M^2 R$	$P = 0$	$2 I_0 U_0 \gamma \exp\left(-\frac{2\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \arcsin \sqrt{1-\gamma^2}\right)$	$2 I_0 U_0 e^{-2}$	$2 I_0 U_0 \gamma B^{\frac{2\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}}}$
$W_M = \frac{L I_M^2}{2}$	$\frac{L I_0^2}{2} = \frac{C U_0^2}{2}$	$W_0 \exp\left(-\frac{2\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}} \arcsin \sqrt{1-\gamma^2}\right)$	$W_0 e^{-2}$	$W_0 B^{\frac{2\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}}}$

Продовження табл. 13.1

Параметр	Контур без втрат, $\gamma = 0$	Коливальне згасаюче розрядження, $0 < \gamma < 1$	Розрядження на межі аперіодичності, $\delta = 1$	Аперіодичне розрядження $\gamma > 1$, $B = \gamma + \sqrt{\gamma^2 - 1}$
$A_{\text{и}} = \int_0^t i^2 dt$		$\frac{W_0}{R}\left[1 - \left(\frac{1}{1-\gamma^2} + \frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\sin 2\omega' t - \right.\right.$ $\left.\left. - \frac{\gamma^2}{1-\gamma^2}\cos 2\omega' t\right)\exp\left(-\frac{R}{L}t\right)\right]\cdot$ $\cdot\cos 2\omega' t \exp\left(-\frac{R}{L}t\right)$	$\frac{W_0}{R}\left[1-(1+ +2\omega_0^2 t^2 + 2\omega_0 t)\times \times\exp(-2\omega_0 t)\right]$	$\frac{W_0}{R}\left\{1 + \frac{\exp(-\gamma 2\omega_0 t)}{\gamma^2 - 1}\times \times\left[1 - \frac{\gamma B}{2}\cdot\exp(2\omega'' t) - \right.\right.$ $\left.\left. - \frac{\gamma}{2B}\cdot\exp(-2\omega'' t)\right]\right\}$
$A_{\text{и}1} = \int_0^{T/2} i^2 dt$		$\frac{W_0}{R}\left[1 - \exp\left(-\frac{2\pi\gamma^2}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right)\right]$		
$A_{\text{иМ}} = \int_0^{t_{\text{М}}} i^2 dt$		$\frac{W_0}{R}\left[1 - (4\gamma^2 + 1)\left(\frac{I_{\text{М}}}{I_0}\right)^2\right]$	$\frac{W_0}{R}\left(1 - \frac{5}{e^2}\right)$	$\frac{W_0}{R}\left[1 - (4\gamma^2 + 1)\left(\frac{I_{\text{М}}}{I_0}\right)^2\right]$
$Q = \int_0^t i dt$	$CU_0(1 - -\cos\omega_0 t)$	$CU_0\left[1 - \left(\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\sin\omega' t + \cos\omega' t\right)\times \times\exp\left(-\frac{R}{2L}t\right)\right]$	$CU_0[1 - (1 + +\omega_0 t)\exp(-\omega_0 t)]$	$CU_0\left\{1 + \frac{\exp[(B-2\gamma)\omega_0 t]}{2(B-\gamma)(B-2\gamma)} + \right.$ $\left. + \frac{\exp(-B\omega_0 t)}{2B(B-\gamma)}\right\}$
$Q_{\text{М}} = \int_0^{t_{\text{М}}} i dt$	CU_0	$CU_0\left[1 - 2\gamma\exp\left(-\frac{\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\arcsin\sqrt{1-\gamma^2}\right)\right]$	$CU_0\left(1 - \frac{2}{e}\right)$	$CU_0\left(1 - 2\gamma B^{-\frac{\gamma}{\sqrt{\gamma^2-1}}}\right)$
$Q_1 = \int_0^{T/2} i dt$	$2CU_0$	$CU_0\left(1 + \exp\left(-\pi\gamma/\sqrt{1-\gamma^2}\right)\right)$		

інтегралу питомої дії, потрібне для нагрівання тіла, наприклад, від усталеної температури $\Theta_у$ до температури плавлення $\Theta_п$.

Для міді $\gamma_м = 8{,}9$; $c = 0{,}38$; $\alpha = 3\cdot10^{-3}$; $\Theta_п = 1083$; $\Theta_у = 65$; $\Theta_с = 20$.

Константа Майєра (інтеграл питомої дії) до моменту плавлення дорівнює: для міді $8{,}65\cdot10^8$ А^2 с/см^4, для алюмінію і срібла [4] — відповідно $2{,}83\cdot10^8$ і $5{,}92\cdot10^8$ А^2·с/см^4.

Від моменту досягнення температури плавлення до розплавлення всього провідника для алюмінію, срібла і міді визначено потрібні величини інтегралу: $0{,}88\cdot10^8$; $1{,}02\cdot10^8$; $1{,}35\cdot10^8$ А^2·с/см^4.

На стадії випаровування тих самих металів константи Майєра дорівнють $0{,}84\cdot10^8$; $1{,}07\cdot10^8$; $1{,}76\cdot10^8$ А^2·с/см^4.

Вирази для інтегралу питомої дії в табл. 13.1 не наведено, але їх можна дістати, якщо знаменник формул інтегралу повної дії

$$A_п = \int_0^t i^2 dt$$

доповнити квадратом площі поперечного перерізу провідника, що нагрівається при його активному опорі R.

Добуток $R\int_0^t i^2 dt$ визначає енергію, що передається до моменту t навантаженню R ємнісного нагромаджувача.

Природним є прагнення за час t_m формування найбільшого значення струму або за час π/ω' його першого півперіоду, якщо режим розряджання має коливальний характер, передати навантаженню якомога більшу частину нагромадженої енергії $W_0 = \dfrac{CU_0^2}{2}$, величина якої визначається інтегралами

$$A_{пм} = \int_0^{t_м} i^2 dt; \quad A_{пі} = \int_0^{\pi/\omega'} i^2 dt.$$

На прикладі розряджання ємнісного нагромаджувача на виток обмотки покажемо, що інтеграл повного струму пропорційний також імпульсу $Ft = \int_0^t F dt$ електродинамічної сили. Електродинамічна сила, яка прагне розірвати виток радіусом R,

$$F = \left(\frac{dW_м}{dR}\right)_{I=\text{const}} = \frac{i^2 dL}{2dR},$$

де $W_м$ — енергія, запасена в магнітному полі витка,

$$W_{\text{м}} = \frac{Li^2}{2}.$$

Індуктивність витка

$$L = \mu_0 R\left(\ln\frac{8R}{r} - 1{,}75\right).$$

Отже,

$$Ft = \frac{\mu_0}{2}\left(\ln\frac{8R}{r} - 0{,}75\right)\int_0^t i^2 dt.$$

Здебільшого протікання струму супроводжується дугою, що горить між металевими електродами. У місцях контакту металу з дугою виникає ерозія — випаровування, плавлення і розбризкування металу. Причиною ерозії найчастіше є поверхневе джерело теплоти, яка надходить з приелектродної зони дуги. Оскільки приелектродне падіння напруги мало залежить від струму, то енергія, яка перетікає в електрод, пропорційна зарядові Q, який переноситься струмом i:

$$Q = \int_0^t i dt,$$

а ступінь ерозії звичайно пов'язується з величиною Q.

У табл. 13.1 наведено вирази для розрахунку Q, а також значення зарядів, визначених у момент максимуму струму і до закінчення першого півперіоду

$$Q_M = \int_0^{t_M} i dt;\ Q_1 = \int_0^{\pi/\omega'} i dt.$$

З аналізу формул, наведених у табл. 13.1, і для зручності розрахунку ємнісного нагромаджувача визначимо оптимальні значення параметра контура γ, за яких в опорі R розвиваються максимальна потужність та енергія.

Справді, у контурі без втрат за $R = 0$ потужність $P_0 = I_0^2 R$ та енергія $R\int_0^t I_0^2 dt$ також дорівнюють нулеві. В умовах аперіодичного розряджання ці параметри малі через зниження амплітуди струму.

Найбільша потужність в опорі R виділяється за значення параметра контура $\gamma_0 = 0{,}55$, якого здобуто з розв'язання рівняння:

$$\frac{d}{d\gamma}\left(\frac{P_{\text{м}}}{I_0 U_0}\right) = \frac{d}{d\gamma}\left[\gamma\exp\left(-\frac{2\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right)\arcsin\sqrt{1-\gamma^2}\right] = 0,$$

яке після перетворень зводиться до вигляду:

$$\arcsin\sqrt{1-\gamma^2}=\frac{1}{2\gamma}(1+\gamma^2)\sqrt{1-\gamma^2}.$$

За $\gamma = 0{,}55$ в опорі R у момент $t_м$ виділяється 29,9 % уявної потужності I_0U_0. Для порівняння вкажемо, що вже під час роботи розрядного контура на грані аперіодичності

$$\frac{P_м}{U_0I_0}=\frac{2}{e^2}=0{,}27.$$

Максимізація залежності інтегралу $A_{пм}$ від параметра контура γ зводиться до розв'язання рівняння:

$$\frac{d}{d\gamma}\left(\frac{RA_{пм}}{W_0}\right)=\frac{d}{d\gamma}\left[1-(4\gamma^2+1)\exp\left(-\frac{2\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\right)\arcsin\sqrt{1-\gamma^2}\right],$$

яке після перетворень набуде вигляду:

$$\arcsin\sqrt{1-\gamma^2}=\frac{5\gamma}{4\gamma^2+1}\sqrt{1-\gamma^2}$$

та перетворюється на тотожність за $\gamma_0 = 0{,}44$.

У результаті оптимізації значення енергії, що надійшла до моменту $t_м$ в опір R, $RA_{пм}|_{\gamma=0,44}=0{,}405\cdot W_0$, а при роботі на межі аперіодичності

$$RA_{пм}|_{\gamma=1}=\left(1-\frac{5}{e^2}\right)W_0=0{,}32W_0.$$

Опір R та індуктивність L (рис. 13.2) є сумами відповідних параметрів об'єкта і контура: $R = R_0 + R_{кон}$; $L = L_0 + L_{кон}$. Енергетичний ККД нагромаджувача дорівнює відношенню енергії, що виділяється в навантаженні, до запасеної. У будь-якому режимі роботи ККД прямує до одиниці за умови справдження нерівностей $L_0 >> L_{кон}$; $R_0 >> R_{кон}$. Але якщо під час роботи на активне навантаження оптимальний режим досягається за $\gamma = 0{,}44$, то під час роботи на індуктивне навантаження (соленоїд) відношення енергії магнітного поля соленоїда до нагромадженої реактивної енергії наближається до одиниці, якщо $\gamma > 0$.

Під час розробки ємнісних нагромаджувачів зменшення внутрішньої індуктивності $L_{кон}$ і опору $R_{кон}$ досягається за допомогою паралельно включених розрядників, з'єднувальних шин і кабелів, а також зменшення довжини шин і кабелів, які з'єднують конденсатори з навантаженням.

Приклад 13.4. Задано параметри розрядного контура ємнісного нагромаджувача енергії: $U_0 = 25$ кВ; $C = 36 \cdot 10^{-6}$ Ф; $L = 0{,}31 \cdot 10^{-6}$ Гн; $R = 18{,}6 \cdot 10^{-3}$ Ом.

Визначені додатково:

$$\gamma = \frac{R}{2}\sqrt{\frac{L}{C}} = 0{,}1; \quad I_0 = U_0\sqrt{\frac{C}{L}} = 269{,}4 \text{ кА}; \quad W_0 = \frac{CU^2}{2} = 11250 \text{ Дж}.$$

В опорі контура до моменту $t_м$ виділяється енергія

$$RA_{п.м} = W_0\left[1 - (4\gamma^2 + 1)\exp\left(-\frac{2\gamma}{\sqrt{1-\gamma^2}}\arcsin\sqrt{1-\gamma^2}\right)\right] = 2544 \text{ Дж}.$$

У скільки разів зросте енергія, яка передається опорові навантаження за незмінних значень U_0 і R, якщо ємність батареї збільшити в 10 разів, а індуктивність знизити в 1,94 раза?

Випишемо нові значення контура: U_0=25 кВ; $C = 360 \cdot 10^{-6}$ Ф; $L = 0{,}16 \cdot 10^{-6}$ Гн; $\gamma = \frac{18{,}6 \cdot 10^{-3}}{2} \cdot \sqrt{\frac{360}{0{,}16}} = 0{,}44$; $W_0 = 112500$ Дж; $RA_{пм} =$ $= 112500 \cdot 0{,}405 = 45563$ Дж.

Енергія, яку передано навантаженню, зросла у $\frac{45563}{2554} = 18$ разів завдяки зміні параметра контура γ від значення 0,1 до оптимального (0,44).

13.3. Ємнісні нагромаджувачі з шунтуванням конденсаторів

Деякі технологічні процеси реалізуються у сильних магнітних полях одного напряму, що досягається за аперіодичної форми струму на грані аперіодичності ($\gamma = 1$), через втрати в активних опорах контура амплітуда струму зменшується в e разів, а максимальна енергія магнітного поля — в e^2 разів.

Прагнення підвищити ефективність використання нагромадженої енергії приводить до так званого режиму шунтування (кроубару), за якого розряджання починається як коливальне за невеликих значень параметра γ, а в момент першого максимуму струму закорочується конденсаторна батарея.

Ідеальна робота кроубарного пристрою зрозуміла з рис. 13.5. Заряджена до напруги U_0 ємність C_0 після спрацювання керованого комутатора F у коливальному режимі починає розряджатися на соленоїд з параметрами L; C. Струм у C_0,R,L-контурі наростає

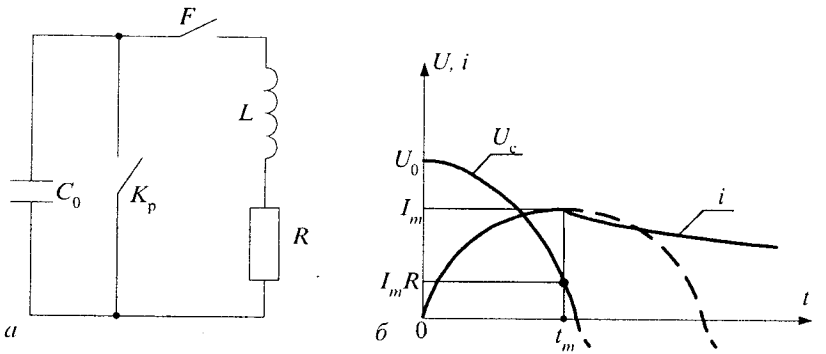


Рис. 13.5. Схема кроубарного режиму роботи ємнісного накопичувача *а* та осцилограми напруги на конденсаторі та струму у навантаженні *б*.

за законом синуса, а напруга конденсатора U_c знижується за косинусоїдальним законом.

На цьому етапі розряджання за великої індуктивності соленоїда і його незначному активному опорі параметр контура γ малий, внаслідок чого у момент t_m по соленоїду протікає майже граничний струм $I_m \approx I_0$ та енергія $0{,}5C_0U_0$ майже повністю перетворюється в енергію $0{,}5LI_m^2$ магнітного поля соленоїда. Однак конденсатор C_0 у момент t_m розряджений повністю. Батарея зберігає напругу, яка дорівнює $I_m R$, та енергію $(I_m R)^2 C_0$.

Якщо у момент t_m спрацьовує кроубарний вмикач $K_р$, то потім струм в обмотці соленоїда змінюватиметься за експоненціальним законом:

$$i = I_m \exp\left(-\frac{R}{L}t\right).$$

Отже, за допомогою кроубарного вмикача, що замикає контакти у момент t_m, вдається різко підвищити використання нагромадженої енергії.

Із рис. 13.5 зрозуміло, що кроубарний вмикач має витримувати повну напругу U_0, спрацьовувати за напруги $I_m R$, близької до нуля, і після спрацьовування витримувати протікання струму, найбільше значення якого в перший момент дорівнює I_m.

Як кроубарні вмикачі використовуються малоіндуктивні керовані повітряні або газонаповнені розрядники, вакуумні розрядники, а також розрядники разової дії з твердою ізоляцією між електродами.

Індуктивність шунтуючої вітки з кроубарним вмикачем вкрай небажана, оскільки після замикання контактів $K_р$ у контурі, що

складається з неповністю розрядженого конденсатора C_0 та індуктивності кроубара, виникає високочастотний коливальний процес, який супроводжується протіканням великого струму. Це ускладнює роботу ізоляції конденсатора, сприяє підвищенню ерозії контактів кроубара і появі коливань на спаді аперіодичного імпульсу струму.

У діючих установках коливальний процес демпфується опором короткозамкненого контура.

Щоб здійснити автоматичне шунтування конденсатора за допомогою багатозазорного розрядника, можна використати перенапруги на його електродах, які виникають у момент t_m. Схему шунтуючого пристрою показано на рис. 4.6. У вихідному стані конденсатор C_0 заряджено до напруги U_0, потенціал точки *1* дорівнює $U_0/4$, а потенціал точки *2* — $0{,}75U_0$. Конденсатори $C1$ та $C2$ заряджено до напруги $0{,}75U_0$. Після спрацювання комутатора F у момент t_m потенціал точки *3* знизиться практично до нуля, потенціал точки 2 збереже значення $0{,}75U_0$, а потенціал точки *1* дорівнюватиме мінус $0{,}75U_0$.

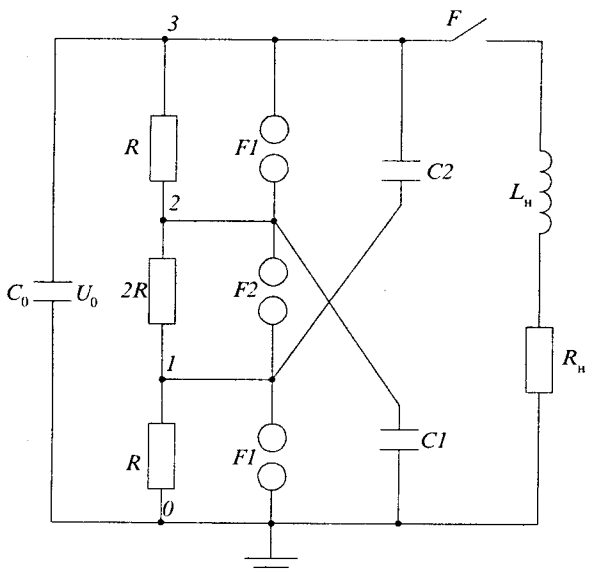


Рис. 13.6. Схема шунтуючого пристрою.

Різниця потенціалів між електродами розрядників $F1$ та $F2$ зростає у 3 рази: між електродами розрядників $F1$ від $0{,}25U_0$ до $0{,}75U_0$, а між електродами розрядника $F2$ від $0{,}5U_0$ до $1{,}5U_0$.

За правильного вибору зазорів між електродами розрядників $F1$, $F2$ і взаємному підсвічуванні проміжків удається здійснити практично одночасний пробій усіх зазорів у момент, близький до максимуму струму. Модернізовану схему (рис. 13.6) описано у [5].

13.4. Нагромаджувач з узгоджувальним трансформатором

Узгоджувальні імпульсні трансформатори використовуються для повнішої передачі енергії з нагромаджувача до навантаження, якщо індуктивність або опір навантаження $L_н$, $R_н$ менші за внутрішні індуктивності та опори $L1$, $R1$. Коефіцієнт використання запасеної енергії можна визначити за формулами:

$$\eta_L = \frac{L_н}{L_1 + L_н}; \quad \eta_R = \frac{R_н}{R_1 + R_н}.$$

Знижувальний імпульсний трансформатор вмикається у схему розрядного контура нагромаджувача згідно з рис. 13.7.

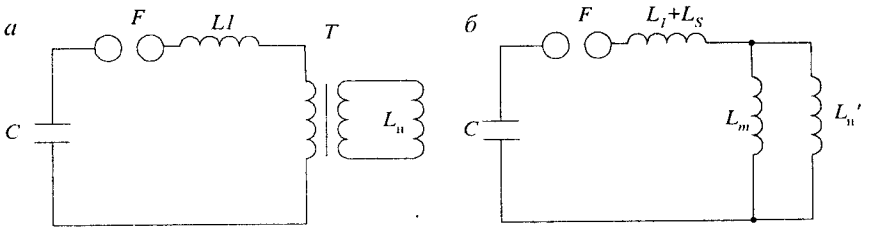


Рис. 13.7. Схема розряджання ємнісного нагромаджувача через знижувальний трансформатор на малоіндуктивне навантаження *а* та розрахункова схема *б*.

Трансформатор характеризується великим значенням індуктивності намагнічування L_m і незначною індуктивністю розсіяння L_S. Після зведення обмотки НН трансформатора до числа витків обмотки ВН схема на рис. 13.7,*а* набуває вигляду, показаного на рис. 13.7,*б*, де зведене значення індуктивності навантаження:

$$L_н' = L_н \left(\frac{W_{ВН}}{W_{НН}} \right)^2.$$

Коефіцієнт використання схеми η_L, показаної на рис. 13.7,*б*, значно зростає, якщо $L_m >> L'_н$:

$$\eta_L = \frac{\dfrac{L_н' L_m}{L_н' + L_m}}{\dfrac{L_н' L_m}{L_н' + L_m} + L_1 + L_S} \approx \frac{L_н'}{L_н' + L_1 + L_S}.$$

Наприклад, якщо $L_н \approx 0{,}1(L_1 + L_S)$, $L_S << L_1$, то без імпульсного трансформатора $\eta < 0{,}1$. Якщо застосовується трансформатор з коефіцієнтом трансформації $w_{вн}/w_{нн} = 5$ і виконується умова $L_m >> L'_н$, то коефіцієнт використання трансформатора зростає і дорівнює:

$$\frac{25 \cdot 0,1(L_1 + L_S)}{25 \cdot 0,1(L_1 + L_S) + L_1 + L_3} \approx 0,7.$$

Із розрахункової схеми заміщення трансформатора, зображеної на рис. 13.7,*б*, видно, що коло навантаження шунтується індуктивністю намагнічування. За великих струмів (напруженостях магнітного поля) магнітопровід трансформатора насичується, знижується нелінійна індуктивність намагнічування, еквівалентна індуктивність $\frac{L_H L_M}{L_M + L_M}$ та коефіцієнт використання схеми.

13.5. Конструкції ємнісних нагромаджувачів енергії

Конструкція розрядного кола нагромаджувача, кількість конденсаторів у батареї, її сумарна ємність і зарядна напруга залежать від значення енергії, яку слід передати навантаженню. Батарея потужних нагромаджувачів складається із сотень і навіть тисяч паралельно ввімкнених конденсаторів. Зарядна напруга із міркувань надійності рідко перевищує 50 кВ. Щоб збільшити коефіцієнт використання енергії, опір та індуктивність кабелів і шин, які з'єднують конденсаторну батарею з навантаженням, мають бути мінімальними.

Наприклад, ємнісний нагромаджувач (рис. 13.8) складається з двох конденсаторних секцій, розміщених по обидві сторони випробуваного об'єкта $Z_н$.

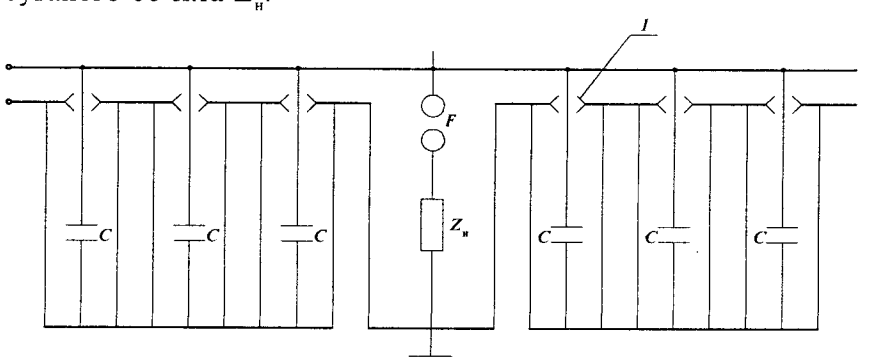


Рис. 13.8. Ємнісний нагромаджувач із двох конденсаторних блоків з плоским ошинуванням (*1* — прохідний ізолятор).

Щоб знизити індуктивність, плоскі шини, які утворюють розрядний контур, гранично зближують. Індуктивність прямої і зворотної шин довжиною *l*

$$L_{ш} = \frac{2\mu_0 l}{\pi} \ln \frac{2b + h}{b + h},$$

де b, h — відповідно товщина і ширина шини.

Ізоляція між шинами виконується з кількох шарів капронової або фторопластової стрічки. Формула справедлива, якщо товщина ізоляції значно менша за товщину і ширину шини.

Пробій спільного для всіх конденсаторів керованого проміжку F забезпечує одночасне розряджання батареї на навантаження. Схема добре зарекомендувала себе за розрядних струмів до 200 кА, енергії до 50 кДж та невеликої частоти імпульсів. Обмеження енергії нагромаджувачів пов'язано з можливістю вибуху пошкодженого конденсатора під час розряджання на нього решти конденсаторів батареї.

Щоб усунути знос за великих струмів, розрядники встановлюють на одному конденсаторі (рис. 13.9,*а*) або один розрядник обслуговує групу конденсаторів (рис. 13.9,*б*).

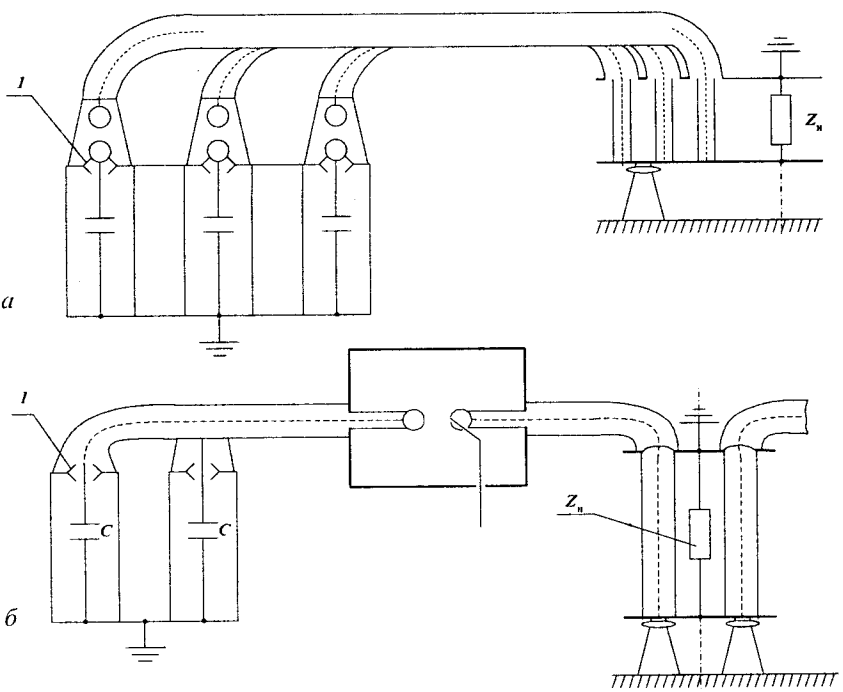


Рис. 13.9. Блок нагромаджувача: *а* — з розрядниками на кожному конденсаторі; *б* — з кабельним ошинуванням і встановленням розрядника на групу конденсаторів.

Завдяки паралельному вмиканню розрядників, конденсаторів і коаксіальних кабелів, які з'єднують кожний конденсатор з об'єктом (рис. 13.9), знижується індуктивність контура.

Індуктивність кабельного ошинування, Гн,

$$L_к = \frac{\mu_0 l}{2\pi}\left(\ln\frac{R_2}{R_1} + 0,25\right),$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м; R_2 та R_1 — радіуси відповідно оболонки кабелю і жили.

Індуктивність кращих зразків імпульсних конденсаторів дорівнює кільком десяткам наногенрі, частота повторення розрядів досягає кількох кілогерців.

Конструкції нагромаджувачів (рис. 13.9) мають забезпечуватися складною системою одночасного запуску великої кількості розрядників. Довжину l коаксіального кабеля треба брати такою, щоб час статистичного розкиду спрацювання розрядників був менший за час пробігу хвилею напруги відстані $2l$. У противному разі, якщо розрядник $F1$ спрацює раніше за розрядник $F2$, то різниця потенціалів на електродах $F2$ наблизиться до нуля, що утруднить його пробій.

Перевагами ємнісних нагромаджувачів енергії є їх малий внутрішній опір (10^{-3} Ом і менше) та індуктивність (до 10^{-9} Гн), що дає змогу забезпечити малий час розряджання ($10^{-4}...10^{-8}$ с), високу ефективність передачі енергії до навантаження, можливість досягнення рекордних значень потужності (до 10^{13} Вт) і швидкості наростання струму (до 10^{13} А/с). Крім того, у ємнісних нагромаджувачах відсутні рухомі елементи, вони прості в обслуговуванні, мають модульний принцип побудови. Це дозволяє замінювати пошкоджені конденсатори або кабелі.

Недоліком ємнісних нагромаджувачів є низька густина енергії $W_e = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r E^2}{2}$, значення якої за граничної напруженості електричного поля в ізоляції імпульсних конденсаторів, яка дорівнює 70...100 кВ/мм, не перевищує 0,1 Дж/см^3.

13.6. Індуктивні нагромаджувачі енергії

Густина енергії магнітного поля соленоїда, який обтікається струмом, $W_M = \frac{B^2}{2\mu_0}$ на один-два порядки перевищує густину електричної енергії, що запасається у конденсаторах.

За енергій (10^{12}...10^{13}) Дж, які потрібні для майбутніх термоядерних установок і для установок, що регулюють споживання енергії в електричних системах, доцільно застосовувати не ємнісні, а індуктивні нагромаджувачі енергії (ІНЕ).

На рис. 13.10 показано схему найпростішого ІНЕ, який працює на індуктивно-активне навантаження ($L_н$,$R_н$).

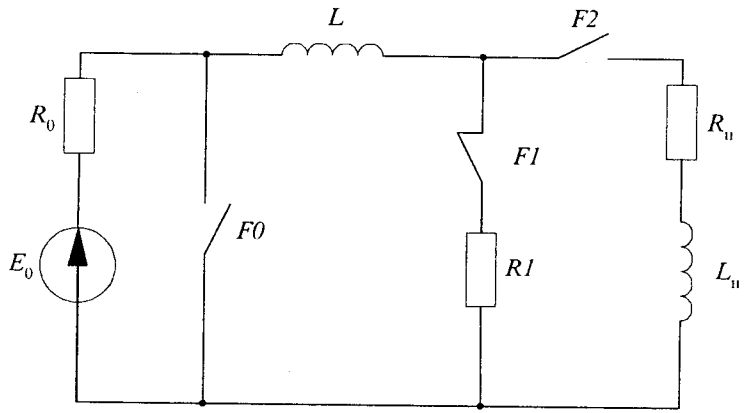


Рис. 13.10. Схема ІНЕ під час роботи на L,R-навантажування.

Під час заряджання індуктивності L нагромаджувача (наприклад, від уніполярного генератора або ємнісного нагромаджувача, ЕРС якого E_0 при внутрішньому опорі R_0) комутатор $F1$ замкнений, а комутатори $F2$, $F0$ розімкнені. Зарядний струм I_0 поступово досягає усталеного значення $I_0 = \dfrac{E_0}{R_0 + R_1}$ і протікає у контурі E_0, R_0, L, $F1$, $R1$.

До моменту t_0 закінчення заряджання в індуктивності L нагромаджується енергія магнітного поля:

$$W_m(0) = \frac{LI_0^2}{2}. \qquad (13.20)$$

Розряджання ІНЕ на навантаження починається з моменту розмикання комутатора $F1$ і замикання комутаторів $F0$ і $F2$. Комутатор $F1$ практично миттєво обриває струм I_0, а за допомогою комутаторів $F0$, $F2$ утворюється розрядний контур $F0$, L, $F2$, $R_н$, $L_н$, причому комутатор $F0$, шунтуючи зарядне джерело, захищає його від перенапруг.

Застосування ІНЕ є доцільним тільки в тому разі, коли час заряджання значно перевищує час розряджання, тобто коли є ви-

граш у потужності, що розвивається у навантаженні, порівняно з потужністю джерела живлення. Зростання потужності відповідає підвищенню напруги на індуктивності L у момент комутації порівняно з напругою на початку заряджання.

Однак не вся енергія $W_M(0)$ за час розряджання передається навантаженню. Значна її частина дисипує в активних опорах обмотки нагромаджувача і гасильного пристрою комутатора $F1$.

Визначення ефективності передачі енергії індуктивному або активному навантаженню проведемо за методикою, наведеною в [6].

Як відомо з теоретичних основ електротехніки, струм через індуктивність і напруга на ємності не можуть змінюватися раптово, оскільки це супроводжувалося б нескінченно великими стрибками напруги на індуктивності $\left(L\frac{\partial i}{\partial t}\right)$ або на активному опорі $RC\frac{\partial U_C}{\partial t}$. Це суперечило б другому закону Кірхгофа для замкненого контура:

$$E(t)=L\frac{\partial i}{\partial t}+iR+\frac{q}{C},$$

де $E(t)$ — ЕРС генератора.

На практиці можна вважати, що перехідні процеси в R,L,C-колах, які викликаються їх комутацією, протікають ніби в два етапи, які істотно відрізняються за тривалістю.

Під час першого (короткого) етапу струми в індуктивностях та напруги на ємностях змінюються настільки швидко, що в інтервалі часу від $t=0_-$ до $t=0_+$, здавалося б, порушується другий закон Кірхгофа. Звичайно, якщо розв'язувати задачу про комутацію кола з урахуванням нелінійних параметрів комутаторів, паразитних провідностей витка та ємностей елементів схеми, то цього не відбувається. Доцільно розраховувати перехідні процеси, ніби переступивши через їх швидку стадію, вважаючи її тривалість від 0_- до 0_+ нескінченно малою. При цьому слід користуватися узагальненими законами комутації, які випливають з другого закону Кірхгофа.

1. Під час переходу від $t=0_-$ до $t=0_+$ сумарне потокозчеплення кожного замкненого контура післякомутаційної схеми не повинно мати стрибкоподібних змін. Під сумарним потокозчепленням розуміють алгебраїчну суму добутків струмів гілок контура на їх індуктивності з урахуванням магнітних зв'язків з іншими гілками.

2. Під час переходу від $t = 0$ до $t = 0_+$ сумарний заряд на обкладках конденсаторів, приєднаних до будь-якого вузла післякомутаційної схеми, мусить залишатися незмінним.

Щоб визначити ефективність передачі енергії навантаженню у схемі згідно з рис. 13.10, скористаємося першим законом комутації. Перехідний процес почнемо розглядати з моменту $t = 0_-$, коли після досягнення зарядним струмом значення I_0 спрацьовують усі комутатори.

Для післякомутаційної схеми одержимо таку систему рівнянь:

$$I = i_2, t \geqslant 0_+, \ (L + L_н)\frac{di_2}{dt} + R_н i_2 = 0. \qquad (13.21)$$

Застосовуючи перший закон комутації, здобудемо:

$$LI_0 = LI(0_-) = (L + L_н)I(0_+).$$

Отже, під час переходу від $t = 0$ до $t = 0_+$ струм у післякомутаційному контурі практично стрибком знижується від I_0 до $I(0_+) = \frac{I_0 L}{L + L_н}$, а в докомутаційному контурі — від I_0 до нуля.

Розв'язання системи рівнянь (13.21) дає змогу визначити характер зміни струму в післякомутаційному контурі у момент $t \geqslant 0_+$:

$$i_2 = I_0 \frac{L}{L + L_н} \exp\left(-\frac{R_н t}{L + L_н}\right).$$

Характер зміни струмів у до- і післякомутаційних контурах показано на рис 13.11.

Незважаючи на те, що роботу комутатора F_1 ідеалізовано, у ньому на стадії комутації розсіюється енергія

$$W_S = \frac{LI_0^2}{2} - \left[\frac{L}{2}\left(I_0 \frac{L}{L + L_0}\right)^2 + \right.$$

$$\left. + \frac{L_н}{2}\left(I_0 \frac{L}{L + L_н}\right)^2\right] =$$

$$= \frac{I_0^2 L L_н}{2(L + L_н)}, \qquad (13.22)$$

що становить цілком певну частину η_S:

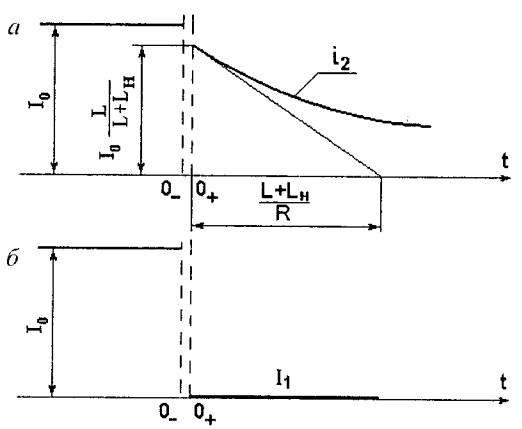


Рис. 13.11. Графіки зміни струму i_2 у післякомутаційному контурі F_0, L, F_2; $R_н$, $L_н$ (*а*) і струму i_1 у докомутаційному контурі E_0, R_0, L, F_1, R_1 (*б*).

$$\eta_S = \frac{W_S}{W_{LO-}} = \frac{L_н}{L + L_н}, \tag{13.23}$$

від початкового значення

$$W_{LO_} = \frac{LI_0}{2}. \tag{13.24}$$

Ефективність передачі енергії індуктивному навантаженню $L_н$ визначається виразом

$$\eta_{Lн} = \frac{W_{Lн+}}{W_{LO_}} = \frac{LL_н}{(L + L_н)^2}, \tag{13.25}$$

де

$$W_{Lн+} = \frac{L_н}{2}\left(I_0 \frac{L}{L + L_н}\right)^2.$$

Під час роботи ІНЕ на чисто індуктивне навантаження максимальна ефективність передачі згідно з (13.25) досягається за $L_н = L$; $\eta_{Lн} = 0{,}25$. При цьому половина запасеної енергії втрачається у розмикачі $F1$ (якщо $L_н = L$, то $\eta_S = 0{,}5$), а чверть залишається у магнітному полі індуктивності нагромаджувача. Енергетичний ККД системи можна істотно збільшити під час роботи на нелінійну індуктивність, наприклад, плазмовий пучок, що стискається. Початкова індуктивність такого пучка мала і зростає у міру фокусування.

У цьому разі ефективність передачі енергії досягають за рахунок зменшення розсіяння у комутаторі $F1$ (якщо $L_н$ мала, то $\eta_S << 1$), за умови подальшого зростання $L_н$ збільшується η_{LH}.

Якщо навантаження чисто резистивне ($L = 0$), то ефективність передачі енергії може бути надто високою ($\eta_{RH} \to 1$), оскільки реальний ККД залежатиме від відношення опору розімкненого ключа $F1$ та опору навантаження. Чим більший опір навантаження, тим меншою є стала часу $L/R_н$ дисипації запасеної магнітної енергії і тим більшою є потужність, що виділяється у навантаженні.

Сталу часу дисипації магнітної енергії за невеликого активного навантаження можна зменшити або вмикаючи його на стороні НН знижувального трансформатора (зведене до сторони НН значення опору навантаження збільшується в $K_{тр}^2$ разів), або перемикаючи індуктивності нагромаджувача з послідовного на паралельне (рис. 13.12) з'єднання і зменшуючи в n разів індуктивність L нагромаджувача.

Електромагнітні системи термоядерних та інших установок мають забезпечувати в часі трапецеїдальну форму магнітного поля — швидке зростання напруженості H поля за умови подальшого підтримання її максимального значення. Вибираючи джерела живлен-

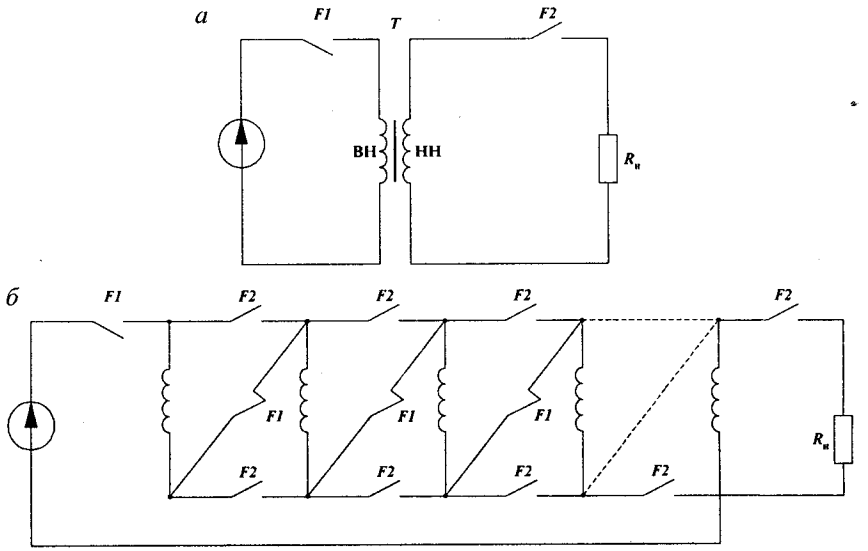


Рис. 13.12. Трансформаторна схема індуктивного нагромаджувача (*а*) та схема з перемиканням індуктивних секцій з послідовного на паралельне з'єднання (*б*).

ня таких установок, перевага віддається індуктивним нагромаджувачам енергії, розряджання яких на індуктивний опір електромагнітів здійснюється багатостадійно [7], а не одноразово.

Аналізуючи роботу ІНЕ, складеного згідно з рис. 13.10, можна переконатися, що передача енергії індуктивному навантаженню низька і навіть за умови додержання рівності $L_н = L$ не перевищує 25 % початкового значення $\frac{LI_0^2}{2}$. Низька ефективність виведення енергії з ІНЕ в індуктивне навантаження пов'язана з поданими нижче причинами. Внутрішній опір ІНЕ є значним, тобто ІНЕ є джерелом струму, а не напруги. Індуктивність навантаження перешкоджає стрибкоподібному наростанню струму. Зазначена суперечність частково згладжується активним опором, який вмикається паралельно індуктивності навантаження, але і в цьому разі енергія навантаження не передається, якщо струми нагромаджувача і навантаження рівні між собою, хоча у магнітному полі нагромаджувача ще зберігається значна частина енергії.

На рис. 13.13 показано схему ІНЕ, який забезпечує послідовну передачу енергії індуктивному навантаженню L.

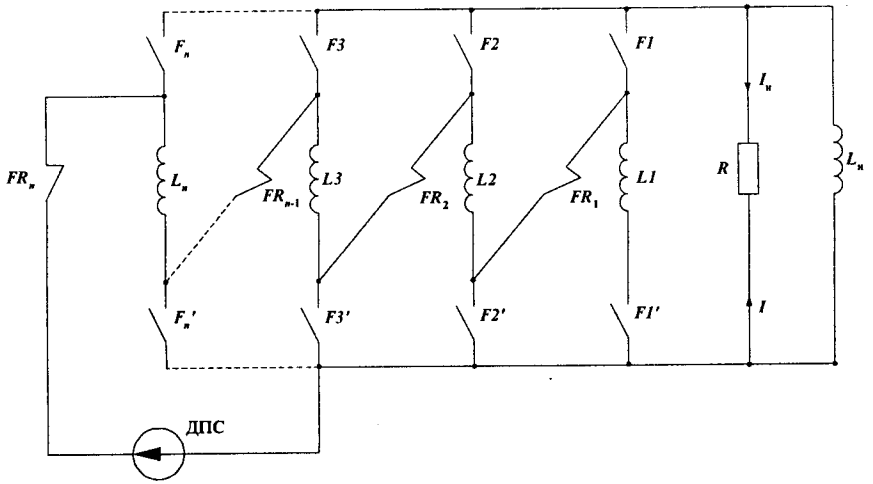


Рис. 13.13. Схема помноження струмів.

Втрати в активному опорі R, який шунтує навантаження, зменшуються під час передачі енергії окремими порціями завдяки зменшенню струму I_R, що є різницею струмів індуктивних нагромаджувачів і навантаження $I_н$.

Крім того, у схемі створено умови, що дозволяють під час розряджання на навантаження кожної наступної секції нагромаджувача передати навантаженню додатково частину енергії, яка залишається у магнітному полі попередньої секції.

Розглянемо систему передачі енергії від нагромаджувача до навантаження за схемою, зображеною на рис. 13.13, де L_1—L_n — індуктивності секцій нагромаджувача; ДПС — джерело постійного струму; FR_1—FR_n — комутатори, які розмикаються; $F1$—F_n, $F1'$—F_n' — замикачі.

У початковому положенні контакти всіх розмикачів замкнені, а замикачів — розімкнені. Нагромаджувач починає заряджатися під час замикання замикача F_1'. Після закінчення заряджання, у процесі якого всі індуктивності L_1—L_n ввімкнено послідовно, замикаються контакти замикачів $F1'$, $F2'$ і розмикаються контакти $FR1$. Енергія, запасена у секції $L1$ нагромаджувача, починає передаватися індуктивності навантаження, а решта індуктивностей секцій L_2—L_n завдяки замиканню контактів $F2'$ продовжують обтікатися струмом. Після закінчення цієї стадії виведення енергії і вирівнювання струмів I та $I_н$ в резисторі R замикаються контакти замикачів $F2$ та $F3'$ і розмикаються контакти $FR2$. Енергія, запасе-

на в секції $L2$ нагромаджувача, передається навантаженню, напруга на індуктивності $L2$ зростає, забезпечуючи наростання струму у навантаженні. Одночасно завдяки тому, що потокозчеплення секції $L1$ зберігається незмінним, підвищення напруги на секції $L1$ призводить до зниження залишкового струму в секції $L1$, зменшення невикористаної енергії цієї секції, тобто до додаткової передачі нею енергії навантаженню. Аналогічно протікають процеси на подальших стадіях виведення енергії.

Максимальне відношення енергії, переданої навантаженню, до енергії нагромаджувача за оптимального співвідношення параметрів у цій схемі досягає 0,647.

13.7. Комутуюча апаратура для ІНЕ

Широке практичне застосування ІНЕ донині стримувалося недосконалістю потужної комутуючої апаратури. Розглянемо умови роботи розмикачів $F1$ (рис. 13.10 та 13.12), які забезпечують у замкненому стані нагромадження енергії в індуктивності нагромаджувача та її виведення у навантаження під час обривання зарядного струму порядку сотень кілоамперів. При цьому слід враховувати, що час комутації не повинен перевищувати 10^{-5}—10^{-3} с і що різке зменшення струму супроводжується сплеском напруги $\left(-L\frac{\partial i}{\partial t}\right)$, яка відновлюється між контактами. Щоб уникнути повторних пробоїв, електрична міцність міжконтактного проміжку при підході комутованого струму до нуля має перевищувати напругу, яка відновлюється на контактах. Час нагромадження енергії досягає десятків секунд. За вказаних раніше значень струму це потребує високої термічної стійкості, тобто значної маси контактного матеріалу. З іншого боку, вимога забезпечення великої маси рухомого контакту вступає в суперечність з вимогою малого часу комутації.

Об'єднати в одному комутаційному апараті зазначені суперечливі вимоги неможливо, тому в більшості сучасних розмикаючих комутаторів функції високої термічної стійкості та необхідної швидкодії поділяються між окремими з'єднаними паралельно ступенями. Обидва ступені комутатора мають забезпечувати потрібну швидкість відновлення електричної міцності міжконтактного проміжку.

Комутатори виготовляють як з дуговою, так і з бездуговою комутацією.

Розглянемо, наприклад, роботу розмикаючого комутатора ІНЕ, який працює на активне навантаження. Нехай він складається з високовольтного вакуумного або елегазового вимикача Q і з'єднаного з ним за допомогою дистанційно керованого контакту S провідника, який вибухає під час протікання великого струму (рис. 13.14).

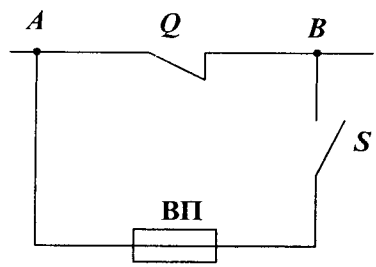


Рис. 13.14. Схема комутатора з паралельним з'єднанням вимикача Q та провідника ВП, який вибухає.

Пояснимо роботу комутатора за допомогою осцилограм, зображених на рис. 13.15.

У процесі накопичення магнітної енергії в індуктивності нагромаджувача зарядний струм протікає через вимикач Q. У момент t_1 починають розходитися контакти вимикача та замикаються допоміжні контакти S. Між контактами вимикача Q загоряється електрична дуга, у міру деіонізації якої напруга U_{AB} підвищується, зменшується сила струму дуги і дедалі більша частина зарядного струму I_0 переходить у пристрій ВП. За час $t_3 - t_2$ відновлюється потрібна електрична міцність міжконтактного проміжку вимикача Q. Вибух провідника і різке зменшення струму $i_{ВП}$, які супроводжуються сплеском напруги U_{AB}, спостерігаються в інтервалі часу $t_4 - t_3$. Тривалість вибуху дорівнює $10^{-6}...10^{-5}$ с за загальної тривалості роботи комутатора $t_4 - t_1 = 10^{-3}...10^{-2}$ с. Пристрій, зображений на рис. 13.14, є комутатором одноразової дії.

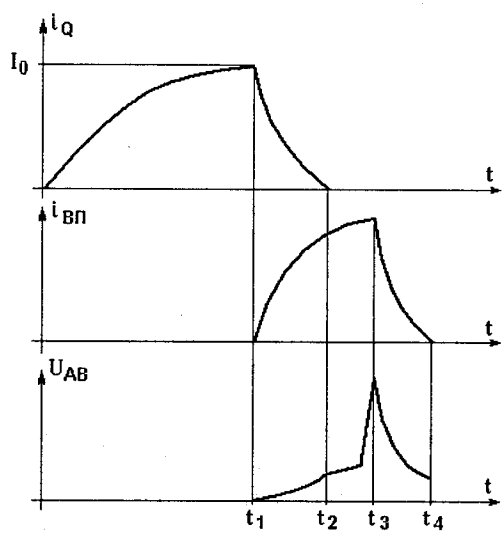


Рис. 13.15. Осцилограми струмів і напруг за двоступінчастої комутації на активне навантаження.

Далі описано швидкодіючий бездуговий розмикач багаторазової дії з електродинамічним приводом типу РУ-МД 20/100,

розроблений в Науково-дослідному інституті електрофізичної апаратури (Росія).

Основні параметри пристрою

Максимальна потужність розмикання, Вт	$2 \cdot 10^9$
Максимальний струм вимикання, А	10^5
Відновлювальна електрична міцність, В	$2 \cdot 10^4$
Швидкість відновлення електричної міцності, В/с	$4 \cdot 10^9$
Термічна стійкість контактної системи, $А^2 \cdot с$	$4 \cdot 10^{10}$
Опір розмикача, Ом	$6 \cdot 10^{-6}$

Комутатор-розмикач *F*1 вмикається у схему ІНЕ згідно з рис. 13.16.

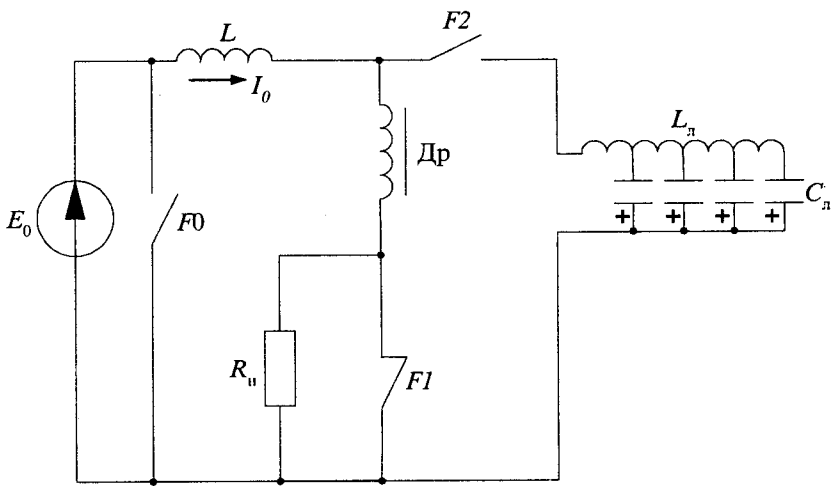


Рис. 13.16. Схема з насичуваним дроселем та формуючою лінією.

Ця схема забезпечує бездугову комутацію комутатора *F*1. Під час нагромадження енергії у магнітному полі котушок *L* розмикач *F*1 замкнений, а замикачі *F*0 та *F*2 розімкнені.

Зарядний струм, наростаючи до значення I_0, крім індуктивності *L*, протікає по обмотці дроселя Др та контактах розмикача *F*1, які шунтують навантаження $R_н$ нагромаджувача. Магнітопровід дроселя насичений, магнітна проникність мінімальна, а індуктивний опір дроселя, який є пропорційним μ_a, малий. Тому спрацювання замикача *F*2 рівнозначне короткому замиканню на початку попередньо зарядженої до напруги U_c штучної лінії. Від місця комутації до кінця лінії починають поширюватися хвилі напруги і струму. Хвиля напруги розряджає кон-

денсатори лінії, відбивається зі збереженням значення та знака від її розімкненого кінця і, перезаряджуючи конденсатори, повертається до її початку.

Розряджання конденсаторів лінії супроводжується переходом електричної енергії в енергію магнітного поля, під дією якої лінія перетворюється на джерело струму I_A, який спрямовано у гілки, де розташовані $F1$ та Др, назустріч струмові I_0. Тривалість прямокутного імпульсу струму I_A дорівнює тривалості проходження електромагнітною хвилею відстані від початку лінії до її кінця і повернення до початку останньої. Протягом цього часу, який називають тривалістю паузи струму $t_п$, дросель переходить у ненасичений стан і його індуктивність збільшується приблизно у $\mu_д$ разів, де $\mu_д$ — динамічна магнітна проникність сталі.

На початку струмової паузи розмикаються контакти $F1$ і замикаються контакти $F0$. Тривалість паузи струму становить:

$$t_п = 2\frac{U_c}{I_0}C,$$

де U_c — напруга заряджання конденсаторів лінії; C — сумарна ємність довгої лінії.

Значення $t_п$ має бути достатнім для відновлення потрібної електричної міцності міжконтактного проміжку розмикача $F1$.

Після закінчення часу $t_п$ сила струму $I_л = 0$, дросель насичується, а ІНЕ розряджається на навантажувальний опір.

З наведених міркувань випливає, що за умови заміни штучної лінії на ідеальну і рівності струмів $I_л = I_0$ дросель зі схеми, рис. 13.16, можна виключити, тим більше, що зростання його індуктивності під час паузи струму порушує режим розряджання лінії. Швидкість поширення електромагнітної хвилі у діелектриках, що застосовуються у сучасних високовольтних імпульсних кабелях, становить $(1{,}94...1{,}5)\cdot 10^8$ м/с. Щоб забезпечити тривалість паузи струму $t_п=10^{-4}$ с, потрібний кабель завдовжки

$$l = \frac{t_п v}{2} = (9{,}7...7{,}5)\cdot 10^3 \text{ м}.$$

Для розмикача РУ-МД 20/100 (U_c =20 кВ, $t_п=10^{-4}$ с, $I_0=10^{-5}$ А) ємність кабеля або кількох кабелів, які ввімкнені паралельно й утворюють ідеальну лінію,

$$C = \frac{I_0 t_п}{2U_C} = \frac{10^5\cdot 10^{-4}}{2\cdot 2\cdot 10^4} = 0{,}25\cdot 10^{-3} \text{ Ф},$$

хвильовий опір

$$\rho = \frac{t_{\text{п}}}{2C} = \frac{10^{-4}}{2 \cdot 0{,}25 \cdot 10^{-3}} = 0{,}2 \text{ Ом},$$

індуктивність

$$L = \rho^2 C = 0{,}2^2 \cdot 0{,}25 \cdot 10^{-3} = 10^{-5} \text{ Гн}.$$

Здобуті значення параметрів ідеальної лінії можна реалізувати за допомогою 60 паралельно ввімкнених кабелів ФКП 1/50, зарядивши їх до напруги U_0 = 20 кВ, що технічно та економічно недоцільно.

Штучна лінія розмикача (рис. 13.16) складається з чотирьох комірок. Через неідеальність такої лінії та складності точного узгодження її з параметрами гілки з дроселем та розмикачем $F1$ рівність $I_0 + I_{\text{л}} = 0$ точно не виконується, тому у схемі потрібний дросель. Однак площу поперечного перерізу магнітопроводу дроселя можна зменшити у 5—6 разів порівняно з площею поперечного перерізу магнітопроводу дроселя у схемі, де штучну лінію замінено зосередженою ємністю.

В обох випадках (у конденсаторах лінії або в зосередженій ємності конденсаторної батареї) для формування паузи струму тривалістю $t_{\text{п}}$ треба накопичити енергію

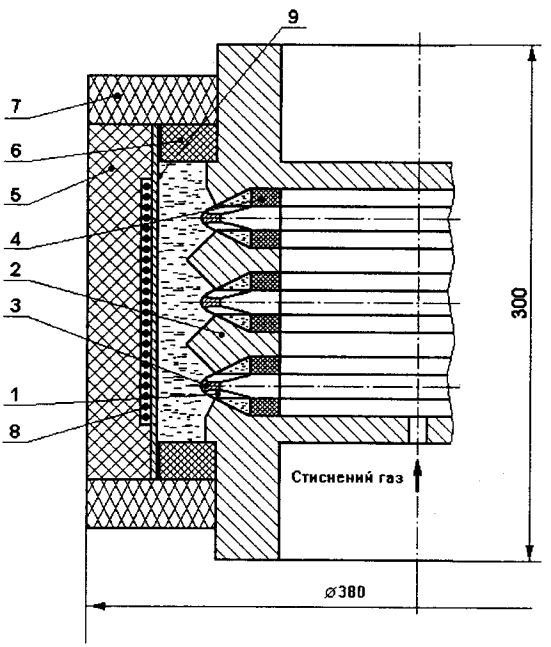


Рис. 13.17. Схема контактної системи розмикача.

$$W_C = \frac{CU_C}{2} = \frac{I_0 U_C t_{\text{п}}}{4} = \frac{P_{\text{р}}}{4},$$

де $P_{\text{р}}$ — розривна потужність комутатора $F1$.

Відношення енергії конденсаторної батареї W_C до корисної енергії $W_{\text{н}}$, виділеної у навантаженні за час робочого імпульсу t_i, становить:

$$\frac{W_C}{W_{\text{н}}} \approx 0{,}25 \cdot \frac{t_{\text{п}}}{t_i},$$

На рис. 13.17 показано конструкцію розмикача $F1$, який забезпечує за гранично короткий час високу електричну міцність міжконтактного проміжку.

Контактна система розмикача складається

з шести послідовно з'єднаних контактів, утворених трьома пустотілими дисковими рухомими контактами *1* мембранного типу, що чергуються із суцільнометалевими дисковими нерухомими контактами *2*. Усередині мембранних контактів розміщені профільовані матриці *3* із прорізами для проходу стисненого газу всередину мембранних контактів. Контакти *1* та *2* поділено ізоляторами *4*.

Контактну систему вміщено в герметизований ізоляційний корпус *5—7*, який заповнений трансформаторним маслом. На внутрішній поверхні ізоляційного циліндра *5* розміщено багатовитковий індуктор *8* електродинамічного привода розмикача, поряд розміщено мідний циліндр — лайнер *9*.

Під час подачі до контактної системи стисненого газу ($6 \cdot 10^5$ Па) мембрани рухомих контактів деформуються і замикають контактну систему. Для розмикання контактів обмотка індуктора *8* вмикається у розрядне коло конденсаторної батареї ємністю 600 мкФ, попередньо зарядженої до напруги 6 кВ. Розряджання батареї на індуктор відбувається одночасно з початком паузи струму.

Імпульсне магнітне поле індуктора *8* (рис. 13.17), взаємодіючи з магнітним полем струму, індукованого у короткозамкненому лайнері *9*, підсилюється у зазорі між індуктором і лайнером.

До лайнера прикладається електродинамічна сила, спрямована в бік послабленого поля. Стискання лайнера (рис. 13.18) створює імпульс тиску в трансформаторному маслі, у результаті чого контактні мембрани схлопуються.

Утворені між ними зазори заповнюються маслом, забезпечуючи потрібну швидкість відновлення електричної міцності сумарного контактного проміжку.

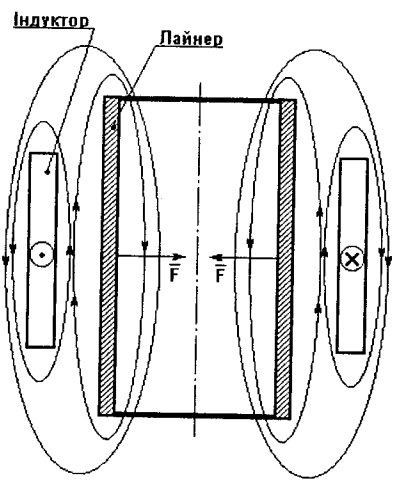


Рис. 13.18. Виникнення зусиль *F* під час розрядження конденсаторів на індуктор.

*Зміна об'єму масла під час схлопування мембран не перевищує 1%, максимальна деформація лайнера дорівнює 1 мм.

Усе це забезпечує низький рівень механічних напружень у матеріалі лайнера та його довговічність.

У номінальному режимі розмикач набуває електричної міцності 20 кВ через 50 мкс після розмикання контактної системи. Затримка між подачею пускового імпульсу в обмотку індуктора і початком розмикання контактів становить 50 ± 5 мкс. Висока точність синхронізації (± 5 мкс) дає можливість з'єднувати послідовно кілька розмикачів з метою збільшення відновлюваної електричної міцності. Докладні відомості про інші конструкції розмикачів наведено в [7].

13.8. Уніполярний генератор

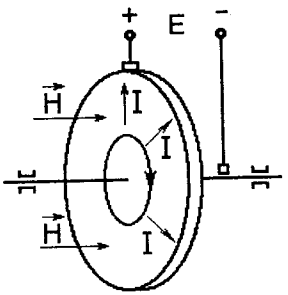


Рис. 13.19. Схема диска Фарадея.

Джерелом зарядного струму більшості ІНЕ є уніполярна машина, запропонована М. Фарадеєм у 1821 р. Якщо виготовлений зі струмопровідного матеріалу диск обертати у поздовжньому магнітному полі, як показано на рис. 13.19, то між віссю диска і його периферійним торцем виникає ЕРС, а в контурі, утвореному з допомогою щіткових контактів, потече постійний струм.

Напрям струму в диску визначається за правилом правої руки.

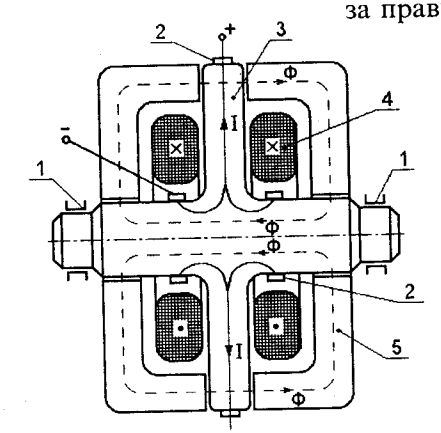


Рис. 13.20. Схема уніполярного генератора: *1* — підшипники вала ротора; *2* — щіткові контакти; *3* — ротор; *4* — обмотки збудження; *5* — статор.

На рис. 13.20 зображено схему сучасного уніполярного генератора.

Сталевий масивний ротор *3*, виготовлений з однієї поковки з валом, обертається у підшипниках *1*. Обмотки збудження *4* створюють постійний магнітний потік Φ, який замикається по валу ротора і по статору, що складається із двох сталевих чаш *5*. Машина має чотири повітряних зазори (два між ротором і статором та два між статором і валом).

З ротора, що обертається, постійний струм знімається графітовими щітками *2*, які розміщені на зовнішній та внутрішній частинах

ротора. Робота щіткового контакту в уніполярному генераторі проходить у важких умовах, особливо для щітки, розміщеної на зовнішній частині ротора, де його лінійна швидкість перевищує 100 м/с.

В уніполярній машині (рис. 13.21) робота щіткового контакту полегшена — щітки ковзають по мідних кільцях *6*.

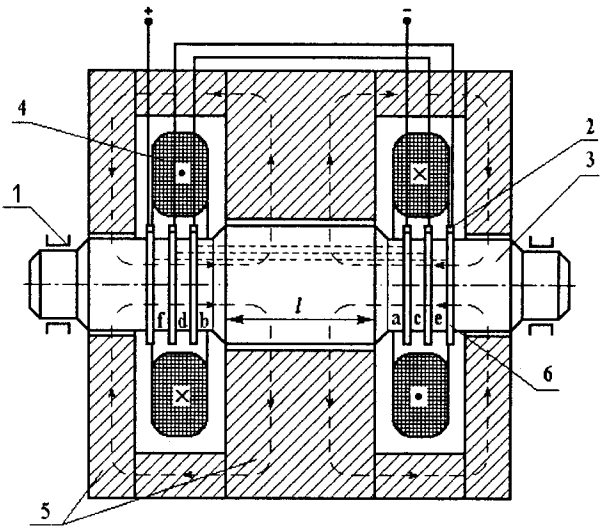


Рис. 13.21. Схема багатовиткового уніполярного генератора (позначення — див. рис. 13.20).

Для зменшення джоулевих втрат у поздовжні пази ротора *1* укладають мідні шини, по яких протікає струм навантаження і які, з'єднуючись із контактними кільцями, створюють у роторі три витки; це приводить до підвищення ЕРС. На рис. 13.21 мідні шини в пазах ротора позначено штриховими лініями. За їх допомогою з'єднують кільця: *a* із *b*, *c* із *d*, *e* із *f*. Суцільними лініями позначено перемички, які з'єднують щіткові контакти. Уніполярний генератор є низьковольтним генератором великого струму. Потроєння числа витків ротора у стільки ж разів підвищує ЕРС генератора.

Уніполярні генератори виготовляють на напругу в кілька десятків вольтів і струми до 200 і більше кілоамперів. Уніполярні машини обернені. ЕРС на виході уніполярного генератора є пропорційною індукції у зазорах, числу витків, активній довжині *l* ротора та частоті обертання ротора.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Наведіть схему розрядного кола ГІТ і рівняння, яке описує процес розряду на послідовно підключене R–L навантаження.
2. Проаналізуйте залежність форми розрядного струму від параметра γ.

3. Поясніть фізичний сенс інтегралів питомої та повної дії.
4. Опишіть та поясніть кроубарний режим роботи ємнісного накопичувача енергії.
5. Поясніть роботу ємнісного накопичувача з узгоджувальним трансформатором.
6. Поясніть принцип дії та принципову схему індуктивного накопичувача енергії.
7. Чим зумовлена ефективність передачі енергії від ІНЕ до індуктивного навантаження?
8. Наведіть трансформаторну схему ІНЕ та поясніть принцип його дії.
9. Наведіть схему, яка забезпечує послідовну передачу енергії на індуктивне навантаження.
10. Наведіть схеми і пристрої, які забезпечують комутацію ІНЕ.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Фрюнгель Ф.* Импульсная техника: Пер. с нем. — М.: Энергия, 1965. — 488 с.
2. *Дашук П. П., Зайенц С. Л., Комельков В. С. и др.* Техника больших импульсных токов и магнитных полей. — М.: Атомиздат, 1970. — 472 с.
3. *Кнопфель Г.* Сверхсильные импульсные магнитные поля: Пер. с англ. — М.: Мир, 1972. — 392.
4. *Намитоков К. К., Ильина Н. А., Шкловский И. Г.* Аппараты для защиты полупроводниковых устройств. — М.: Энергоатомиздат, 1988. — 260 с.
5. *Авруцкий В. А., Кужекин И. П., Чернов Е. Н.* Испытательные и электрофизические установки. Техника эксперимента. — М.: МЭИ, 1983. — 260 с.
6. *Бурцев В. А., Калинин Н. В., Лучинский А. В.* Электрический взрыв проводников и его применение в электрофизических установках. — М.: Энергоатомиздат, 1990. — 287 с.
7. *Ларионов Б. А., Спивакова Ф. М., Столбов А. М., Азизов Э. А.* Проблемы накопления и преобразования электромагнитной энергии в импульсных системах питания с индуктивными накопителями //Физика и техника мощных импульсных систем /Под ред. Е. П. Велихова (ИАЭ им. И. В. Курчатова). — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 350 с.
8. *Яшкова В. М. и др.* Новые разрядники для коммутации больших токов //Докл. второй всесоюз. конф. по инж. проблемам термоядерных реакторов. — Д.: НИИЭФА, 1982. — Т. 3. — С. 287—294.

Глава 14
ГЕНЕРУВАННЯ НАНОСЕКУНДНИХ ІМПУЛЬСІВ ВИСОКОЇ НАПРУГИ

(Б. М. Кондра, В. І. Хомініч)

Генератори, які розглянуті у цьому розділі, широко використовуються у квантовій радіофізиці, ядерній фізиці, прискорювальній техніці, рентгенодефектоскопії тощо, тобто у тих областях науки і техніки, що потребують утилізації за короткі проміжки часу ($10^{-8}...10^{-7}$ с) значних енергій величезної густини.

Розгляд можливості генерування коротких високовольтних імпульсів почнемо з генераторів, які працюють на основі процесів відбиття і заломлення електромагнітних хвиль у лініях із розподіленими або зосередженими параметрами.

14.1. Генератор наносекундних імпульсів напруги на основі одинарної формуючої лінії

Схему найпростішого одноступінчастого генератора з одинарною формуючою лінією (ОФЛ) показано на рис. 14.1.

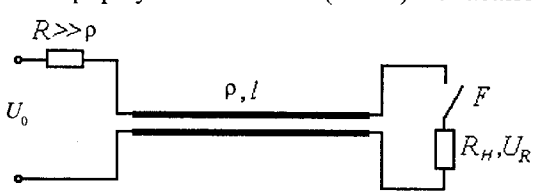


Рис. 14.1. Одинарна формуюча лінія.

Лінія (найчастіше одножильний екранований кабель) заряджається до напруги U_0 через опір $R>>\rho$, де ρ — хвильовий опір лінії. Якщо комутатором F з'єднати заряджену лінію з активним навантаженням $R_н$, то по лінії і навантажувальному опору потече струм $\dfrac{U_0}{R_н+\rho}$ і на навантаженні виділиться основний імпульс напруги:

$$U_{R1} = U_0 \frac{R_н}{R_н+\rho}, \tag{14.1}$$

а до початку лінії (наліво) почне поширюватися відбита хвиля напруги, яка визначається з виразу

$$U_{пад} + U_в = U_{пр}, \tag{14.2}$$

звідки

$$U_{B1} = U_0 \frac{R_н}{R_н+\rho} - U_0 = -U_0 \frac{\rho}{R_н+\rho}.$$

Після відбиття від розімкненого початку лінії без зміни знака хвиля напруги (тепер уже падаюча хвиля) через $\frac{2l}{v}$ секунд повернеться до навантаження.

Відомо, що під час переходу електроманітної хвилі з лінії, що має хвильовий опір ρ_1, на лінію з хвильовим опором ρ_2 відбувається заломлення і відбиття хвилі. При цьому

$$U_з = 2\rho_2 U_{пад}/(\rho_1 + \rho_2); \quad (14.3)$$

$$U_в = U_{пад}(\rho_2 - \rho_1)/(\rho_1 + \rho_2). \quad (14.4)$$

Для ОФЛ $\rho_1 = \rho_2$; $\rho_2 = R_н$; $U_{пад} = + U_{в1}$.

Виходячи з цього, на навантаженні у момент $2l/v$ виділяється додаткова напруга

$$U_R' = -U_0 \frac{\rho}{R+\rho}\left[\frac{2R_н}{R_н+\rho}\right],$$

а в напрямку початку лінії почне поширюватися відбита хвиля

$$U_{в2} = -U_0 \frac{\rho}{R_н+\rho}\left[\frac{R_н-\rho}{R_н+\rho}\right].$$

У здобутих виразах у квадратні дужки взято відповідно коефіцієнти заломлення і відбиття, які записані для схеми, що показана на рис. 14.1 згідно з (14.3) і (14.4).

Додаткова напруга у сумі з основною (14.1) визначає результуючу амплітуду наступного імпульсу:

$$U_{R2} = U_{R1} + U_R' = U_0 \frac{R_н}{R_н+\rho}\left[\frac{R_н-\rho}{R_н+\rho}\right].$$

Хвиля напруги $U_{в2}$, яка підходить до початку лінії, знову відіб'ється від нього із збереженням знака, у момент $4l/v$ повернеться до навантаження і виділить на ньому новий перепад напруги

$$U_R'' = -U_0 \frac{\rho}{R_н+\rho} \cdot \frac{R_н-\rho}{R_н+\rho} \cdot \frac{2R_н}{R_н+\rho},$$

який у сумі з напругою U_{R2} визначає амплітуду наступного імпульсу

$$U_{R3} = U_0 \frac{R_н}{R_н+\rho}\left(\frac{R_н-\rho}{R_н+\rho}\right)^2. \quad (14.5)$$

У загальному вигляді напруга на опорі навантаження:

$$U_{Rk} = U_0 \frac{R_н}{R_н+\rho}\left(\frac{R_н-\rho}{R_н+\rho}\right)^{k-1}, \quad (14.6)$$

де $k = 1, 2, 3...$

Опір навантажування вважається узгодженим з ОФЛ, якщо $R_н=\rho$. У цьому разі на опорі навантажування формується прямокутний імпульс напруги тривалістю $2l/v$ з амплітудою $U_R=0{,}5U_0$, а запасена під час заряджання лінії енергія $\frac{CU_0^2}{2}$ витрачається на нагрівання опору $R_н$.

Дійсно, якщо

$$R_н=\rho=\sqrt{\frac{L}{C}};\ v=\frac{1}{\sqrt{L_0C_0}};\ L=L_0l;\ C=C_0l;$$

$$I^2R_н\frac{2l}{v}=\frac{U_0^2 2l}{4\rho v}=\frac{CU_0^2}{2}.$$

Форму імпульсів на навантаженні за різних співвідношень $R_н/\rho$ показано на рис. 14.2.

Схема генератора з використанням одинарної формуючої лінії є найпростішою. Недоліком такого генератора є те, що амплітуда імпульсу напруги на узгодженому навантаженні дорівнює тільки половині зарядної напруги. Щоб дістати амплітуду імпульсу, яка дорівнює зарядній напрузі, застосовують генератор з подвійною формуючою лінією.

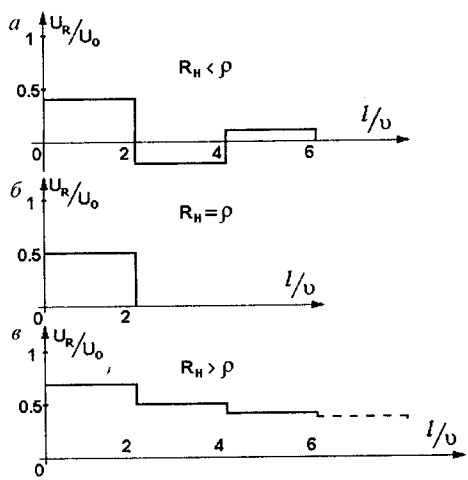


Рис. 14.2. Форма імпульсів напруги на виході схеми, показаної на рис. 14.1

14.2. Генератор наносекундних імпульсів напруги на основі подвійної формуючої лінії (ПФЛ)

Генератор (рис. 14.3) складається з двох однакових ліній. Довжина кожної лінії дорівнює l, хвильового опору — ρ. Навантаження $R_н$ вмикається послідовно між лініями, які заряджаються до напруги U_0. Джерелом зарядної напруги може бути не тільки випрямний пристрій, а й ГІН або трансформатор Тесла за умови, що вмикання комутатора F синхронізується з момен-

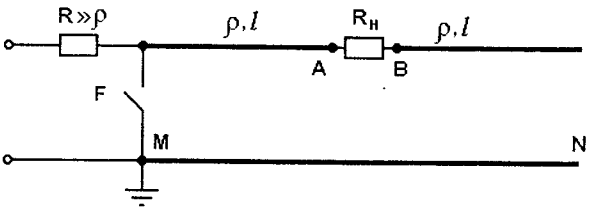


Рис. 14.3. Схема генератора на основі ПФЛ (Блюмлейна).

том досягнення напругою на виході джерела максимального значення.

Схему генератора запропонував Блюмлейн [1].

Після замикання кола комутатором F по лівій лінії у напрямку точки A поширюється хвиля напруги $U_{пад} = -U_0$. Через $t = l/v$ секунд у точці A почнеться заломлення і відбиття падаючої хвилі. Для генератора Блюмлейна $\rho_1 = \rho$; $\rho_2 = R_н + \rho$. Згідно з формулами (14.3) і (14.4):

$$U_{зA} = -U_0 \frac{2(R_н + \rho)}{2\rho + R_н}; \tag{14.7}$$

$$U'_{вA} = -U_0 \frac{R_н + \rho - \rho}{2\rho + R_н} = -U_0 \left[\frac{R_н}{2\rho + R_н} \right]. \tag{14.8}$$

Від точки A вправо протікає струм

$$I_з = \frac{U_{зA}}{R_н + \rho} = -\frac{2U_0}{2\rho + R_н}.$$

На навантажувальному опорі виділяється напруга

$$U_{R1} = I_з R_н = -U_0 \left[\frac{2R_н}{2\rho + R_н} \right]. \tag{14.9}$$

Від точки B вправо поширюється заломлена хвиля

$$U'_{зB} = U_{зA} - U_{R1} = -U_0 \left[\frac{2\rho}{2\rho + R_н} \right]. \tag{14.10}$$

Здобуті формули дають змогу визначати напругу на навантаженні (14.9), напругу заломленої у точці B (14.10) та відбитої в точці A (14.8) хвиль під час набігання в точку A лінії падаючої хвилі, яка дорівнює $(-U_0)$. Якщо амплітуда набігаючого імпульсу відрізнятиметься від $(-U_0)$, то, визначаючи напруги вказаних хвиль, нові значення падаючої хвилі напруги необхідно множити на коефіцієнти, взяті у (14.8)...(14.10) у квадратні дужки.

Багаторазові заломлення і відбиття електромагнітних хвиль розглядають за допомогою так званої сітки, що дає змогу визначати напруги у вузлових точках у будь-який час. Сітка (рис. 14.4) для аналізу ПФЛ будується між чотирма вертикальними лініями. Вниз,

уздовж лівої вертикалі, відкладається час, а найлівіша вертикаль відображає процеси біля короткозамкненого початку ПФЛ. Крайня права вертикаль відображає процеси біля розімкненого краю лінії (режим холостого ходу), а вертикалі, позначені літерами A і B, — процеси у точках приєднання опору навантажування. Зигзагоподібні лінії зображують проходження відбитих і заломлених хвиль.

За допомогою сітки (рис. 14.4) прослідкуємо за подальшим поширенням хвиль напруги $U'_{зB}$ (14.10) та $U'_{вA}$ (14.8) і визначимо характер зміни в часі напруги на навантаженні U_R.

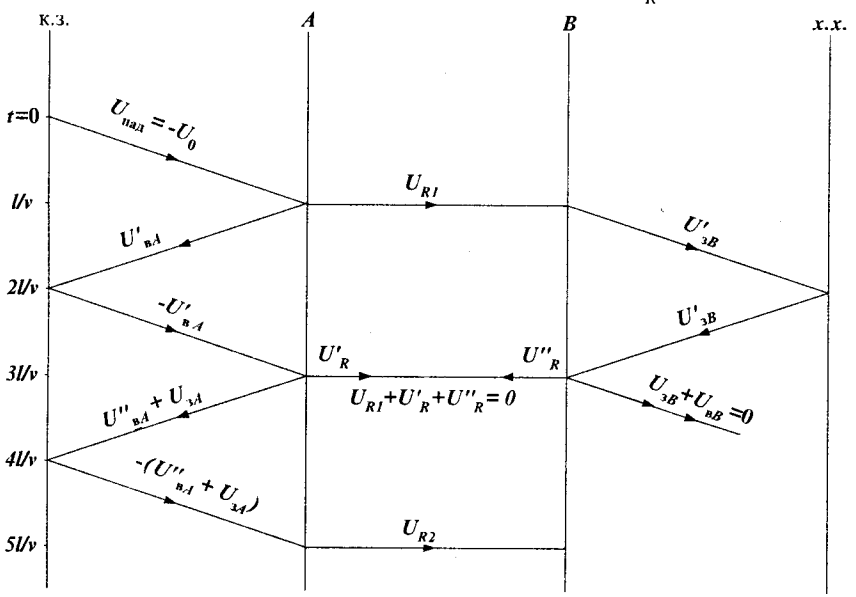


Рис. 14.4. Визначення відбитих і заломлених імпульсів за допомогою сітки у схемі, яку показано на рис. 14.3.

Хвиля $U'_{зB}$ у момент $2l/v$ досягне розімкненого краю ПФЛ, відіб'ється від нього зі збереженням знака, у момент $3l/v$ повернеться до точки B, створить на опорі $R_н$ додаткову напругу U'_R, заломиться у точці A ($U_{зA}$), досягне короткозамкненого початку лінії і відіб'ється від нього зі зміною знака ($-U_{зA}$). Крім того, у точці B відбудеться відбиття хвилі $U'_{зB}$, у результаті чого утвориться хвиля $U_{вB}$.

Хвиля $U'_{вA}$ відіб'ється від короткозамкненого початку ПФЛ зі зміною знака, у момент $3l/v$ підійде до точки A, створить на опорі $R_н$ додаткову напругу U'_R і заломиться у точці $B(U_{зB})$. Крім того,

хвиля ($-U'_{вA}$) у момент $3l/v$ відіб'ється від точки A ($U''_{вA}$), а в момент $4l/v$ змінить знак, відбившись від короткозамкненого початку лінії ($-U''_{вA}$).

Далі доведено, що за будь-якого значення опору $R_н$ виконуються рівності $U_{вB} + U_{зB} = 0$ і $U_{R1} + U'_R + U''_R = 0$.

Отже, починаючи з моменту $4l/v$ поширення хвиль напруги по ПФЛ повторюється з тією лише різницею, що падаюча хвиля дорівнює не ($-U_0$), а $-(U'_{вA} + U_{зA})$. При її дії на навантажувальному резисторі виникає напруга U_{R2}.

Користуючись коефіцієнтами, які взяті в дужки у формулах (14.8)...(14.10), визначимо числові значення відбитих і заломлених хвиль.

Користуючись визначеним з (14.10) значенням $U'_{зB}$ і коефіцієнтом відбиття (у дужках формули (14.8)), знаходимо:

$$U_{вB} = U'_{зB}\frac{R_н}{2\rho + R_н} = -U_0\frac{2\rho}{2\rho + R_н}\cdot\frac{R_н}{2\rho + R_н}.$$

Додаткова напруга U''_R протилежна за знаком напругам U_{R1} і U'_R. Згідно з (14.9)

$$U''_R = -U'_{зB}\frac{2R_н}{2\rho + R_н} = U_0\frac{2\rho}{2\rho + R_н}\cdot\frac{2R_н}{2\rho + R_н}.$$

При визначенні $U_{зA}$ користуємося коефіцієнтом, який записаний у дужках формули (14.10):

$$U_{зA} = U'_{зB}\frac{2\rho}{2\rho + R_н} = -U_0\left(\frac{2\rho}{2\rho + R_н}\right)^2.$$

У результаті аналогічних міркувань дістанемо:

$$U''_{вA} = -U'_{вA}\frac{R_н}{2\rho + R_н} = U_0\left(\frac{R_н}{2\rho + R_н}\right)^2;$$

$$U'_R = -U'_{вA}\frac{2R_н}{2\rho + R_н} = U_0\frac{R_н}{2\rho + R_н}\cdot\frac{2R_н}{2\rho + R_н};$$

$$U_{зB} = -U'_{вA}\frac{2\rho}{2\rho + R_н} = U_0\frac{R_н}{2\rho + R_н}\cdot\frac{2\rho}{2\rho + R_н}.$$

Імпульс U_{R1} існує у часовому діапазоні $l/v < t < 3l/v$. У момент $3l/v$ сумарна напруга на навантаженні

$$U_R = U_{R1} + U'_R + U''_R = -U_0\frac{2R_н}{2\rho + R_н} + U_0\frac{R_н}{2\rho + R_н}\cdot\frac{2R_н}{2\rho + R_н} + U_0\frac{2\rho}{2\rho + R_н}\cdot\frac{2R_н}{2\rho + R_н} = 0,$$

за будь-якого значення $R_н$.

Із здобутих виразів випливає, що $U_{вВ}+U_{зВ}=0$. У момент $5l/v$ до навантаження зліва підходить хвиля напруги

$$-\left(U''_{вА}+U_{зА}\right)=-U_0\left(\frac{R_н}{2\rho+R_н}\right)^2+U_0\left(\frac{2\rho}{2\rho+R_н}\right)^2=-U_0\frac{R_н-2\rho}{2\rho+R_н},$$

і до навантажувального опору згідно з (14.10) знов прикладається напруга

$$U_{R2}=-U_0\frac{R_н-2\rho}{2\rho+R_н}\cdot\frac{2R_н}{2\rho+R_н}, \qquad (14.11)$$

яка зберігає вказане значення до моменту $7l/v$.

Продовжуючи аналогічні міркування, дістаємо напруги на навантаженні у найзагальнішому вигляді:

$$U_{Rk}=-\frac{2U_0R_н}{2\rho+R_н}\left(\frac{R_н-2\rho}{R_н+2\rho}\right)^{k-1}, \qquad (14.12)$$

де k = 1, 2, 3, ...

Якщо k = 1, то напруга U_{R1} визначається виразом (14.9), якщо k = 2 — виразом (14.11).

Навантаження вважається узгодженим з ПФЛ за умови $R_н=2\rho$. З (14.12) випливає, що у цьому разі після того, як комутатор F спрацює, на опорі навантаження виникає одиничний імпульс напруги $U_R=-U_0$ прямокутної форми, тривалість якого становить $3l/v - l/v = 2l/v$. За цей час в опорі навантаження утилізується енергія CU_0^2, яка була запасена у процесі заряджання ПФЛ (C — ємність лінії довжиною l).

Справді, за час $2l/v$ у опорі навантаження виділяється енергія $(I_з^2R_н)2l/v$. Якщо навантаження узгоджено з ПФЛ, то $R_н=2\rho$;

$$I_з=\frac{U_{зА}}{3\rho}=-\frac{U_0}{2\rho},$$

а енергія

$$W_R=\frac{l}{v}\cdot\frac{U_0^2}{\rho}.$$

Користуючись відомими формулами для хвильового опору $\rho=\sqrt{\frac{L}{C}}$ і часу пробігу $l/v=\sqrt{LC}$ хвилі напруги по лінії довжиною l, легко довести, що $\frac{l}{v\rho}=C$ та $W_R=CU_0^2$.

Форму імпульсів напруги, що виділяються на опорі навантажування, який ввімкнено в розтин ПФЛ, за різних відношень $R_н/\rho$ показано на рис. 14.5.

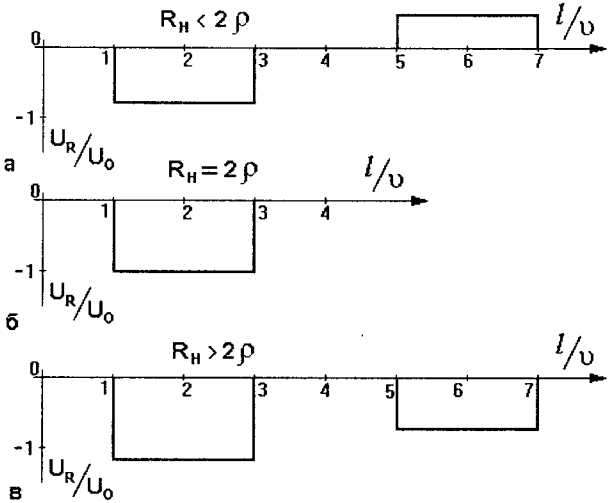


Рис. 14.5. Форма напруги на навантаженні генератора Блюмлейна.

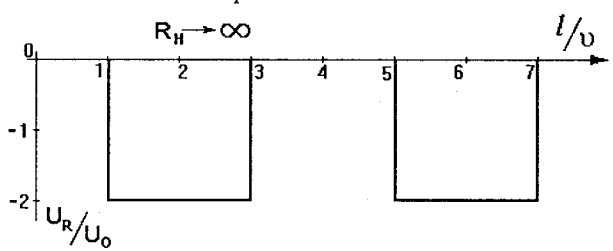


Рис. 14.6. Напруга на виході генератора Блюмлейна в режимі холостого ходу.

Становить інтерес випадок, коли $R_н \to \infty$. Якщо знехтувати згасанням хвиль у лініях і вважати, що комутація відбувається раптово і без втрат, то у результаті багаторазових відбиттів електромагнітних хвиль у лівій частині лінії на контактах навантаження виникне серія імпульсів з амплітудою $-2U_0$ (рис. 14.6).

Справедливість наведених міркувань ілюструється за допомогою епюр напруг (рис. 14.7).

У момент $t = l/v$ до точки A ПФЛ підходить хвиля $U_{пад1}$ і відбивається зі збереженням знака, утворюючи хвилю $U_{в1}$. Різниця потенціалів $U_{AB}=U_R$ стає рівною $-2U_0$. У момент $t= 2l/\upsilon$ хвиля $U_{в1}$ досягає короткозамкненого початку ПФЛ, відбивається від нього зі зміною знаку, утворюючи хвилю $U_{пад2}$, яка в момент $3l/\upsilon$ підходить до точки A і відбивається зі збереженням знака (хвиля $U_{в2}$). З цього моменту і до моменту $5l/\upsilon$ різниця потенціалів на контактах A, B знову стає такою, що дорівнює нулеві (рис. 14.6). У подальшому за відсутності втрат у діелектрику і проводах процеси відбиття і заломлення повторюються.

У режимі холостого ходу ПФЛ проходження падаючих і відбитих хвиль здійснюється тільки у лівій частині ПФЛ, яку називають активною лінією на відміну від правої — пасивної лінії.

Протікання електрофізичних процесів у ПФЛ не зміниться, якщо лінію буде складено вдвоє. У результаті складання лінії точки *M* і *N* (див. рис.14.3) суміщаються і перемикається зарядний пристрій, як це показано на рис. 14.8.

У режимі холостого ходу активною буде заштрихована верхня частина складеної ПФЛ.

Конструктивно складена ПФЛ виконується як із розподіленими *L*, *C*-параметрами у вигляді смужкової або коаксіальної лінії, так і з зосередженими параметрами — як штучна лінія.

Смужкову ПФЛ зображено на рис. 14.9,*а*, конструкцію коаксіальної подвійної формуючої лінії — на рис. 14.9,*б*.

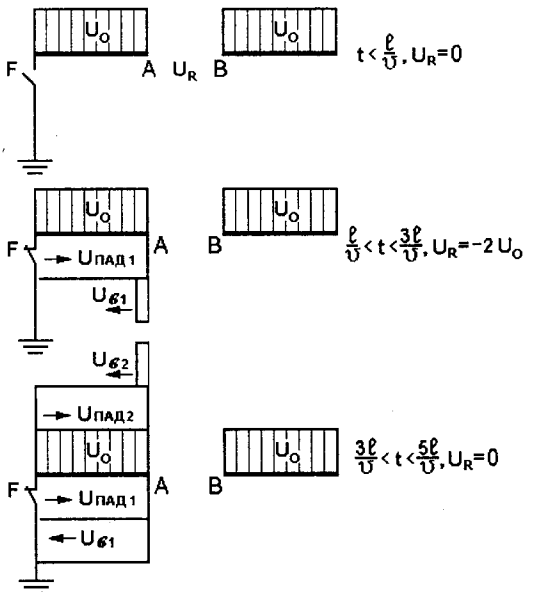


Рис. 14.7. Епюри напруг на генераторі Блюмлейна у режимі холостого ходу.

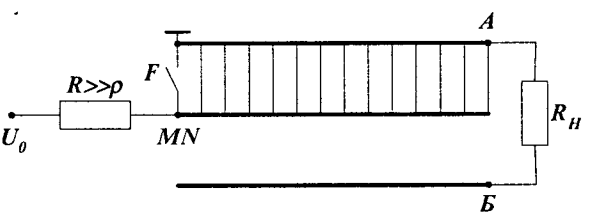


Рис. 14.8. Схема складеної вдвоє ПФЛ.

Лінія містить у собі три коаксіально закріплених електроди: зовнішній *1*, проміжний *2* і внутрішній *3*. Внутрішній електрод заземлюється, до проміжного підводиться зарядна напруга. Після заряджання коаксіальних конденсаторів між проміжним і зовнішнім, проміжним і внутрішнім електродами спрацьовує дистанційно керований розрядник *F* і в діелектрику між внутрішнім і проміжним електродами зліва направо починає поширюватися хвиля напруги негативної полярності. Через час $t = l/v$ хвиля досягає правого краю лінії, де відбувається часткове відбиття і заломлення падаючої хвилі. Заломлена хвиля поширюється справа наліво

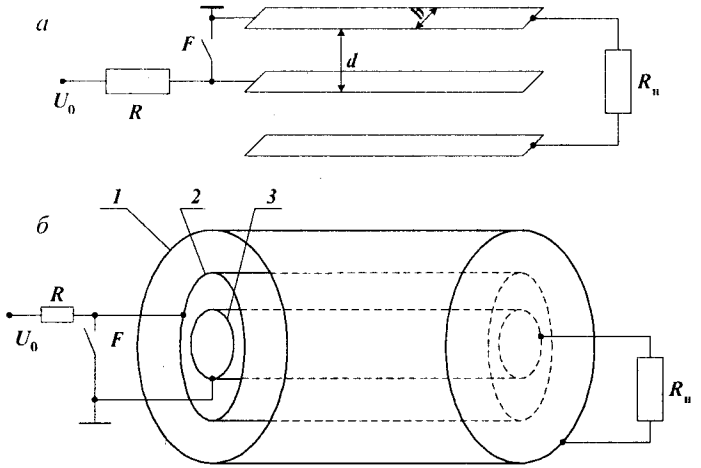


Рис. 14.9. ПФЛ: *а* — смужкова; *б* — коаксіальна.

у діелектрику між зовнішнім і проміжним електродами, а відбита хвиля повертається наліво по шляху, пройденому раніше падаючою хвилею. На узгодженому опорі навантаження $R_н = 2\rho$ формується прямокутний імпульс з амплітудою $(-U_0'')$.

Як діелектрик у генераторах з коаксіальними або зі смужковими формуючими лініями перевага віддається очищеній воді завдяки її високому значенню відносної діелектричної проникності ($\varepsilon_r = 81$) і високій діелектричній міцності за умови дії імпульсів напруги наносекундного діапазону ($E_{пр} > 100$ кВ/см). Діелектричні проникності гліцерину і трансформаторного масла дорівнюють відповідно 40 і 2,3.

У табл. 14.1 наведено розрахункові формули, якими користуються під час проектування генераторів.

Таблиця 14.1

Розрахункові формули для проектування генераторів наносекундних імпульсів

Конструкція лінії	Хвильовий опір	Максимальна напруженість електричного поля	Питомий струм
Коаксіальна, r_1 та r_2 — внутрішній та зовнішній радіуси	$\dfrac{60\ln\dfrac{r_2}{r_1}}{\sqrt{\varepsilon_r}}$	$\dfrac{U}{r_1\ln\dfrac{r_2}{r_1}}$	$\dfrac{I}{r_1} = 8{,}33\cdot10^{-3}E_{max}\sqrt{\varepsilon_r}$
Смужкова (позначення розмірів на рис. 14.9,*а*)	$\dfrac{377d}{b\sqrt{\varepsilon_r}}$	$\dfrac{U}{d}$	$\dfrac{I}{b} = 1{,}33\cdot10^{-3}E_{max}\sqrt{\varepsilon_r}$

Як видно з табл. 14.1, високі значення ε_r і E_{max} очищеної води сприяють збільшенню питомого струму та імпульсної потужності електронного пучка (якщо навантаженням генератора є прискорювальна трубка) і зниженню хвильового внутрішнього опору генератора напруги.

Приклад 14.1. Генератор Блюмлейна (рис. 14.9,*а*) заряджається від ГІН напругою U = 1 МВ. Як діелектрик використовується очищена вода. Визначити геометричні розміри, ємність і хвильовий опір подвійної формуючої смужкової лінії, яка забезпечує на узгодженому навантаженні імпульс напруги амплітудою 1 МВ тривалістю t = 40 нс зі струмом у навантаженні I = 40 кА. Припустима напруженість електричного поля у воді дорівнює 100 кВ/см.

Довжина електродів $l = \frac{vt}{2}$, де v — швидкість поширення електричної хвилі у діелектрику, $v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}$, де c — швидкість світла.

$$l = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r}} \cdot \frac{t}{2} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 40 \cdot 10^{-9}}{\sqrt{81 \cdot 1} \cdot 2} = 0{,}66 \text{ м}.$$

Відстань між електродами

$$d = \frac{U}{E} = \frac{10^6}{10^7} = 0{,}1 \text{ м}.$$

Опір навантаження

$$R_н = \frac{U}{I} = \frac{10^6}{4 \cdot 10^4} = 25 \text{ Ом}.$$

Хвильовий опір лінії

$$\rho = \frac{R_н}{2} = 12{,}5 \text{ Ом}.$$

Ширина електродів (табл. 14.1)

$$b = \frac{377d}{\sqrt{\varepsilon_r \cdot \mu_r}} = \frac{377 \cdot 0{,}1}{12{,}5 \cdot \sqrt{81 \cdot 1}} = 0{,}33 \text{ м}.$$

Ємність подвійної формуючої лінії

$$C = 2\frac{\varepsilon_0 \varepsilon_r bl}{d} = \frac{2 \cdot 8{,}86 \cdot 10^{-12} \cdot 81 \cdot 0{,}33 \cdot 0{,}66}{0{,}1} = 3{,}13 \cdot 10^{-9} \text{ Ф}.$$

Перевірка. Енергія $\frac{CU^2}{2}$, яка запасена у подвійній формуючій лінії у процесі її заряджання, має дорівнювати енергії, що виділяється на навантаженні за час тривалості імпульсу $tI^2R_н$:

$$tI^2R_н = 40 \cdot 10^{-9} \left(40 \cdot 10^3\right)^2 \cdot 25 = 1600 \text{ Дж},$$

$$\frac{CU^2}{2} = 0{,}5 \cdot 3{,}13 \cdot 10^{-9} \cdot 10^{12} = 1565 \text{ Дж}.$$

Розходження результатів розрахунку пояснюється невисокою точністю визначення ємності лінії. З урахуванням крайового ефекту ємність лінії дещо перевищує 3,13 нФ, і баланс енергій витримується.

Приклад 14.2. Коаксіальна ОФЛ (r_1 = 2 см; r_2 = 10 см) заповнена хімічно чистою водою (ε_r = 81). На узгодженому опорі навантаження треба дістати імпульс напруги тривалістю 40 нс.

Визначити граничні значення напруги, струму й енергії прямокутного імпульсу.

Довжина електродів ОФЛ

$$l = \frac{C}{\sqrt{\varepsilon_r}} \cdot \frac{t}{2} = \frac{3 \cdot 10^8 \cdot 40 \cdot 10^{-9}}{9 \cdot 2} = 0{,}67 \text{ м}.$$

Хвильовий опір ОФЛ

$$\rho = R_{\text{н}} = \frac{60 \cdot \ln \frac{r_2}{r_1}}{\sqrt{\varepsilon_r}} = \frac{60 \cdot \ln \frac{10}{2}}{9} = 10{,}7 \text{ Ом}.$$

Зарядна напруга ОФЛ за E = 100 кВ/см

$$U_0 = E r_1 \ln \frac{r_2}{r_1} = 100 \cdot 2 \ln \frac{10}{2} = 322 \text{ кВ}.$$

Напруга імпульсу

$$U = 0{,}5 U_0 = 161 \text{ кВ}.$$

Струм у навантаженні

$$I = \frac{U}{R_{\text{н}}} = 15 \text{ кА}.$$

Енергія імпульсу

$$W = I^2 R_{\text{н}} t = \left(15 \cdot 10^3\right)^2 \cdot 10{,}7 \cdot 40 \cdot 10^{-9} = 96 \text{ Дж}.$$

Ємність ОФЛ

$$C = \frac{2\pi\varepsilon_r \varepsilon_0 l}{\ln \frac{r_2}{r_1}} = 1{,}87 \cdot 10^{-9} \text{ Ф}.$$

Зарядна енергія

$$\frac{CU_0^2}{2} = 96 \text{ Дж}.$$

14.3. Послідовне вмикання подвійних формуючих ліній

На рис. 14.10 показано принципову схему послідовного з'єднання трьох складених ПФЛ.

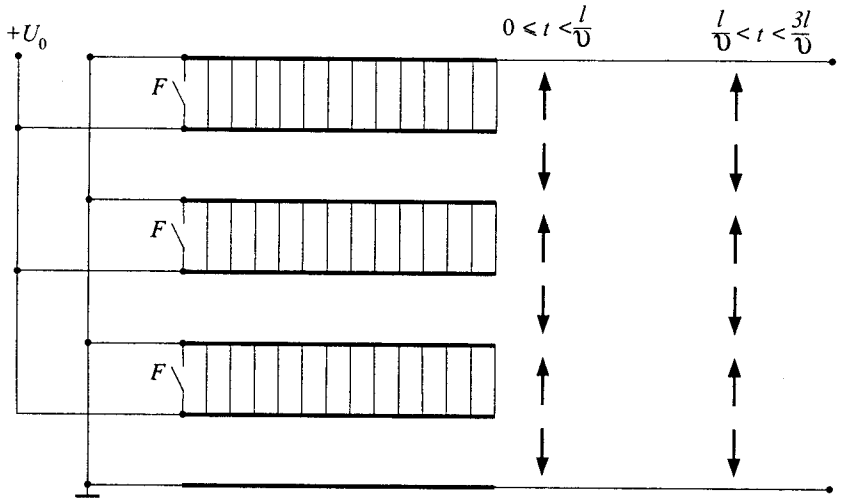


Рис. 14.10. Генератор з послідовним вмиканням ПФЛ.

У вихідному стані комутатори розімкнені, і лінії заряджені до напруги U_0. Різниця потенціалів між верхньою і нижньою обкладками (на виході генератора) дорівнює нулеві завдяки взаємній компенсації зарядних напруг у межах кожної складеної ПФЛ.

Нехай початок відліку ($t = 0$) збігається з одночасним спрацюванням комутаторів. По активних частинах ПФЛ, які заштриховані на рис. 14.10, вправо від комутаторів почнуть поширюватися хвилі напруги ($-U_0$). У момент l/υ вони відіб'ються зі збереженням знака від розімкнених правих кінців ліній, після чого до моменту $3l/\upsilon$ напруга на навантаженні

$$U_R = \frac{nU_0R_н}{n\rho + R_н},$$

де n — кількість одинарних ліній (на рис. 14.10 $n = 6$).

У повній відповідності з формулою (14.12), враховуючи, що еквівалентні активна і пасивна лінії з хвильовим опором $\frac{n\rho}{2}$ заряджено до напруги $nU_0/2$, складено вираз, що визначає як амплітуду основного імпульсу, так і амплітуди після імпульсів:

$$U_R = \frac{nU_0R_н}{n\rho + R_н} \cdot \left(\frac{R_н - n\rho}{R_н + n\rho} \right)^{k-1}. \qquad (14.13)$$

Через особливості розміщення ліній здобута формула відрізняється від (14.12) знаком. Нагромаджена в $n/2$ послідовно ввімкнених ПФЛ енергія виділяється у навантаженні за час $2l/\upsilon$ у вигляді одиничного імпульсу за умови $R_н = n\rho$. Амплітуда імпульсу напруги на узгодженому навантаженні дорівнює $nU_0/2$. Тільки в режимі холостого ходу на виході генератора (рис. 14.10) виникає серія імпульсів з амплітудою nU_0.

Здобуті формули не відображають деформацію пласкої частини імпульсів за рахунок втрат у лініях і впливу на роботу схеми паразитних ємностей. Рекомендації зі зниження спотворень імпульсів та інші способи послідовного вмикання ПФЛ наведено в [2; 3].

14.4. Спіральний генератор

Розмістимо поверх смуги з ізоляційного матеріалу ще три смуги: струмопровідну, ізоляційну і ще одну струмопровідну, довшу порівняно з попередньою. Ліві кінці струмопровідних смуг сумістимо. Щоб не було перекриття по поверхні, ізоляційні смуги мають бути ширшими і дещо довшими за нижню струмопровідну смугу. Звернемо здобуту стрічку у спіраль, як показано на рис. 14.11.

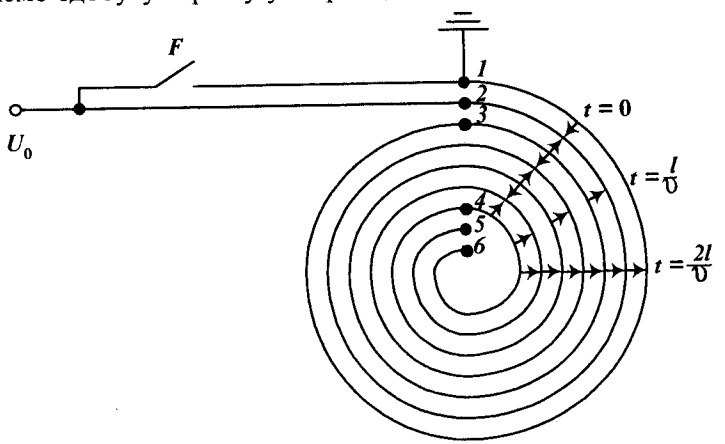


Рис. 14.11. Електрична схема спірального генератора.

На цьому рисунку простір між спіральними лініями, які імітують струмопровідні смуги, заповнено ізоляцією. У здобутій спіра-

льній конструкції ліві кінці струмопровідних смуг, які позначені на рис. 14.11 цифрами *6* і *5*, мають бути всередині. До зовнішніх виводів *1*, *2* струмопровідних смуг підімкнемо джерело зарядної напруги U_0 і комутатор-замикач *F*.

Аналогічну конструкцію можна дістати під час згортання у спіраль ПФЛ (рис. 14.12).

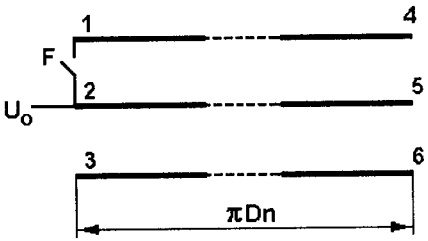


Рис. 14.12. Розгортка спірального генератора у ПФЛ.

При цьому між точками *3* і *4* (рис. 14.11) відбудеться накладання двох струмопровідних смуг.

Виготовлений пристрій названо спіральним генератором [4; 5]. Із порівняння рис. 14.11 і 14.12 випливає, що в разі, якщо до згортання у подвійній формуючій лінії у режимі холостого ходу між точками *4* і *6* зв'язок був відсутній, то у спіральному генераторі між ними ввімкнено індуктивність L_2 внутрішнього витка спіралі, а між точками *1* та *3* — індуктивність L_1 зовнішнього витка. Ємнісне навантаження підмикається до спірального генератора у точках *1* і *6*. Розгорнуту схему спірального генератора показано на рис. 14.13, де L_0 — індуктивність комутатора *F*.

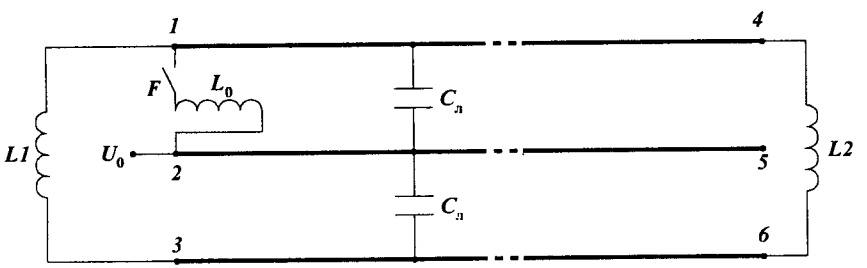


Рис. 14.13. Розгорнута схема спірального генератора.

Розглянемо роботу ідеалізованого спірального генератора, у якого індуктивності L_1 і L_2 значно перевищують індуктивність лінії, відсутні втрати у діелектрику та струмопровідних смугах, а індуктивність L_0 комутатора і ємність навантаження дорівнюють нулеві.

Ємність $C_л$ формуючої лінії, яка утворює спіральний генератор, заряджається до напруги U_0. При цьому вектори напруг розподілено по витках так, що різниця потенціалів на виході генератора

дорівнює нулеві. Вказане на рис. 14.11 розміщення векторів зарядженого генератора віднесено до моменту $t = 0$, що відповідає спрацюванню комутатора. У момент $t = 0$ комутатор з'єднує точки *1* і *2* початку ПФЛ і від нього до розімкненого краю по активній частині лінії поширюється негативна хвиля напруги з крутим фронтом і амплітудою U_0. У міру її просування розряджаються конденсатори, які розподілені по довжині активної частини подвійної формуючої лінії за умови збереження заряду розподілених ємностей пасивної її частини, у результаті чого напруга на виході спірального генератора практично лінійно зростає. Коли хвиля напруги досягає розімкненого краю активної частини лінії, тобто через l/v секунд, де $l = \pi D_{сер} n$ — довжина лінії; n — число витків подвійної формуючої лінії (на рис. 14.11 $n = 3$), $v = \dfrac{c}{\sqrt{\varepsilon_r \mu_r}}$ — швидкість поширення електромагнітної хвилі в діелектрику, напруга на виході спірального генератора стає такою, що дорівнює nU_0. Відбившись від розімкненого краю лінії (точки *4*, *5*) зі збереженням знака, відбита хвиля з просуванням до початку лінії перезаряджає активну лінію. Напруга на виході генератора продовжує зростати і в момент $t = 2l/v$ — стає такою, що дорівнює $2nU_0$ (рис. 14.11).

В ідеалізованому спіральному генераторі, як і в розгорнутій подвійній формуючій лінії, що працює у режимі холостого ходу, відсутні втрати енергії. Тому відбиття електромагнітних хвиль від короткозамкненого початку і розімкненого кінця генератора будуть безперервно повторюватися. У момент $t=2l/v$ хвиля напруги відіб'ється від увімкненого комутатора, змінить знак і в міру поширення до замкненого кінця лінії розрядить активну лінію. У момент $3l/v$ в генераторі встановиться такий самий режим напруг, як і в момент l/v, а в момент $4l/v$ — режим, схожий з режимом за $t = 0$, і так далі, причому електричне поле у пасивній частині подвійної формуючої лінії зберігається. Якщо час поширення електромагнітної хвилі по лінії довжиною l позначимо

$$\tau = \frac{\pi D_{сер} n}{v},$$

то зміна в часі напруги першого сплеску на виході ідеалізованого спірального генератора визначається у вигляді

$$U = nU_0 \frac{t}{\tau} \text{ при } 0 \leqslant t \leqslant 2\tau,$$

$$U = 2nU_0 \left(1 - \frac{t - 2\tau}{2\tau}\right) \text{ при } 2\tau \leqslant t \leqslant 4\tau.$$

Змінення вказаної напруги в часі показано на рис. 14.14.

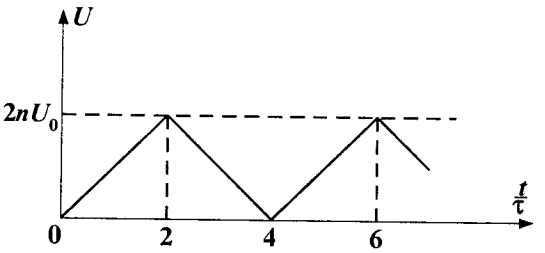


Рис. 14.14. Змінення форми напруги на виході ідеалізованого спірального генератора у режимі холостого ходу.

Помноження в $2n$ разів зарядної напруги за допомогою ідеалізованого спірального генератора відповідає законові збереження енергії. Зарядна ємність скрученої у спіраль подвійної формуючої лінії шириною b та товщиною δ ізоляції:

$$C_{зар} = \frac{2\varepsilon\varepsilon_0 \pi D_{сер} n b}{\delta}.$$

Протягом часових інтервалів, коротких порівняно з τ, спіральний генератор, по витках якого поширюється хвиля напруги, веде себе як циліндричний конденсатор, обкладками якого є зовнішній і внутрішній витки. Ефективна вихідна ємність генератора

$$C_{вих} = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 \pi D_{сер} b}{2n\delta}.$$

Рівність енергій, запасених в ідеалізованому спіральному генераторі:

за $t = 0$

$$W_{зар} = C_{зар} U_0^2/2;$$

за $t = 2\tau$

$$W_{вих} = C_{вих} U^2_{вих}/2,$$

виконується за умови, що $U_{вих} = 2nU_0$.

Під час роботи на ємнісне навантаження $C_н$ вихідна напруга знизиться:

$$U_{вих.н} = 2n \frac{C_{вих}}{C_{вих} + C_н} U_0.$$

Форма напруги на виході реального спірального генератора значно відрізняється від показаної на рис. 14.14, а амплітуда найбільшого сплеску напруги

$$U_{вих.max} = \eta 2nU_0,$$

де η — коефіцієнт використання; у перших зразків генераторів він не перевищував 0,3. Наприклад, 23-витковий спіральний генератор замість 50-кратного помноження зарядної напруги давав лише 15-кратне.

Інженерний розрахунок коефіцієнта використання на сьогодні відсутній. Форма побудованих експериментально осцилограм вихідних напруг добре узгоджується з результатами розрахунків за методиками, наведеними в [6, 7].

Якщо розподілені індуктивність і ємність подвійної формуючої лінії (рис. 14.13) замінити ввімкненими Г-подібно зосередженими параметрами, то розрахункова схема ненавантаженого спірального генератора набуде вигляду, показаного на рис. 14.15.

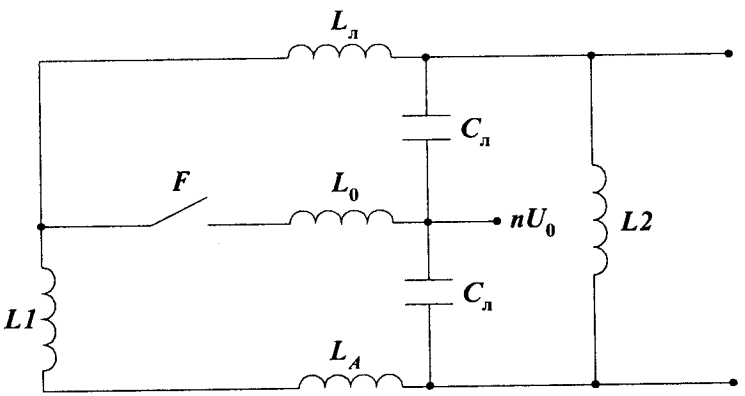


Рис. 14.15. Схема, яка показана на рис. 14.14, після переходу до зосереджених параметрів ПФЛ.

Як приклад розглянемо подвійну формуючу лінію (рис. 14.13). За даними [6] індуктивність L_0 комутатора з твердим діелектриком взято такою, що дорівнює 5 нГн; довжина лінії l =10 м; ширина струмонесучих смуг b = 8,5 см; товщина ізоляції δ = 0,2 мм; ємності активної і пасивної частин лінії за ε_r= 2,3

$$C_A = C_п = C_л = \frac{\varepsilon_r \varepsilon_a l b}{\delta} = 86 \text{ нФ}.$$

Індуктивність ліній:

$$L_A = L_п = L_л = \frac{\mu_0 l \delta}{b} = 29 \text{ нГн}.$$

Щоб збільшити коефіцієнт використання спірального генератора, його середній діаметр має бути значно більшим за товщину намотування струмопровідних та ізоляційних смуг. Крім того, за допомогою незамкненого феритового сердечника індуктивності першого і останнього витків збільшені до значень L_1= 300 нГн, L_2= 270 нГн, що суттєво більші за індуктивність лінії. Це дає змо-

гу виключити з розрахункової схеми індуктивність L_2 і перейти до спрощеної схеми (рис. 14.16).

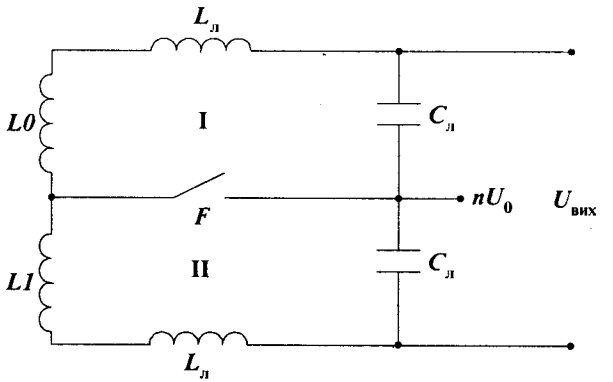


Рис. 14.16. Розрахункова схема спірального генератора.

Після спрацювання комутатора F в активному I і пасивному II контурах спрощеної схеми виникнуть коливальні розряди конденсаторів $C_л$, попередньо заряджених до напруги nU_0. При цьому коливальні процеси протікатимуть з істотно різними частотами: у контурі I:

$$f_A = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_0 + L_л)C_л}} = 2{,}9 \cdot 10^6 \text{ Гц},$$

у контурі II:

$$f_п = \frac{1}{2\pi\sqrt{(L_1 + L_л)C_л}} = 0{,}94 \cdot 10^6 \text{ Гц}.$$

В подібних випадках допускається, застосовуючи метод суперпозицій, визначити вихідну напругу спірального генератора у вигляді:

$$U_{вих} = nU_0\left(\cos\varpi_п t - \cos\varpi_п t\right).$$

З рис. 14.17 випливає, що різниця косинусів досягає першого максимуму через півперіода високочастотних коливань:

$$t_{max} = \frac{1}{2f_A} = 1{,}7 \cdot 10^{-7} \text{ с},$$

а її значення

$$\cos 2\pi f_п t_{max} - \cos 2\pi f_A t_{max} = 1{,}98.$$

За прийнятих допущень амплітуда напруги на виході спірального генератора, який працює на ємнісне навантаження $C_н$,

$$U_{вих.\,max} = 1{,}98\frac{C_{вих}}{C_{вих} + C_н} nU_0,$$

а коефіцієнт використання

$$\eta = \frac{U_{вих.\,max}}{2nU_0} = 0{,}99\frac{C_{вих}}{C_{вих} + C_н}.$$

Далі перелічено причини зниження коефіцієнта η та способи усунення їх впливу на амплітуду напруги на виході спірального генератора.

1. Втрати енергії в комутаторі та його індуктивність L_0 мають бути мінімальними. Вимога мінімізації індуктивності L_0 пояснюється тим, що від її значення залежить постійна часу формування фронту хвилі напруги $T_0 = L_0/\rho$, яка поширюється від комутатора, а отже, тривалість фронту і напруга на фронті відбитої хвилі. Якщо тривалість фронту виявиться сумірною з часом пробігу хвилі по спіралі, то компенсація електричного поля в активній її частині буде неповною, що, природно, вплине на значення напруги на виході спірального генератора. Досить крутий фронт відбитої від комутатора хвилі спостерігається за $T_0 << \pi D_{сер} n/v$. Нерівність виконується за $L_0 = 5 \cdot 10^{-9}$ Гн. Це можливо, якщо в конструкції комутатора передбачено пробій між струмопровідними смугами через отвори в ізоляції.

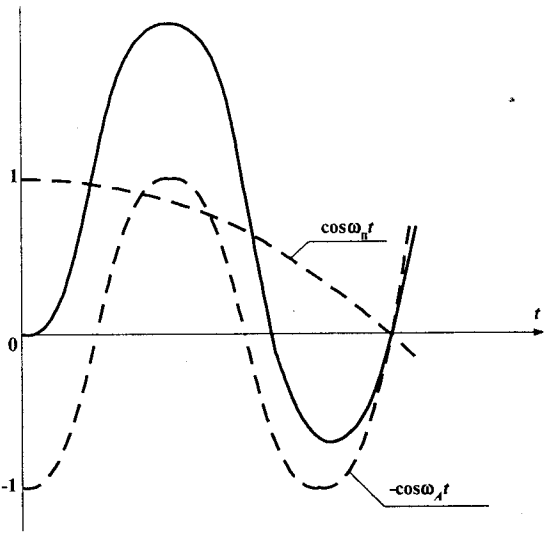


Рис. 14.17. Схематичне зображення графіків різниці косинусів.

2. Слід мінімізувати втрати як у струмопровідних смугами, так і в діелектрику. Як діелектрик можуть бути використані два шари плівки із поліетилену, лавсану або фторопласту. Допустима середня напруженість електричного поля у діелектрику не повинна перевищувати $8 \cdot 10^7$ В/м. Для зниження втрат у мідній або алюмінієвій фользі рекомендується обмежуватися довжиною фольги 40 м. Товщину фольги беруть такою, що дорівнює 100 мкм. Після сушіння спірального генератора рекомендується його просочування під вакуумом трансформаторним, касторовим маслом або заливання епоксидною смолою. За даними [7], значна стабільність вихідних імпульсів і ресурс до 15 000 імпульсів досягається за масляної ізоляції.

3. Ємність навантаження має бути меншою за вихідну ємність спірального генератора.

4. Щоб збільшити індуктивність першого та останнього витків спіралі, рекомендується використовувати ферити.

На рис. 14.18 показано конструкцію спірального генератора [8].

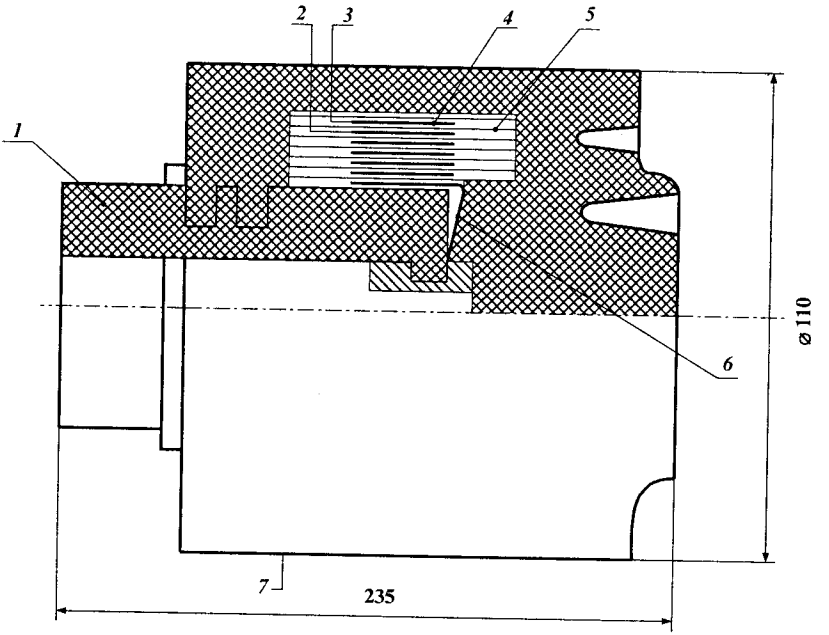


Рис. 14.18. Конструкція спірального генератора з епоксидною ізоляцією.

На пустотілому ізоляційному циліндрі *1* намотано 50 витків із двох смуг латунної фольги *4* шириною 6 см, розділених ізоляційною плівкою *5* шириною 10 см. Дослідженнями встановлено, що товщина фольги має бути не менша за 100 мкм, а поздовжня ізоляція за зарядної напруги до 8 кВ може виконуватися з двох шарів лавсанової плівки товщиною 100 мкм. Від початку обмотки *6*, її кінців *3*, *2* і від 42-го витка (вивід *7*) зроблено відводи у вигляді латунних смужок, припаяних до основних витків спіралі. До виводів *3*, *2* приєднуються зарядний пристрій напругою U_0 і комутатор, з виводів *3*, *6* знімається імпульс напругою $22U_2$, з виводів *3*, *7*-імпульс напругою $3U_0$. Обмотку генератора залито епоксидною смолою. В альтернативних конструкціях як головна ізоляція було використане трансформаторне масло.

Перевагою такого спірального генератора є можливість збільшувати амплітуду зарядної напруги у 30—40 разів. Генератор має просту конструкцію. Його запуск здійснюється всього одним комутатором. При необхідності існує можливість здійснювати зняття не одного, а двох і більше імпульсів. За відношенням енергії до об'єму (до 10^4 Дж/м^3) спіральний генератор не має рівних. За допомогою спірального генератора діставали імпульси напруги до 1 МВ.

До недоліків генератора слід віднести потребу у малоіндуктивних швидкодіючих комутаторах, невизначеність коефіцієнта використання і малу вихідну ємність.

14.5. Застосування високовольтних і сильнострумових імпульсів у техніці

14.5.1. ГІН на послідовно ввімкнутих штучних двійних формуючих лініях

Послідовне вмикання подвійних формуючих ліній дозволяє генерувати на узгодженому навантаженні опором $R_н = n\rho$ одиничний прямокутний імпульс напруги тривалістю до 10^{-7} с.

Подальше збільшення тривалості імпульсу обмежується збільшенням довжини формуючих ліній. При заміні ліній з розподіленими параметрами штучними, що складаються з великої кількості $L_д$, $C_д$-ланок (рис. 14.19), на передньому і задньому фронтах імпульсу, який формується, виникають великі викиди напруги.

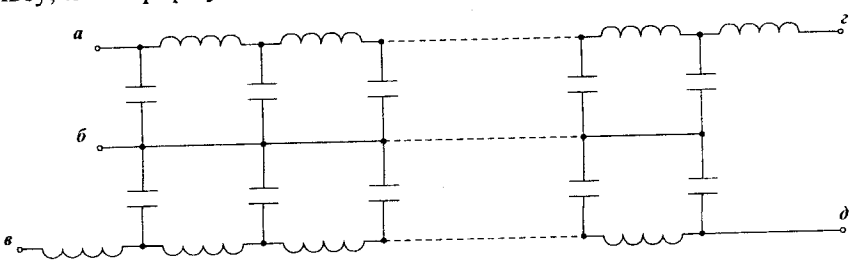


Рис. 14.19. Штучна ПФЛ.

Задовольнити потребу у високовольтному і сильнострумовому імпульсі прямокутної форми з тривалістю, що перевищує 10^{-7} с, можна за допомогою ГІН, конденсатори якого замінено штучними подвійними формуючими лініями. Якщо при цьому схема керування спрацюванням окремих ступенів ГІН забезпечує малу неодночасність і початки розрядних процесів у ступенях з їх віддаленням

від зарядного пристрою запізнюватимуться, то небажані викиди напруги на плоскій частині імпульсу можна виключити.

На рис. 14.20 показано схему заряджання і керування розрядом подвійних формуючих ліній, ввімкнених у схему ГІН замість конденсаторів [9].

Чотири подвійні формуючі лінії ПФЛ1—ПФЛ4 ввімкнено послідовно. Кожна лінія складається з десяти $L_л$, $C_л$-ланок, що утворюються конденсаторами типу ИК напругою 100 кВ, ємністю 0,25 мкФ та індуктивностями $L_л$= 4 мкГн. Хвильовий опір $\rho = \sqrt{\frac{L_л}{C_л}}$ дорівнює 4 Ом.

Зарядний пристрій ЗП забезпечує регульовану у межах 20...100 кВ зарядку зустрічно включених конденсаторів $C_л$ в межах кожної ПФЛ, отже, протягом усього часу заряджання ПФЛ напруга на навантаженні дорівнює нулеві, завдяки чому не потрібний відтинаючий розрядник на виході ПФЛ-4. Опір зарядних резисторів R_0 = 20 кОм.

Як випливає з підрозд. 14.3, для розряджання подвійних формуючих ліній ПФЛ1—ПФЛ4 на навантаження треба з'єднати точки *б*, *а* або *б*, *в*. Якщо при цьому опір узгоджено з послідовно ввімкненими лініями, то до $R = n\rho$ буде прикладено прямокутний за формою імпульс напругою $nU_0/2$ (де n — число одинарних ліній), полярність якого у схемі, зображеній на рис. 14.19, протилежна полярності зарядної напруги.

З цієї точки зору ГІН (рис. 14.20) складено за зворотною схемою, тобто полярність вихідного імпульсу протилежна полярності зарядного пристрою.

У наведеній схемі комутатори у розрядному колі відсутні, що дає змогу збільшити струм у навантаженні.

У більшості ГІН, складених за схемою Аркадьєва—Маркса, для запуску вистачає одного керованого розрядника. Після його спрацювання до електродів некерованого ІП наступного ступеня ГІН прикладається потрібна для пробою перенапруга. У схемі, яку наведено на рис. 14.20, після пробою проміжку *FM*1 потенціали точок *в*, *б* розрядника *FM*2 знизяться на значення напруги на виході лінії ДФЛ-1 зі збереженням різниці потенціалів, тому пробій *FM*2 не відбудеться. У схемі передбачено примусове, але неодночасне керування спрацюванням розрядників *FM*1—*FM*4.

Як комутатори взято багатозазорні розрядники, керуючі електроди яких з'єднано зі спіральними генераторами СГ. Для того,

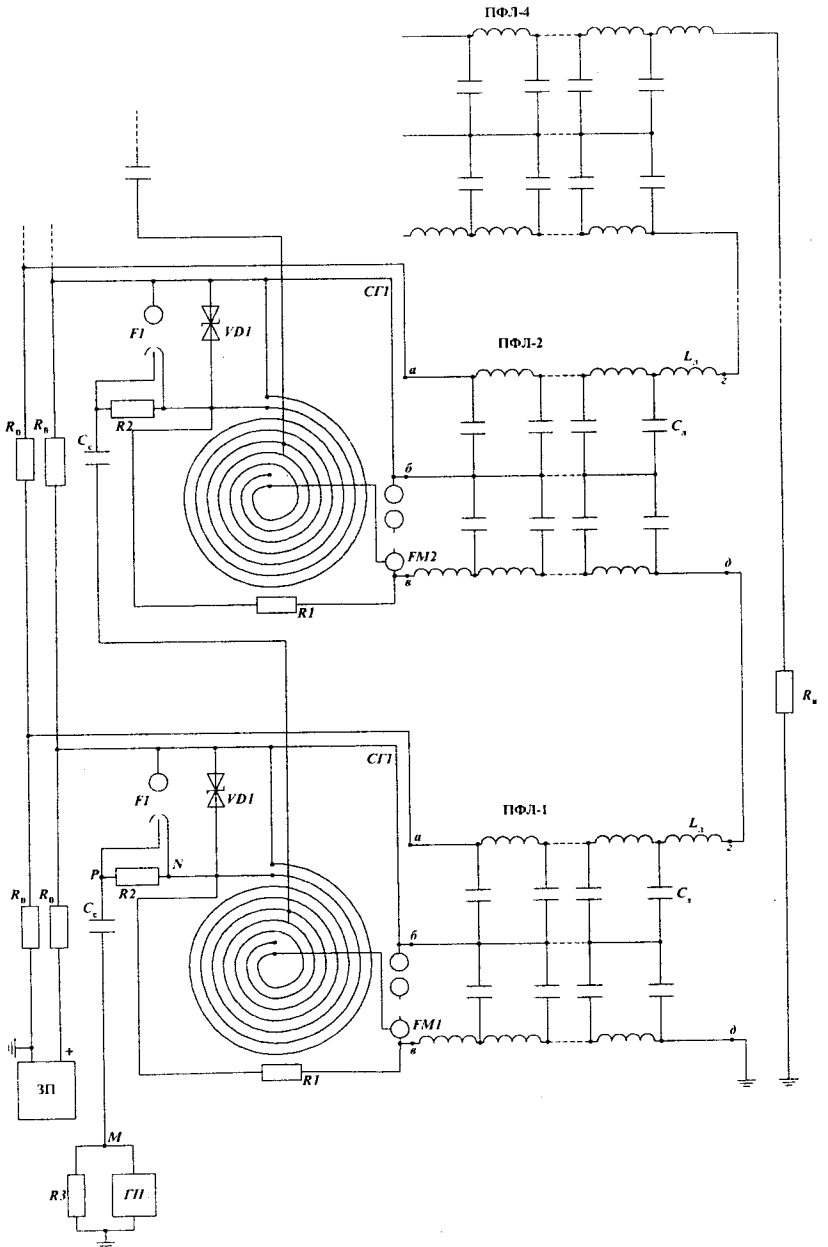


Рис. 14.20 Послідовне з'єднання ПФЛ у схемі ГІН.

щоб багатозазорний розрядник спрацював, на його керуючий електрод має надійти імпульс напругою 150 кВ. Після цього розрядник пробʼється незалежно від значення зарядної напруги подвійної формуючої лінії. Тому у схемі, яку розглянуто, не треба змінювати відстань між електродами проміжних розрядників *FM* для зміни амплітуди вихідного імпульсу напруги.

Спіральні генератори (СГ) і подвійні формуючі лінії (ПФЛ) заряджаються від спільного зарядного пристрою ЗП, напруга якого набагато вища за напругу заряду СГ і може змінюватися в процесі роботи. За цих умов зарядна напруга спіральних генераторів має залишатися стабільною (6...8 кВ), що забезпечується обмежувачами напруги *VD*, які можуть бути виконаними, наприклад, на основі кремнієвих стабілізаторів КСОН2-10/10. Різниця потенціалів між змінною напругою ЗП і стабілізованою напругою заряджання СГ виділяється на резисторі $R1$ (R_1=100 МОм) і ввімкненому паралельно йому конденсаторі C_c.

Наприклад, нехай зарядна напруга дорівнює 100 кВ. Після заряджання СГ і C_c потенціал точки *N* схеми дорівнює 92 кВ, а потенціал точки *M*—нулеві.

Щоб ГІН спрацював, достатньо подати в точку *M* від генератора підпалювання імпульс напруги амплітудою 20 кВ. При цьому зміниться потенціал точки *P* і падіння напруги на резисторі $R2$ (опір якого R_2=100 кОм) призведе до спрацювання тригатрона $F1$, який є комутатором спірального генератора СГ1. Цей генератор формує два імпульси напруги. Основний імпульс амплітудою 150 кВ подається на керуючий електрод багатозазорного розрядника $FM1$ і пробиває його. Пусковий імпульс амплітудою 20 кВ знімається з частини витків генератора СГ1 і запускає через конденсатор зв'язку тригатрон наступного спірального генератора СГ2. Так само послідовно спрацьовує решта спіральних генераторів усіх ступенів ГІН.

За даними [9], на узгодженому опорі навантаження діставали імпульси напруги, вершини яких видрізнялись від ідеально плоскої менш ніж на 2%. Відсутність викидів напруги на передньому і задньому фронтах пояснюється неодночасністю вмикання каскадів ПФЛ. З цієї самої причини згладжується передній фронт вихідного імпульсу.

14.5.2. Генератор наносекундних прямокутних імпульсів 500 кВ

Генератор імпульсів амплітудою 50...500 кВ тривалістю 10...40 нс і частотою слідування імпульсів від одиничних до 50 Гц описано в [10]. Тривалість фронту імпульсів становить 3 нс. Генератор призначений для живлення електронної трубки і застосовувався під час вивчення дії коротких електронних пучків на матеріали, накачки лазерів, нагрівання плазми тощо.

Принципову схему генератора показано на рис. 14.21.

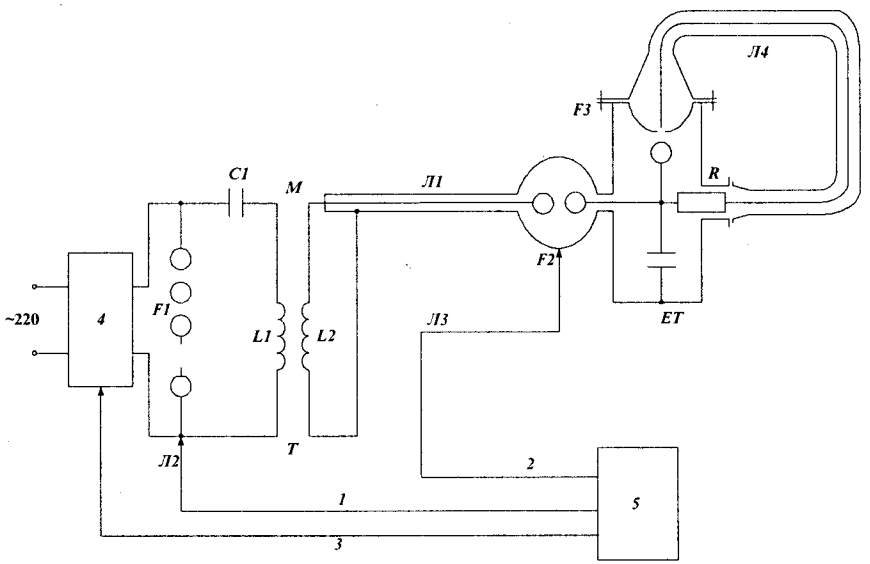


Рис. 14.21. Принципова схема генератора прямокутних імпульсів 500 кВ, 10...40 нс.

Джерелом зарядної напруги схеми є трансформатор Тесла *T* (див. п. 10.6.1), нагромаджувальним пристроєм – одинарна формуюча лінія *Л*1 (див. п. 14.1). Тривалість імпульсу регулюється зрізувальним розрядником *F*3. Трансформатор *T* виготовлено у вигляді двох коаксіальних циліндрів. Шість витків первинної обмотки закріплено всередині зовнішнього бакелітового циліндра, а 230 витків вторинної обмотки намотано на внутрішньому поліетиленовому циліндрі ніхромовим проводом. Як ізоляцію використано трансформаторне масло. Розсіювання деякої частини енергії на опорі 50 Ом вторинної обмотки сприяє зменшенню зносу комутатора формуючої лінії *F*2.

Електричні параметри трансформатора: C_1= 0,23 мкФ; L_1 = = 2 мкГн; C_2 =370 пФ; L_2= 1230 мкГн.

Отже, $L_1 C_1 = L_2 C_2$, коефіцієнт зв'язку K = 0,6.

Багатоелектродний розрядник $F1$ у первинному колі трансформатора має вісім зазорів і дає змогу, не змінюючи довжин проміжків, регулювати напругу в межах 3...30 кВ і здійснювати комутацію струмів до 15 кА за частоти вмикань 50 Гц.

У момент досягнення другого максимуму напруги у лінії $Л1$ (рис. 10.28,*а* за K = 0,6) від блока синхронізації *5* запускається розрядник $F2$, і на електронну трубку — навантаження формуючої лінії — надходить імпульс напруги з крутим фронтом.

Нагромаджувальну лінію $Л1$ виконано з латунних труб діаметрами D = 150 мм, d = 30 мм, що має хвильовий опір 60 Ом за довжини 4,5 м. Для скорочення власної індуктивності і часу комутації комутуючий розрядник $F2$ заповнено азотом під тиском 0,15 МПа.

Розрядник $F3$ формує зріз імпульса. Довжина імпульса задається регульованою довжиною кабелю $Л4$ типу КПВ з хвильовим опором 50 Ом. Розрядник виконано у вигляді тригатрона, який заповнено азотом при тиску 1 МПа.

Пристрій для синхронізації запуску розрядників і електронного осцилографа розміщено у пульті керування *5*, звідки здійснюється регулювання зазорів і тиску у розрядниках $F2$ і $F3$, а також напруги на первинній обмотці та частоти слідування імпульсів. Зарядний пристрій і регулятор напруги розміщено у блоці *4*.

За ємності електронної трубки 50 пФ тривалість фронту імпульсів дорівнювала 3 нс, а струм у трубці досягав 1 кА. У разі якщо амплітуди імпульсів були меншими за 100 кВ, для стабілізації роботи генератора тиск у розрядниках $F2$, $F3$ знижували приблизно у два рази.

Аналогічні результати можна дістати, замінивши трансформатор Тесла у схемі, яка зображена на рис. 14.21, на ГІН.

14.5.3. Генератор високовольтних наносекундних імпульсів з кабельним трансформатором

На рис. 14.22 показано схему генератора високовольтних наносекундних імпульсів з кабельним трансформатором T [11]. Як нагромаджувальний пристрій взято подвійну формуючу лінію (п. 14.2). Імпульсний трансформатор ввімкнуто у розрив жили (а не в розрив оплетень формуючої лінії) для виключення впливу паразитних ємностей оплетень плеча II на землю.

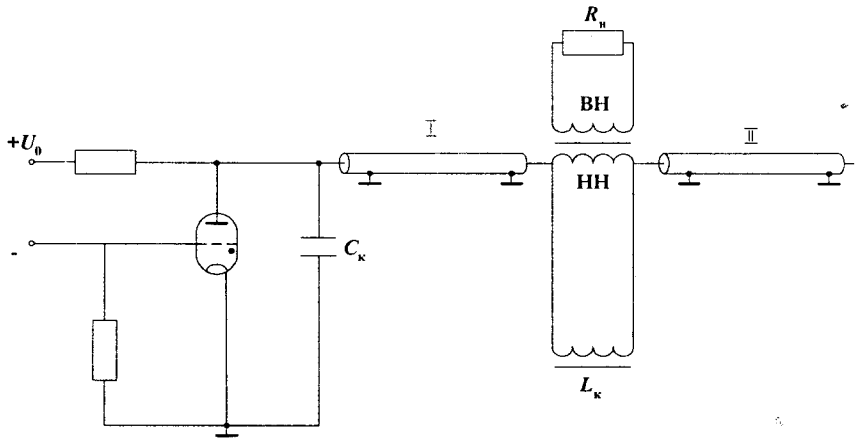


Рис. 14.22. Схема генератора високовольтних наносекундних імпульсів із кабельним трансформатором.

Як випливає з теорії формування імпульсів, напруги на виході ПФЛ, енергія, запасена в ній, повністю передається навантаженню тільки тоді, коли опір навантаження узгоджено з хвильовим опором лінії. У схемі, що розглядається, навантаження ввімкнено в коло обмотки ВН кабельного трансформатора. Опір навантаження, зведений до обмотки НН трансформатора,

$$R'_н = R_н \frac{1}{n^2},$$

де n — коефіцієнт трансформації кабельного трансформатора.

Зв'язок між хвильовим опором кабелю та опором навантаження визначається виразом

$$\rho = \frac{R_н}{2n^2}.$$

Якщо умови узгодження кабелю, трансформатора і навантаження не виконуються, то на фронті імпульсу з'являються сходинки. Щоб уникнути їх появи, автори схеми рекомендують паралельно кабельному трансформатору вмикати індуктивність $L_к$, яка входить у насичення наприкінці імпульсу і шунтує можливі перенапруги, які виникають на обмотці НН.

Ємність $C_к$ служить для корекції фронту імпульсу.

Наведена схема характеризується простотою і дозволяє формувати імпульси напруги тривалістю до десятків наносекунд з амплітудою до 100 кВ і потужністю до кількох десятків мегават [11].

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Поясніть принцип дії генератора наносекундних імпульсів на основі одинарної формуючої лінії.
2. Поясніть принцип дії генератора наносекундних імпульсів на основі подвійної формуючої лінії.
3. Наведіть схеми смужкової та коаксіальної подвійних формуючих ліній.
4. Поясніть режим роботи генератора наносекундних імпульсів з послідовним вмиканням подвійних формуючих ліній.
5. Поясніть принцип дії спірального генератора.
6. Наведіть розгорнуту схему спірального генератора та еквівалентну їй схему з зосередженими параметрами.
7. Назвіть причини зниження коефіцієнта використання спірального генератора та способи їх усунення.
8. Наведіть схему і поясніть роботу ГІН із заміною конденсаторів подвійними формуючими лініями.
9. Наведіть схему і поясніть роботу генератора наносекундних прямокутних імпульсів з частотним режимом.
10. Наведіть схему і поясніть роботу генератора наносекундних імпульсів з кабельним трансформатором.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Blumlein A. D.* Patent USA N 589127. — 1941.
2. *Месяц Г. А., Насибов А. С., Кремнев В. В.* Формирование наносекундных импульсов высокого напряжения. — М.: Энергия, 1970. — 152 с.
3. *Кремнев В. В., Месяц Г. А.* Методы умножения и трансформации импульсов в сильноточной электронике. — Новосибирск: Наука, 1987. — 224 с.
4. *Fitch R. A., Howell V. T. S.* Novel principle of transient high-voltage generation //Proc. IEEE Electronics Power Science and General. — Vol. 111. — 1964. — N 4. — P. 849—855.
5. *Козлов М. И., Волков С. В., Голобокий Г. К.* Увеличение выходного напряжения импульсных генераторов спирального типа //Приборы и техника эксперимента. — 1975. — № 5. — С. 102—103.

Розділ IV
ВИМІРЮВАННЯ ВИСОКИХ НАПРУГ

Сучасний етап науково-технічного розвитку характеризується широким застосуванням техніки високих напруг в електрофізичних, екологічних, електротехнологічних, енергетичних установках і системах. Дана обставина, а також об'єктивно існуюча тенденція підвищення вірогідності інформації викликають необхідність розвитку вимірювань високих напруг для сталих і перехідних режимів. Серед використовуваних для цього масштабних перетворювачів високих напруг особливо виділяються трансформатори і подільники напруги як пристрої, що характеризуються, в основному, прийнятною точністю, практичною можливістю виготовлення, що й обумовило їх значне поширення, розмаїтість типів і виконань.

У ряді провідних організацій України й інших країн певних результатів досягнуто у створенні вимірювальних трансформаторів і подільників напруги, які експлуатуються у промисловості, а також при дослідженнях і випробовуваннях високовольтного електроенергетичного устаткування. Однак такі перетворювачі напруги не можуть бути застосовані, наприклад, для вимірювальних систем рентгенівських томографів, нових діагностичних і електротехнологічних установок тощо, де висуваються вимогами не тільки зниження габаритів конструкцій, а й підвищення точності визначення високих напруг у широкому діапазоні частот.

Незважаючи на значні досягнення у даній галузі, досі не запропонована методологія прецизійних вимірювань різних видів високих напруг на основі єдиного підходу. Необхідність вирішення перерахованих питань викликала потребу розвитку розробок в області вимірювання високих напруг і пов'язаних з ним завдань, вироблення нових принципових положень.

Традиційні засоби вимірювання високих напруг (кіловольтметри, кульові вимірювальні розрядники та ін.) достатньо розвинуті і описані у відомій літературі [1—3]. Проте актуальною залишається розробка ряду теоретичних положень і практичних рекомендацій, які б дозволили значно підвищити точність вимірювання висо-

ких напруг (йдеться про удосконалення масштабних перетворювачів високої напруги (МПВН) різних типів, розширення їх функціональних можливостей, а також розвиток методів визначення їх характеристик).

Створення вимірювальних систем масштабних перетворювачів, які без спотворень можуть трансформувати високі напруги в область умовно названих низьких напруг, яка становить десятки — сотні вольт, ідеально вирішило б проблему вимірювання високих напруг для потреб практики. Крім того, оскільки найважливішою характеристикою таких перетворювачів є масштабний коефіцієнт, то стає можливим створення атестованих перетворювачів на основі еталонних установок прецизійного вимірювання їх масштабних коефіцієнтів при робочих напругах (без «абсолютних» вимірювань вищої точності на високій напрузі). Одержане таким чином комплексне вирішення питань розробки МПВН разом з їх метрологічним забезпеченням дає можливість розв'язання проблеми вимірювань високих напруг відповідно до останніх рекомендацій Міжнародної електротехнічної комісії [4]. У наступній главі розглянуто комплекс методів визначення масштабних коефіцієнтів МПВН, реалізований у ряді практично виконаних і впроваджених вимірювальних установок.

Глава 15
МЕТОДИ ВИЗНАЧЕННЯ МАСШТАБНИХ КОЕФІЦІЄНТІВ ВИМІРЮВАЛЬНИХ СИСТЕМ МАСШТАБНИХ ПЕРЕТВОРЮВАЧІВ ВИСОКИХ НАПРУГ НА ОСНОВІ ПОРІВНЯНЬ НОМІНАЛЬНО ОДНАКОВИХ ЧИ БЛИЗЬКИХ НАПРУГ

(В. О. Бржезицький, В. В. Копшин)

15.1. Метод порівнянь напруг з використанням рівноподіленої міри відношення високих напруг

Метод передбачає використання речовинної міри відношення напруг, як таку можуть застосовувати подільник, трансформатор, інші типи МПВН (рис. 15.1), з i-відводами ($1 \leqslant i \leqslant n$) по групі ступенів, номінальне значення напруг на яких дорівнює номінальній вихідній напрузі міри.

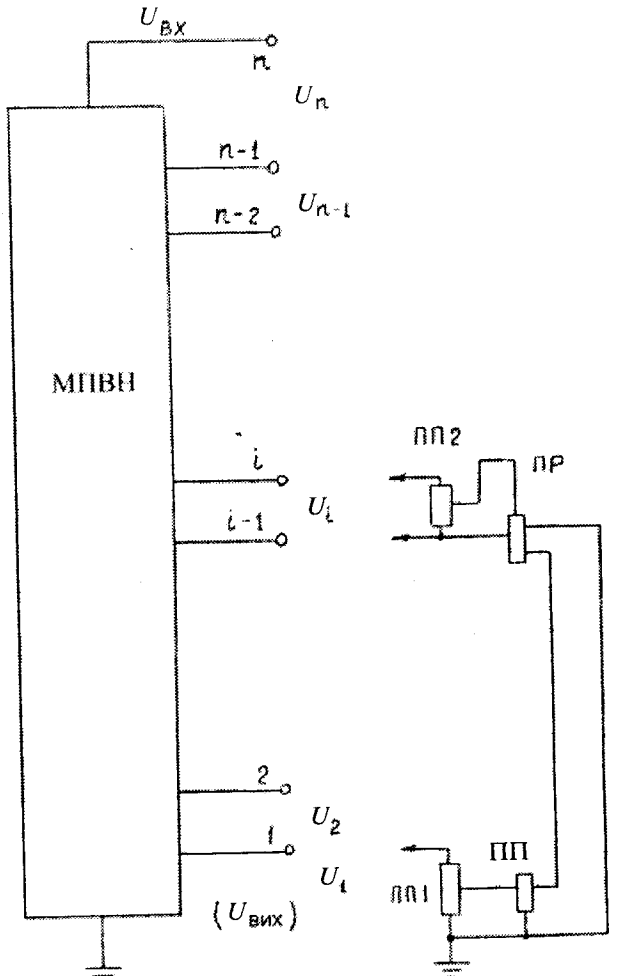


Рис. 15.1. Рівноподілена міра відношення високих напруг.

Спочатку розглянемо синусоїдальну змінну напругу. Напруга $\dot{U}_{вх}$ (на вході вимірювальної системи (ВС) МПВН), її вихідна напруга ($\dot{U}_{вих} = \dot{U}_1$) контролюється за допомогою прецизійного вимірника низьких напруг (НН). Як такий можуть використовуватися різні типи вольтметрів, аналізаторів та ін. Завданням є визначення масштабного коефіцієнта ВС ($K_{вс} = \dot{U}_{вх}/\dot{U}_{вих}$) з високою точністю.

Дана задача може бути розв'язана шляхом порівнянь напруг на i-ступенях з напругою виходу ВС МПВН (відомо, що порівняння

приблизно однакових напруг може бути виконане з дуже високою точністю (з похибкою $10^{-5}...10^{-6}$ відн. од.)). Визначимо відношення напруг $\dot{U}_i$, $\dot{U}_{вих} = \dot{U}_1$ у вигляді

$$\frac{\dot{U}_i}{\dot{U}_1} = \dot{K}_i = (1+f_i)\cdot\exp(j\delta_i), \tag{15.1}$$

де f_i, δ_i — похибка за напругою (модулем) і кутова похибка $\dot{U}_i$ відносно $\dot{U}_1$. Масштабний коефіцієнт вимірювальної системи, використовуючи властивість адитивності потенціалу (у даному випадку $\dot{U}_{вх} = \dot{U}_1 + \dot{U}_2 + ... + \dot{U}_n$), може бути поданий таким чином:

$$\dot{K}_{вс} = \frac{\dot{U}_{вх}}{\dot{U}_{вих}} = \frac{\sum_{i=1}^{n}\dot{U}_i}{\dot{U}_1} = 1 + \sum_{i=2}^{n}(1+f_i)\cdot\exp(j\delta_i) =$$

$$= n(1-f_{вс})\cdot\exp(-j\delta_{вс}), \tag{15.2}$$

де $f_{вс} = -\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n} f_i$, $\delta_{вс} = -\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n}\delta_i$ (при звичайному допущенні $|f_i|, |\delta_i| << 1$).

Величини $f_{вс}$, $\delta_{вс}$ являють собою, відповідно, похибку напруги і кутову похибку ВС МПВН (у відносних одиницях і радіанах).

Важливо підкреслити, що за наявності похибок визначення складових формули (15.1) (наприклад, Δf_i, $\Delta\delta_i$) відповідні значення похибок $\Delta f_{вс}$, $\Delta\delta_{вс}$ згідно з (15.2) будуть такими:

$$f_{вс} = -\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n} f_i;\ \delta_{вс} = -\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n}\delta_i. \tag{15.3}$$

Отже, сумарні абсолютні значення похибок $\dot{K}_{вс}$, обчислених даним методом, будуть меншими від максимальних значень похибок f_i, δ_i для кожної з операцій порівняння напруг. А внаслідок випадкового «випадання» знаків Δf_i, $\Delta\delta_i$ та їх підсумовування у (15.3) значення $\Delta f_{вс}$, $\Delta\delta_{вс}$ можуть бути істотно меншими від похибок Δf_i, $\Delta\delta_i$ при окремих операціях вимірювання $\dot{K}_i$ (15.1).

У загальному випадку номінальне значення масштабного коефіцієнта (МК) МПВН може не дорівнювати n (але бути близьким до нього, припустимо $n' \sim n$). У цьому разі дійсне значення МК і кутова похибка також обчислюються за (15.2). Однак похибка напруги має бути визначена аналогічно (15.2) за скоригованою формулою (дається без виведення)

$$f'_{вс} = f_{вс} + \frac{n'}{n} - 1. \tag{15.4}$$

Для ілюстрації розглянемо такий приклад. Припустимо, що номінальне значення вхідної напруги декількох МПВН $U_{вх}$ = 1000 В, а їх

вихідна напруга $U_{вих}$ = 110 В. Необхідно знайти їх масштабні коефіцієнти з високою точністю. Для цього виконаємо хоча б один з них (чи окремий зразок) рівноподіленим з номінальними напругами $\dot{U}_{1н}$=110 В, $\dot{U}_{2н}=\dot{U}_{3н}=...=\dot{U}_{9н}$=(1000 – 110)/8 = 111,25 В.

Тоді за результатами порівняння напруг з (15.2), (15.4):

$$f_{ВС}=-\frac{1}{9}\sum_{i=2}^{9}f_i;\quad \delta_{ВС}=-\frac{1}{9}\sum_{i=2}^{9}\delta_i;\quad f'_{ВС}=f_{ВС}+\frac{1000/110}{9}-1.$$

Зокрема, для ідеального варіанта, коли дійсні напруги збігаються з номінальними,

$$f_{ВС}=-\frac{1}{9}\left[8\left(\frac{111.25}{110}-1\right)\right]=-0{,}01010098;$$

$\delta_{ВС}$ = 0 та $f'_{ВС}$ = – 0,01010098 + 0,010101 = 0,00000002,

(тобто нуль з похибкою обчислень). За атестованим даним методом зразком МПВН (виконаним рівноподіленим) шляхом порівняння двох МПВН з настільки ж високою точністю можуть бути знайдені масштабні коефіцієнти інших зразків перетворювачів напруги.

У разі коли n' значно відрізняється від n (на частки n), є дробовим чи ірраціональним, масштаб напруги $\dot{U}_1$ МПВН додатково перетворюється (як правило, зменшується) за допомогою поширених прецизійних масштабних перетворювачів НН (МПНН).

Варіантом розглянутого методу для випадку, коли досліджуваний МПВН не може бути виконаний рівноподіленим, є використання допоміжного рівноподіленого перетворювача (ДМПВН), включеного паралельно досліджуваному за високою напругою (рис. 15.2). Тоді

$$\dot{K}_{ВС}=\frac{\dot{U}_{вих}}{\dot{U}_{вих}}=\frac{\sum_{i=1}^{n}\dot{U}_i}{\dot{U}_1}\cdot\frac{\dot{U}_1}{'\dot{U}_1}\cdot\frac{'\dot{U}_1}{\dot{U}_{вих}}=$$

$$=nK_{МПНН}\left[1+\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n}(1+f_i)\exp(j\delta_i)\right]\cdot(1+f_{МПНН})\exp(j\delta_{МПНН})\cdot$$

$$\times(1+f_{вих})\exp(j\delta_{вих})=nK_{МПНН}\cdot(1-f_{ВС})\cdot\exp(-j\delta_{ВС}),\qquad(15.5)$$

та $f_{ВС}=-\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n}f_i-f_{МПНН}-f_{вих}$, $\delta_{ВС}=-\frac{1}{n}\sum_{i=2}^{n}\delta_i-\delta_{МПНН}-\delta_{вих}$,

де $K_{МПНН}$ — номінальний коефіцієнт МПНН, що дорівнює відношенню $U_{1н}/U_{вихн}$;

$f_{МПНН}$, $\delta_{МПНН}$ — його складові похибки; $f_{вих}$, $\delta_{вих}$ — похибки напруги $'\dot{U}_1$ відносно $\dot{U}_{вих}$.

При цьому $f_{МПНН}$, $\delta_{МПНН}$ визначаються за паспортними даними (технічними характеристиками) МПНН, а $f_{вих}$, $\delta_{вих}$ — у результаті операції порівняння напруг $'\dot{U}_1$, $\dot{U}_{вих}$.

Перевагою розглянутої модифікації методу є можливість застосування для ряду діапазонів напруг і масштабних коефіцієнтів МПНН того самого ДМПВН.

При обчисленні значень $\dot{K}_{вс}$, що мають порядок десятків і сотень одиниць, доцільно перейти до використання груп ступенів ДМПВН (рис. 15.3, число груп дорівнює 3). Тоді ДМПВН як рівноподільна міра відношень високих напруг має містити відводи з такими номінальними значеннями напруг (від $U_{вхн}$):

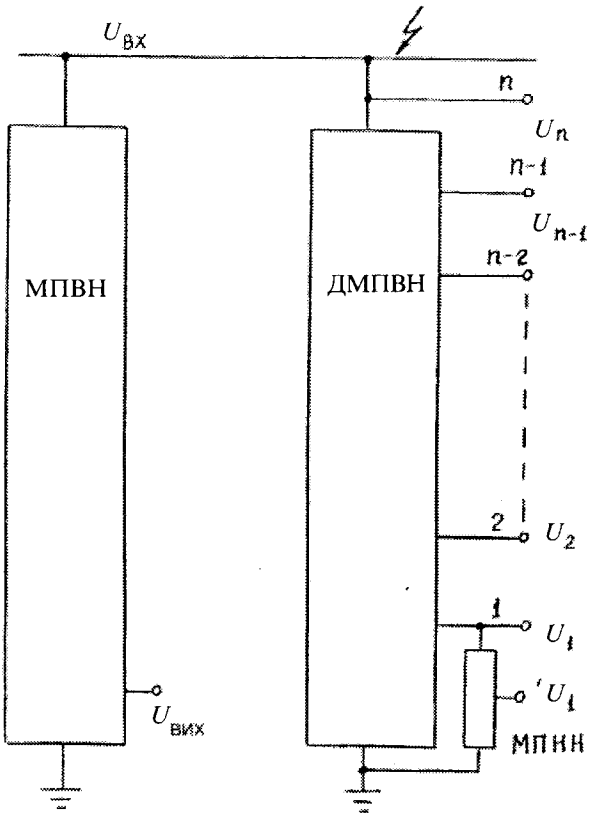


Рис. 15.2. Використання допоміжного рівноподіленого масштабного перетворювача високої напруги.

$$\frac{1}{n},\frac{2}{n},\frac{3}{n},\ldots\frac{n}{n}\ \text{(перша, } n\text{-група)};$$

$$\frac{1}{n\cdot m},\frac{2}{n\cdot m},\frac{3}{n\cdot m},\ldots\frac{m}{n\cdot m}\ \text{(друга, } m\text{-група)};$$

$$\frac{1}{n\cdot m\cdot q},\frac{2}{n\cdot m\cdot q},\frac{3}{n\cdot m\cdot q},\ldots\frac{q}{n\cdot m\cdot q}\ \text{(третя, } q\text{-група)};$$

де n, m, q — числа натурального ряду.

Остання (найбільш висока) напруга третьої групи збігається з першим значенням напруги другої групи і т. д., при цьому необхідна зага-

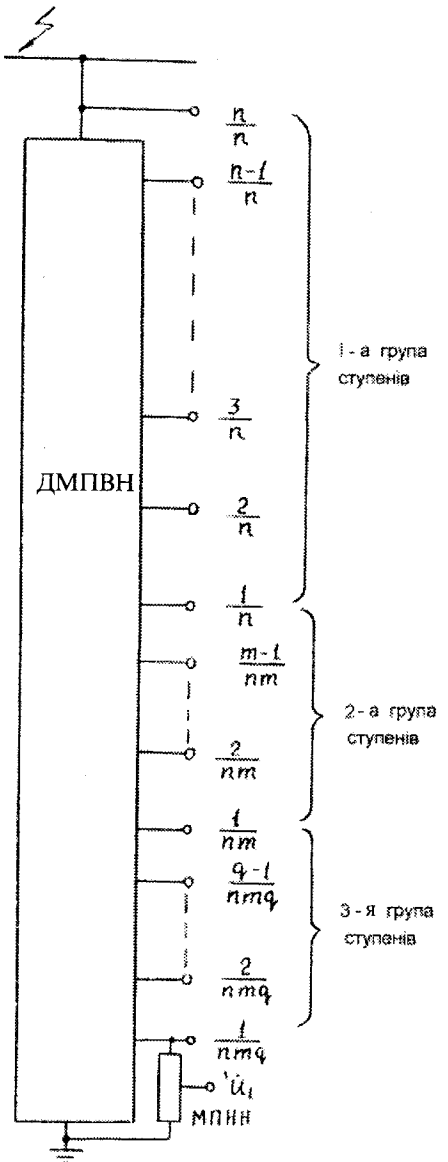


Рис. 15.3. Використовуваний допоміжний масштабний перетворювач високої напруги з трьома групами ступенів.

льна кількість відводів (крім виводу заземлення і входу) становитиме $q + m + n - 3$ і номінальне значення масштабного коефіцієнта $K_{\text{МПВН}} = n \cdot m \cdot q$. Наприклад, при загальній кількості відводів 10 номінальне значення $K_{\text{ДМПВН}} = 80 (q = 4, m = 4, n = 5)$. Дійсне значення $K_{\text{ДМПВН}}$ у цьому випадку аналогічно буде:

$$\dot{K}_{\text{ДМПВН}} = \frac{\sum_{i=1}^{n} \dot{U}_{in}}{\dot{U}_{1n}} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{m} \dot{U}_{im}}{\dot{U}_{1m}} \cdot \frac{\sum_{i=1}^{q} \dot{U}_{iq}}{\dot{U}_{1q}} =$$

$$= n \cdot m \cdot q \cdot \left[1 + \frac{\sum_{i=2}^{n} f_{in}}{n} + \frac{\sum_{i=2}^{m} f_{im}}{m} + \right.$$

$$\left. + \frac{\sum_{i=2}^{q} f_{iq}}{q} + j \left(\frac{\sum_{i=2}^{n} \delta_{in}}{n} + \right. \right.$$

$$\left. \left. + \frac{\sum_{i=2}^{m} \delta_{im}}{m} + \frac{\sum_{i=2}^{q} \delta_{iq}}{q} \right) \right]. \quad (15.6)$$

Тоді масштабний коефіцієнт вимірювальної системи ДМПВН згідно з (15.5) становитиме:

$$\dot{K}_{\text{ВС}} = n \cdot m \cdot q \cdot K_{\text{МПНН}} \times$$

$$\times (1 - f_{\text{ВС}}) \cdot \exp(-j\delta_{\text{ВС}}), \quad (15.7)$$

$$f_{\text{ВС}} = -\frac{\sum_{i=2}^{n} f_{in}}{n} - \frac{\sum_{i=2}^{m} f_{im}}{m} - \frac{\sum_{i=2}^{q} f_{iq}}{q} -$$

$$- f_{\text{МПНН}} - f_{\text{вих}},$$

$$\delta_{\text{ВС}} = -\frac{\sum_{i=2}^{n}\delta_{in}}{n} - \frac{\sum_{i=2}^{m}\delta_{im}}{m} - \frac{\sum_{i=2}^{q}\delta_{iq}}{q} - \delta_{\text{МПНН}} - \delta_{\text{вих}}.$$

Отримане значення $\dot{K}_{\text{ВС}}$ не залежить (у межах забезпечення малості f_i, δ_i) від розбивки ДМПВН на ступені та групи, тобто останній може застосовуватися неатестований (однак працюючий у певних межах стабільності) масштабний перетворювач напруги.

Операції порівняння напруг ступенів можуть виконуватися за допомогою вимірювальних кіл ПП1, ПП і ПП2, ПР (див. рис. 15.1), де ПП1, ПП2 — понижуючі (однотипні) масштабні перетворювачі напруги; ПР — розділюючий МП; ПП — прилад порівняння напруг.

При підключенні вимірювальних кіл до МПВН необхідно запобігати зміні режимів його роботи і навантаження. Прилад порівняння напруг та інші елементи повинні працювати на різних гармоніках частотного спектра вимірюваної високої напруги. Для уникнення впливу деякої неідентичності вимірювальних кіл проводиться калібрування кола ПП2, ПР при його паралельному підключенні ПП1, ПП. Первинна висока напруга (за формою кривої та амплітудою) будується за даними аналізу вихідної напруги, виконаного за допомогою низьковольтних ЗВТ, з урахуванням визначених масштабних коефіцієнтів МПВН для основної частоти і гармонік пропонованим методом.

Розроблений метод не має принципових обмежень за частотами, формою і рівнем напруги, забезпечуючи найвищу точність вимірювання масштабного коефіцієнта при високих напругах. За його допомогою можуть бути виконані первинні вимірювання тангенса кута втрат у зразкових газонаповнених конденсаторах, в елегазовій ізоляції, визначення струмів витоку при високій напрузі.

15.2. Метод визначення похибок незаземлюваних масштабних перетворювачів високої напруги

Як випливає з підрозділу 15.1, значення похибок безпосередньо пов'язані з масштабними коефіцієнтами МПВН, тому в даному розділі обмежимося обчисленням похибок МПВН, що незаземлюються (НМПВН).

Донедавна [5] фактично не існувало методів і засобів експериментального визначення характеристик НМПВН (як особливого виду засобів вимірювальної техніки), що являють собою узагальне-

ний тип масштабних перетворювачів напруги (у порівнянні з поширеними заземлюваними МПВН).

Виклад буде даний для незаземлюваного трансформатора високої напруги (при цьому під ТН маємо на увазі узагальнений тип масштабного перетворювача високої напруги), і спочатку для напруг, що синусоїдально змінюються.

У загальному випадку режим незаземлюваного трансформатора, як масштабного перетворювача напруги (рис. 15.4,а (*1* — корпус, що заземлюється; *2* — магнітопровід, який звичайно з'єднується з корпусом; *A*, *X* — первинна й *a*, *x* — відповідно вторинна обмотки; *z* — навантаження трансформатора)), характеризується потенціалами $\dot{U}'$, $\dot{U}''$, $\dot{U}_2$ на виводах *X*, *A*, *a*. Електромагнітні процеси в трансформаторі пов'язані з нелінійними явищами у високовольтній ізоляції і магнітному колі, внаслідок чого вихідна напруга $\dot{U}_2$ складним чином залежить від $\dot{U}'$ та $\dot{U}''$. В існуючій

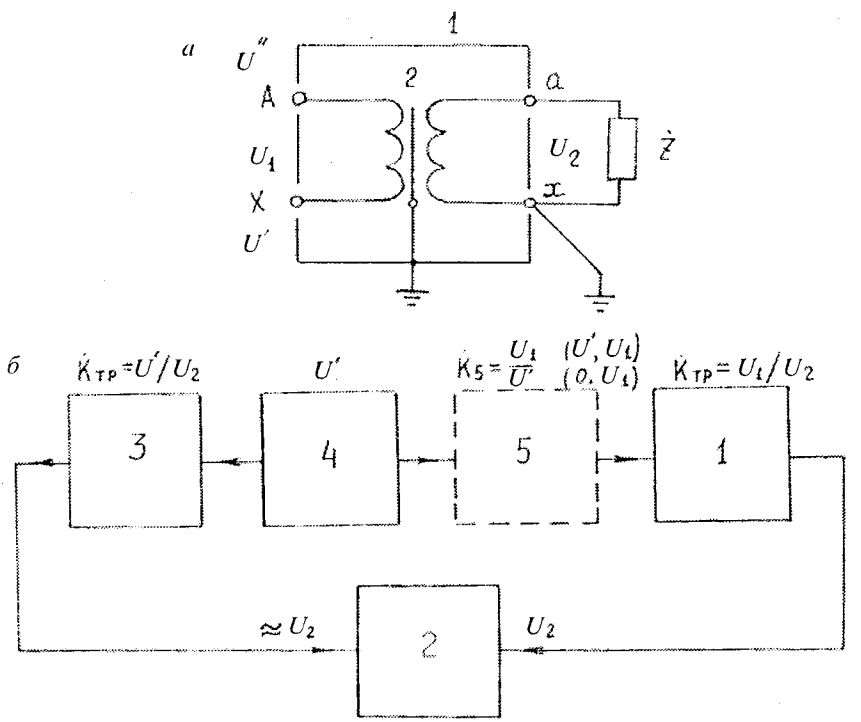


Рис. 15.4. До визначення похибки незаземлюваного масштабного перетворювача високої напруги.

практиці перевірка незаземлюваних трансформаторів проводиться так само, як і заземлюваних ТН, тобто при заземленні виходу X і значенні потенціалу $\dot{U}' = 0$. Тим самим у результати вимірювань, визначення похибки трансформаторів вноситься неконтрольована і невідома складова, значення якої може бути досить велике, оскільки ємнісні струми первинної обмотки, що за інших рівних умов залежать від $\dot{U}'$, звичайно перевищують її «робочі» струми, обумовлені навантаженням $\dot{z}$ і параметрами магнітопроводу.

Похибка незаземлюваного трансформатора взагалі може бути визначена залежною від потенціалу $\dot{U}'$ на виході X його первинної обмотки і напруги $\dot{U}'' - \dot{U}' = \dot{U}_1$, прикладеної до первинної обмотки. Тоді похибка трансформатора (наприклад, його похибка напруги) може бути подана у вигляді:

$$f(\dot{U}', \dot{U}_1) = f(0, \dot{U}_1) + \Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1), \qquad (15.8)$$

де $f(0, \dot{U}_1)$ — похибка трансформатора при заземленні виводу X (при $\dot{U}' = 0$) і напрузі на первинній обмотці $\dot{U}_1$; $\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1)$ — зміна похибки трансформатора при незмінній напрузі $\dot{U}_1$ на його первинній обмотці та зміні потенціалу виводу X від $\dot{U}'$ до 0 ($\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1) = f(\dot{U}', \dot{U}_1) - f(0, \dot{U}_1)$). Аналогічне співвідношення може бути сформульовано для кутової похибки трансформатора.

У зв'язку з тим, що значення $f(0, \dot{U}_1)$, $\delta(0, \dot{U}_1)$ знаходять за методами, викладеними у підрозділі 15.1, визначення $f(\dot{U}', \dot{U}_1)$, $\delta(\dot{U}', \dot{U}_1)$ доцільно виконувати за допомогою (15.8) і вимірювання складових $\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1)$, $\Delta\delta(\dot{U}', \dot{U}_1)$. При розробці методу експериментального визначення зміни похибок трансформатора $\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1)$, $\Delta\delta(\dot{U}', \dot{U}_1)$ необхідно враховувати такі особливості:

— на сьогодні відсутні еталони чи зразкові засоби для знаходження похибки трансформаторів, що незаземлюються (при $\dot{U}' \neq 0$);

— при визначенні $\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1)$, $\Delta\delta(\dot{U}', \dot{U}_1)$ повинна зберігатися незмінною напруга на первинній обмотці трансформатора $\dot{U}_1$ і фізично має відбуватися зміна потенціалу виводу X від $\dot{U}'$ до 0;

— має залишатись незмінним навантаження трансформатора $\dot{z}$;

— співвідношення $\dot{U}'$ і $\dot{U}_1$ у загальному випадку повинно бути довільним (хоча в кожному випадку воно є визначеним).

Розроблений метод ґрунтується на тому, що досліджуваний трансформатор *1* (рис. 15.4,б) порівнюється за вторинною напругою приладом порівняння *2* з опорним трансформатором *3*, підключеним до джерела напруги *4*. При цьому результат вимірювань визначається як різниця показань *2*, одне з яких відповідає стану

трансформатора *1* у режимі $\dot{U}'$, $\dot{U}_1$, а друге у режимі 0, $\dot{U}_1$. Через першу з названих особливостей створення прецизійного джерела з відповідними напругами ($\dot{U}'$, $\dot{U}_1$ та їх комбінацією) неможливе. А функції дворежимного джерела має виконати деякий проміжний масштабний перетворювач *5*, два варіанти режиму вихідної напруги якого можуть бути отримані, наприклад, шляхом переключення полярності його входу. Нехай напруга джерела *4* відповідає $\dot{U}'$, тоді при коефіцієнті перетворення блоку *5* $\dot{K}_5 = \dot{U}_1 / \dot{U}'$ його вихідна напруга становитиме $\dot{U}_1$. Пряме і зворотне підключення перетворювача *5* до джерела *4* дозволить одержати на вході *1* сполучення напруг $\dot{U}'$, $\dot{U}_1$, (на рис. 15.4,*б* показані у дужках) і, таким чином, визначити зміни $\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1)$, $\Delta\delta(\dot{U}', \dot{U}_1)$. Однак, як буде ясно нижче, необхідно також забезпечити зміну кута фазового зсуву вихідної напруги *3* на π.

Детальний виклад методу може бути зроблений за схемою рис. 15.5, де

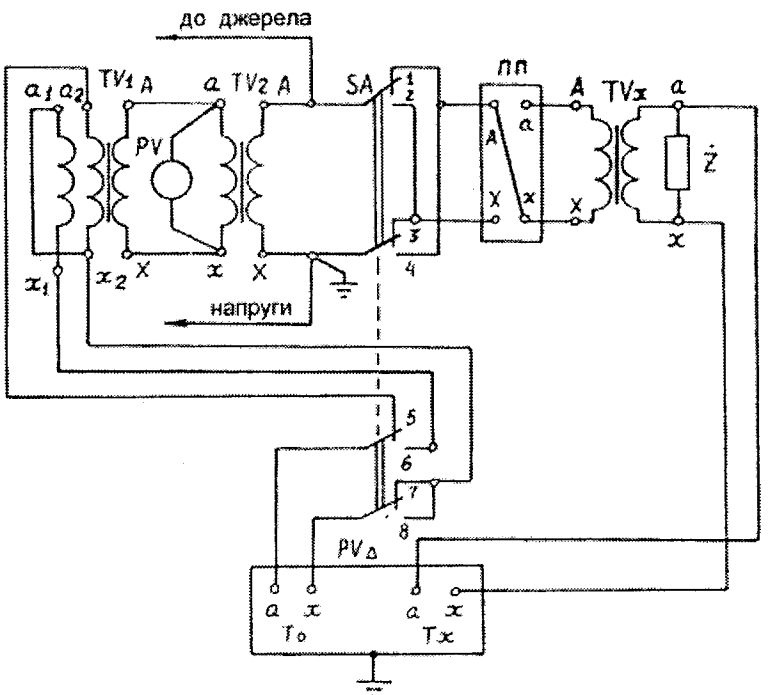


Рис. 15.5. Схема визначення похибки незаземлюваного трансформатора напруги TV_x.

TV_1 — вихідний трансформатор з двосекційною вторинною обмоткою;

pV — вольтметр вторинної напруги опорного трансформатора напруги TV_2;

SA — перемикач (на схемі показане «пряме» включення вузлів);

ПП — проміжний масштабний перетворювач напруги;

TV_x — досліджуваний трансформатор напруги;

$\dot{z}$ — навантаження трансформатора TV_x;

pV_Δ — прилад порівняння напруг.

При прямому включенні вузлів, що відповідає наведеному на рис. 15.5 положенню контактів перемикача SA, потенціал на вході X досліджуваного трансформатора дорівнює $\dot{U}'$, а напруга на первинній обмотці TV_x, відповідно, $\dot{U}_1$.

За аналогією з трансформаторами, що заземлюються, введемо номінальне значення коефіцієнта трансформації TV_x у вигляді $\dot{K}_н = \dot{U}_{1н}/\dot{U}_{2н}$, де $\dot{U}_{1н}$, $\dot{U}_{2н}$ — номінальні значення первинної і вторинної напруг досліджуваного трансформатора. На відміну від трансформаторів, що заземлюються, коефіцієнт трансформації конкретного зразка $TV_x(\dot{K})$, крім відомих факторів ($\dot{U}_1$, $\dot{z}$, частота напруги й ін.), залежатиме також від коефіцієнта, що характеризує значення потенціалу $\dot{U}'$ на вході трансформатора: $\dot{K}_{вх} = \dot{U}'/\dot{U}_1$. При цьому номінальне значення $\dot{K}_{вхн} = \dot{U}'_н/\dot{U}'_{нн}$, де $\dot{U}'_н$ — номінальне значення потенціалу $\dot{U}'$. Для забезпечення роботи приладу порівняння pV_Δ у режимі його мінімальної похибки «сумарний» коефіцієнт групи TV_2, TV_1 $\dot{K}_{TV_1,TV_2} = \dot{K}_{TV_1} \cdot \dot{K}_{TV_2}$ має бути близьким до номінального значення $\dot{K}'_н = \dot{U}'_н/\dot{U}_{2н} = \dot{K}_н \cdot \dot{K}_{вхп}$, тобто $\dot{K}_{TV1}\dot{K}_{TV2} \cong \dot{K}_н \cdot \dot{K}_{вхп}$. Номінальне значення коефіцієнта перетворення проміжного перетворювача у цьому разі становитиме: $\dot{K}_{ППн} = 1/\dot{K}_{вхп}$.

У режимі прямого включення (досягнення рівня напруги джерела, що дорівнює $|\dot{U}'|$, забезпечується його регулюванням при контролі напруги за вольтметром pV при відомім коефіцієнті трансформації TV_2) виконується відлік показань приладу порівняння pV_Δ, відповідно, за похибкою напруги і кутової похибки $f_н$, $\delta_н$ (при цьому вихід групи TV_1, TV_2 підключений до вхідних зажимів «зразкового», а вихід TV_x — досліджуваного трансформатора в приладі pV_Δ (рис. 15.5)).

Для «зворотного» включення вузлів (положення контактів перемикача SA, будуть протилежними показаним на схемі рис. 15.5) і тієї ж напруги джерела $|\dot{U}'|$ вхід X досліджуваного трансформато-

ра є заземленим, а його первинна обмотка включена на напругу $\dot{U}_1$. На входи ж pV_Δ надходять напруги різної полярності. Дана ситуація, коли необхідно порівнювати напруги протилежної полярності, часто зустрічається при прецизійних вимірюваннях похибок високовольтних трансформаторів напруги. У розглянутій схемі вона розв'язується шляхом відповідного переключення двосекційної вторинної обмотки TV_1, при якому вихідна напруга групи TV_2, TV_1 також змінює свою полярність.

Після встановлення режиму зворотного включення виконується відлік показань приладу порівняння $pV_\Delta(f_{зв}, \delta_{зв})$, шукані зміни похибок трансформатора становлять:

$$\Delta f(\dot{U}', \dot{U}_1) = f_П - f_{зв}, \qquad (15.9)$$

$$\Delta\delta(\dot{U}', \dot{U}_1) = \delta_{II} - \delta_{зв}. \qquad (15.10)$$

При застосуванні описаного методу для визначення тих змін похибок Δf, $\Delta\delta$ трансформатора, що незаземлюється, які обумовлені зміною потенціалу на вході його первинної обмотки, не висувається особливих вимог до метрологічної атестації групи TV_2, TV_1, оскільки умова $\dot{K}_{TV_1}\dot{K}_{TV_2} \cong \dot{K}_н \cdot \dot{K}_{вхн}$ може виконуватися приблизно (наприклад, до похибки $\sim 10^{-2}$ відн. од.).

Якщо ж досліджувати несинусоїдальні u', u_1, а напруги довільної форми змінного струму, то виникають два питання, пов'язані з несинусоїдальністю вихідної напруги НМПВН $u_2(t)$ і роботою проміжного масштабного перетворювача *5* (див. рис. 15.4,б). Щодо несинусоїдальності вихідної напруги досліджуваного НМПВН підхід є таким же, як і в загальному випадку (п. 15.1): забезпечення працездатності елементів методу при частотах спектра гармонік напруги і роздільне визначення масштабних коефіцієнтів (чи зв'язаних з ними значень похибок) на кожній з гармонік, що враховуються.

Робота проміжного перетворювача *5* у загальному випадку відрізняється від розглянутого вище тим, що при заданій напрузі $u'(t)$ на вході *X* НМПВН (і на первинній стороні *5*, див. рис. 15.4,б) на виході *5* (і на первинній стороні НМПВН) повинна бути напруга $u_1(t)$. Слід зазначити, що в конкретних практичних пристроях використання НМПВН передача енергії між колами напруг $u'(t)$ і $u_1(t)$ здійснюється апаратурно, тобто у тому чи іншому вигляді передбачена наявність проміжного перетворювача *5*. При цьому для реалізації розглянутого методу необхідно забезпечити можливість його реверсивного переключення, а для досягнення незмінності його коефіцієнта перетворення — відповідне екранування.

У випадку несинусоїдальної форми напруг $u'(t)$ та $u_1(t)$ роль змінювача полярності (TV_1 на рис. 15.5) може виконуватися відомими пристроями інверторів напруги.

У цілому розглянутий метод, як і попередній (описаний у п. 15.1), принципово не має обмежень за частотою, формою і рівнем напруг. Разом з тим він доповнює попередній метод, у якому використовується режим перетворювача, що незаземлюється, $ПР_1$. Для забезпечення вищої точності має бути виконана перевірка за описаним методом (п. 15.2) стабільності масштабного коефіцієнта $ПР_1$ при його роботі в режимі НМПВН.

Наведений метод може також бути застосований для прецизійних вимірювань напруг у колах, що знаходяться під високим потенціалом відносно землі. При цьому можуть бути кількісно визначені такі ефекти, як вплив струмів витоку, ефективність екранування вимірювальних кабелів при дії сильних електричних полів, розподіл потенціалів за елементами ізоляційних конструкцій [5].

15.3. Метод подвоєння напруги

Технічно метод подвоєння напруги значно простіше (порівняно з методом п. 15.1) може бути реалізований в області надвисоких напруг і дозволяє «пройти» діапазон, наприклад, від 100 кВ до 1—10 МВ усього за 4—6 операцій подвоєння напруги.

Крім того, розроблено вимірювальну систему методу подвоєння напруги, для якої вилучено складові похибки, обумовлені масштабним перетворювачем напруги, що не заземлюється. Послідовність операцій методу подається на рис. 15.6, де:

1 — атестований МПВН (з відомими значеннями похибки);

2 — масштабний перетворювач, що атестується (похибки якого необхідно визначити при подвоєній щодо *1* напрузі);

3 — джерело високої напруги з виводом ~1/2 вихідної напруги;

4 — вольтододаткове регульоване джерело;

5 — незаземлюваний МПВН (як приклад взято трансформатор напруги);

6, 7 — прилади порівняння напруг;

SA — перемикач (у початковому положенні);

8 — забезпечує зміну полярності (чи зміну кута фазового зсуву на π) вторинної напруги НМПВН *5*.

Спочатку НМПВН підключається паралельно *1*, і за допомогою приладу порівняння *6* фіксується розходження вихідних на-

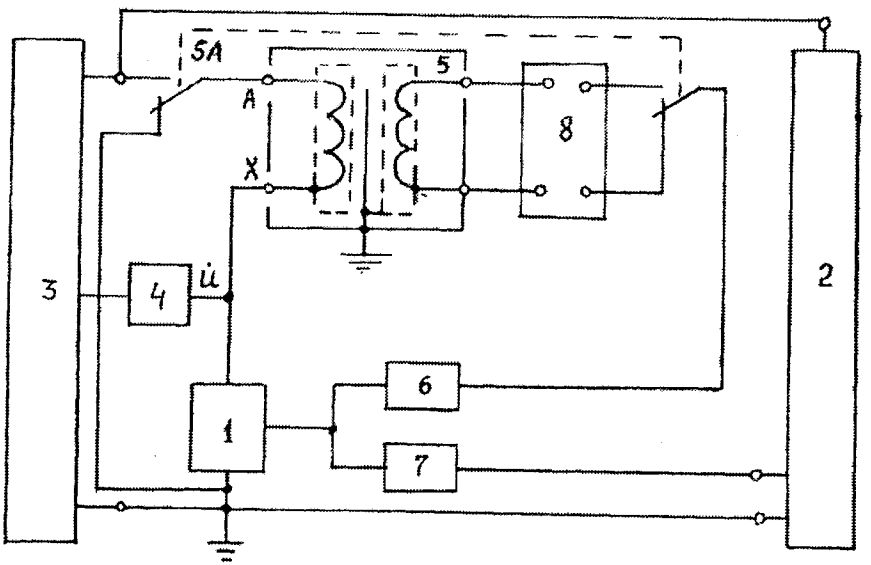


Рис. 15.6. Схема визначення похибки МПВН методом подвоєння напруги.

пруг перетворювачів. Необхідний рівень напруги на входах *5* і *1* забезпечується регулюванням джерела *3* при контролі напруги за вольтметром, підключеним до виходу атестованого перетворювача.

Потім після переключення *SA* регулюванням вузлів *3*, *4* здобувають попередні показання приладу порівняння *6*, а також вольтметра на виході перетворювача *1*. При цьому напруга на первинному колі *5* дорівнює напрузі $\dot{U}$ на вході атестованого МПВН, а напруга на вході перетворювача, що атестується, дорівнює $2\dot{U}$. За допомогою приладу *7* порівнюють вторинні напруги атестованого перетворювача *1* та масштабного перетворювача і визначають шукані похибки МПВН подвоєного рівня напруги.

Особливістю методу і даної вимірювальної системи є незмінність потенціалу на вході *X* первинного кола *5* в обох розглянутих режимах, що забезпечує необхідну постійність масштабного коефіцієнта НМПВН.

У випадку коли відношення номінальних масштабних коефіцієнтів вузлів *2* і *1* (рис. 15.6) дорівнює двом ($K_{н2}/K_{н1} = 2$), значення похибок перетворювача, що атестується (при напрузі $2U$), визначаються за такими виразами:

$$f_2 = f_1 + f_7,\ \delta_2 = \delta_1 + \delta_7, \qquad (15.11)$$

де f_1, δ_1 — значення похибок атестованого перетворювача *1* (при напрузі U); f_7, δ_7 — показання приладу *7*. У більш загальному випадку співвідношення (15.11) заміняються виразами, наведеними у [6].

У разі $K_{н2} < 2K_{н1}$ узгодження номінальних значень порівнюваних приладом *7* напруг здійснюється за допомогою підключення на вихід *2* прецизійного МПНН (аналогічно описаному у п. 15.1). Якщо $K_{н2} > 2K_{н1}$, МПНН включається на вихід перетворювача *1*.

При несинусоїдальній формі кривої метод є аналогічним стосовно кожної з гармонічних складових високої напруги (див. також п. 15.1).

Розроблені методи передачі розміру масштабного коефіцієнта в область високих напруг не мають обмежень за робочою частотою (у тому числі можуть застосовуватися для вимірювань високих напруг постійного струму), рівнем вимірюваних напруг і типами виконання елементів; дозволяють визначати масштабні коефіцієнти МПВН з високою точністю. Методи також можуть бути застосовані для вимірювання імпульсних напруг при використанні практично безінерційних електрооптичних перетворювачів (комірки Керра, Поккельса та ін.). На рис. 15.7 як можливий приклад наведена функціональна схема електрооптичної вимірювальної системи, що реалізує метод, описаний у п. 15.1 для імпульсної напруги. На рис. 15.7 прийнято такі позначення:

$К_1$ — $К_4$ — послідовно з'єднані (у даному випадку 4) комірки Керра, ідентичність яких за вихідною характеристикою (залежністю кута повороту площини поляризації світла від прикладеної до електродів комірки напруги) забезпечується їх підстроюванням і взаємним калібруванням при їх паралельному включенні на ту саму напругу;

ОКГ — оптичний квантовий генератор і поляризатор $П_1$, дозволяють одержати монохроматичне поляризоване випромінювання;

$М_1$ — напівпрозоре дзеркало, через яке, випромінювання, що пройшло через комірку $К_1$ (кут повороту якого зв'язаний з напругою на ній), виходить на перетворювач кута повороту в сигнал напруги (аналізатор $А_1$, фотоелемент $ФЕ_1$, осцилограф чи реєстратор N_1);

$М_1$ — $М_3$ — *система дзеркал, що забезпечує проходження* поляризованого випромінювання через комірки $К_1$, $К_2$ у прямому і протилежному напрямках, при цьому кут повороту площини поляризації променя на виході з комірки $К_2$ за певних умов буде пропорційним різниці напруг U_1—U_2; $М_4$—$М_7$ — система дзеркал, що дозволяє отримати додатковий поворот площини поляризації

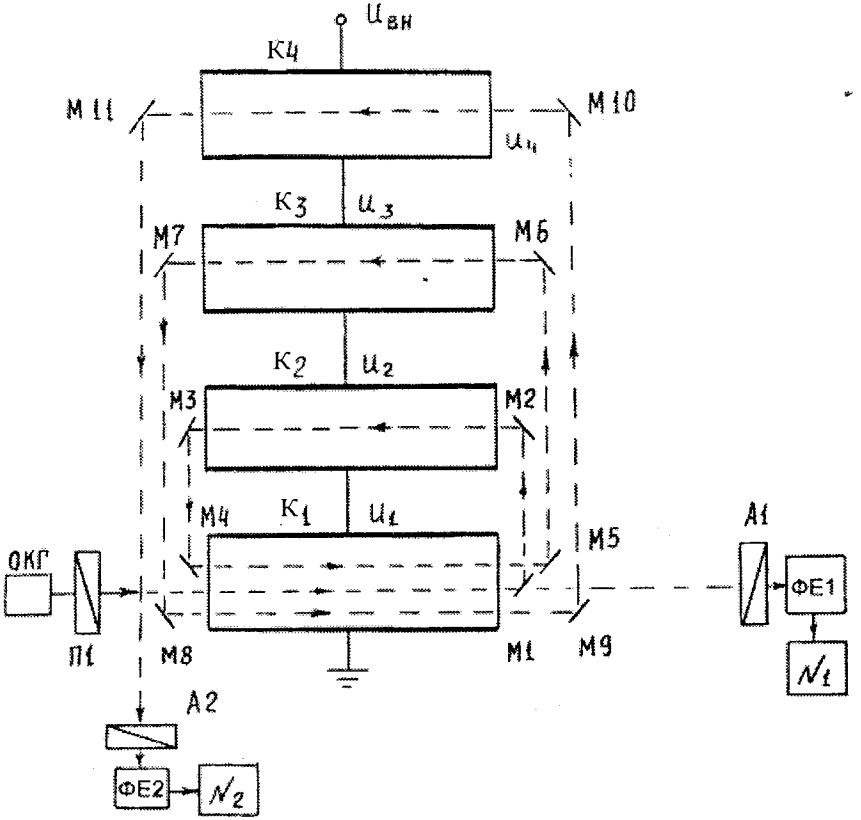


Рис. 15.7. Електрооптична модифікація методу п. 15.1.

променя на кут, пропорційний різниці напруг U_1—U_3 після проходження його через комірку $К_3$ і т.д.

Отже, після виходу променя з комірки $К_4$ і його проходження через перетворювач A_2, $ФЕ_2$, N_2 одержуємо сигнал, пропорційний напрузі $U' = 3U_1 - U_2 - U_3 - U_4$, що визначає поточне значення похибки масштабного перетворювача напруги $К_4$—$К_1$ відповідно до виразу:

$$\frac{U_{вн}}{U_1} = \frac{4 \cdot U_1 - U'}{U_1} = 4 \cdot \left(1 - \frac{U'}{4 \cdot U_1}\right). \qquad (15.12)$$

Запропонована «електрооптична» модифікація методу п. 15.1 принципово дозволяє знайти значення масштабного коефіцієнта подільника $К_4$—$К_1$ у межах інтервалу, оцінюваного часом пробігу

випромінювання системою (рис. 15.7), що має порядок 10 нс. Таким чином, вона може бути застосовна для вимірювання імпульсів високої напруги тривалістю понад 0,1 мкс. Для працездатності розглянутої модифікації методу п. 15.1 важливо забезпечити близький до рівномірного розподіл напруги по комірках $К_4$—$К_1$, що вимагає створення ізоляційних конструкцій з близьким до однорідного розподілом електричного поля в «робочому об'ємі» засобами (див. гл. 17).

Наведений вище приклад можливої реалізації методу п. 15.1 на електрооптичних елементах не вичерпує значного різноманіття схем і пристроїв, що можуть бути створені за методами пп. 15.1—15.3. Ці методи можуть бути основою єдиного методологічного підходу до високоточного визначення характеристик різних типів високовольтних масштабних перетворювачів постійної, пульсуючої, змінної, імпульсної напруг.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Чому порівняння приблизно однакових високих напруг може бути виконане з мінімальною похибкою? Наведіть приклад реалізації такого задання.
2. Для чого необхідно виконувати досліджувану міру відношень високих напруг рівноподіленою?
3. В яких межах може бути допущеним відхилення фактичного розподілу напруги на досліджуваній мірі від ідеально рівноподіленого?
4. Виберіть будову рівноподіленого допоміжного 3-ступінчастого МПВН з номінальним масштабним коефіцієнтом 100 одиниць при мінімальній кількості відводів.
5. Визначте номінальні напруги $\dot{U}'$, $\dot{U}''$, $\dot{U}_2$ для трифазного трансформатора напруги 10 кВ/100 В, розглядаючи його як незаземлюваний МПВН. Значення $\dot{U}_2$ можна прийняти рівним 100 В.
6. Запропонуйте вимірювальний пристрій для визначення додаткової похибки масштабного перетворювача змінної напруги від зміни полярності, який має номінальні значення своїх вихідних напруг $\dot{U}_{2н}$= 100 В; $\dot{U}'_{2н}$=$100e^{j\pi}$ (В).
7. За скільки операцій подвоєння напруги можна досягти 8-кратного підвищення межі вимірювання напруги тим самим МПВН?
8. Чому у схемі рис. 15.7 дзеркало M_1 повинно бути напівпрозорим, у той час як дзеркала $M_2 \ldots M_{11}$ є повністю відбиваючими?
9. Чому у схемі рис. 15.7 необхідні два фотоелементи $ФЕ_1$; $ФЕ_2$?

10. Якщо у схемі рис. 15.7 збільшити кількість комірок Керра з 4 до 5, скільки необхідно в цьому випадку додаткових дзеркал?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Шваб А.* Измерения на высоком напряжении: Измерительные приборы и способы измерения. — 2-е изд., перераб. и доп; Пер. с нем. — М.: Энергоатомиздат, 1983. — 264 с.
2. *Болотин И. Б., Эйдель Л. З.* Измерения при испытании аппаратов в режимах короткого замыкания. — 3-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат. Ленинград. отд., 1988. — 200 с.
3. *Бржезицький В. О., Стогній Б. С.* Методичні вказівки до вивчення дисципліни «Вимірювання високих напруг та великих струмів». — К., 1994. — 32 с.
4. *IEC Publication 60-2*: High voltage test Techniques — part 2/ Measuring systems (1994-11).
5. *Brzhesitsky V. A.* Experimental determination of the errors of the ungrounded high voltage transducer/7th Int. Symp. on High Voltage Eng. — Dresden, Aug. 26—30, 1991. — P. 163—164.
6. *Бржезицкий В. А. и др.* Поверочная установка для трансформаторов напряжения классов 110—500 кВ //Измерительная техника. — 1989. — № 2. — С. 24—25.

Глава 16
ДЕРЖАВНИЙ ЕТАЛОН ОДИНИЦЬ ЕЛЕКТРИЧНОЇ НАПРУГИ ЗМІННОГО СТРУМУ ТА КОЕФІЦІЄНТА МАСШТАБНОГО ПЕРЕТВОРЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОЇ НАПРУГИ НА ЧАСТОТІ 50 Гц

(В. В. Копшин, В. О. Бржезицький)

Підвищення точності вимірювання високих напруг у системах змінного струму промислової частоти є одним з першочергових завдань.

Слід зазначити, що реальні (описані нижче) практичні досягнення стосуються визначення МК МПВН для основної гармоніки (мова йде про реалізацію методів глави 15 для частини спектра частот високої напруги відповідно до третьої моделі визначення похибок МП [1]). Однак «виділення» масштабного коефіцієнта для

основної частоти за наявності інших гармонік є дуже непростим завданням, якщо необхідна вища точність вимірювань [2]. Варто також підкреслити, що для більшості практичних потреб визначення масштабного коефіцієнта МПВН змінного струму для робочої частоти є достатнім і вичерпним.

16.1. Пристрій для визначення похибки незаземлюваного трансформатора напруги

Пристрій розроблено на основі викладеного вище методу (п. 15.2) і використовується у Всеукраїнському державному науково-виробничому центрі стандартизації, метрології і сертифікації та захисту прав споживачів (Укрметртестстандарт) при метрологічній атестації еталонного масштабного перетворювача напруг МПН-36 [3] в діапазоні напруг до 43,2 кВ промислової частоти (50, 60 Гц).

Принцип дії МПН-36 ґрунтується на методі порівняння напруг на секціях високовольтного еталонного подільника (див. п. 15.1), за допомогою двох вимірювальних кіл TV' і TV''—TL (рис 16.1,*а*), де:

ЕПН — еталонний подільник, що атестується з номінальними напругами виводів секцій 1с—3с, відповідно, 0—12; 12—24; 24—36 кВ;

TV', TV'' — однотипні понижуючі трансформатори з номінальною первинною напругою 12 кВ і вторинною напругою 100 В;

TL — розділюючий трансформатор 100/100 В з міжобмотковою ізоляцією на номінальну напругу 24 кВ;

pV_{Δ} — прилад порівняння (схема еталону [3,4] виключає навантаження ЕПН струмами кіл TV', TV''—TL). Послідовно переключаючи коло TV''—TL на три секції ЕПН і порівнюючи їх вихідні напруги з напругою TV', постійно включеного на першу секцію, можна визначити коефіцієнт ділення ЕПН:

$$K_{ЕПН} = \frac{\dot{U}_{1c}+\dot{U}_{2c}+\dot{U}_{3c}}{\dot{U}_{1c}} = 1+\frac{\dot{U}_{2c}}{\dot{U}_{1c}}+\frac{\dot{U}_{3c}}{\dot{U}_{1c}} =$$

$$= 1+(1+f_{2c}-f_{1c})\cdot\exp j(\delta_{2c}-\delta_{1c})+(1+f_{3c}-f_{1c})\cdot\exp j(\delta_{3c}-\delta_{1c}),$$

де f_{1c}, δ_{1c}; f_{2c}, δ_{2c}; f_{1c}, δ_{1c} — показання pV_{Δ} при підключенні кола TV''—TL до відповідних секцій подільника.

При допустимій похибці порівнянь напруг ~10^{-5} відн. од. першочерговим є питання про стабільність коефіцієнта трансформації подільного незаземлюваного трансформатора TL при переключеннях TV'' на секції 2с, 3с, тобто в режимах, коли напруга $\dot{U}'$ у 120 і, відповідно, у 240 разів перевищує номінальну напругу його

обмоток (100 В). Для забезпечення стабільності коефіцієнта трансформації TL його обмотки ретельно екрануються. Однак мають бути експериментально визначені зміни коефіцієнта трансформації TL при відповідних переключеннях TV''.

Спочатку похибку незаземлюваного трансформатора оцінювали за допомогою вимірювання напруги $\dot{U}_2$ при закорочуванні первинної обмотки TL ($\dot{U}_1 = 0$) і подачі на вхід X трансформатора напруги $\dot{U}_1 \approx 24$ кВ. Недоліком такого методу є неадекватність умов його застосування щодо дійсного режиму незаземлюваного трансформатора ($\dot{U}' = \dot{U}''; \dot{U}_1 = 0$, при цьому магнітопровід TL знаходиться в режимі «нуля» індукції). Одержувані даним методом результати атестації незаземлюваного трансформатора давали оцінку його похибки лише за порядком значення, що неминуче призводило б до зростання похибки еталону.

Проаналізуємо роботу незаземлюваного трансформатора, TL при включенні кола TV''—TL на секцію 3с ЕПН. Нехай напруга (у вольтах) на вході X

$$\dot{U}' = 24000(1 + f')\exp(j\delta'),$$

а напруга на первинній обмотці TL

$$\dot{U}_1 = 100(1 + f_1)\exp(j\delta_1),$$

де $f', \delta'; f_1, \delta_1$ — враховують відмінності реального, фактичного, режиму схеми від номінального (приймаємо, що напруга на вході ЕПН $\dot{U}_{\text{епп}} = 36\,000$ В).

Оскільки подільник, що атестується, і трансформатори TV є еталонними, значення $f', \delta'; f_1, \delta_1$ (у відносних одиницях) — малі. З урахуванням цього визначимо коефіцієнт (див. п. 15.2):

$$\dot{K}_{\text{вх}} = \frac{\dot{U}'}{\dot{U}_1} = 240(1 + f' - f_1)\exp j(\delta' - \delta_1),$$

причому $\dot{K}_{\text{вх.н}} = 240$. Необхідне значення коефіцієнта перетворення ПП (рис. 15.5):

$$\dot{K}_{\text{ПП.Н}} = \frac{1}{\dot{K}_{\text{вх}}} = \frac{1}{240(1 + f' - f_1)\cdot\exp j(\delta' - \delta_1)},$$

при цьому $\dot{K}_{ППН} = 1/240$. Звідси випливає, що ПП може бути реалізований на основі трансформатора напруги з номінальним коефіцієнтом трансформації 240, наприклад, при первинній напрузі $U_{1\text{н}} = 24\,000$ В і вторинній напрузі трансформатора $U_{2\text{н}} = 100$ В. Значення «сумарного» коефіцієнта трансформації групи TV_2, TV_1 (див. рис. 15.5) має бути близьким до номінального: $\dot{K}'_{\text{н}} = \dot{K}_{\text{н}} \cdot \dot{K}_{\text{вх.н}} =$

=(100/100)·240 = 240. Тоді при реалізації трансформатора TV_1 з двосекційною вторинною обмоткою і номінальним коефіцієнтом трансформації, який дорівнює одиниці (наприклад, при $\dot{U}_{1н}$= 100 В; $\dot{U}_{21н}$= 100 В; $\dot{U}_{22н}$ =100exp($j\pi$) В), TV_2 також може бути реалізований як трансформатор напруги з номінальним коефіцієнтом трансформації, що дорівнює 240.

«Синтезована» з використанням основних співвідношень методу (п. 15.2) схема для визначення похибки незаземлюваного трансформатора *TL* подана на рис. 16.1,*б*. Як TV_2 та ПП використовувалися трансформатори напруги типу НЛЛ-35 У4.2 класу точності 0,2, що мають у ряді первинних напруг значення $U_{1н}$ = 24 кВ,

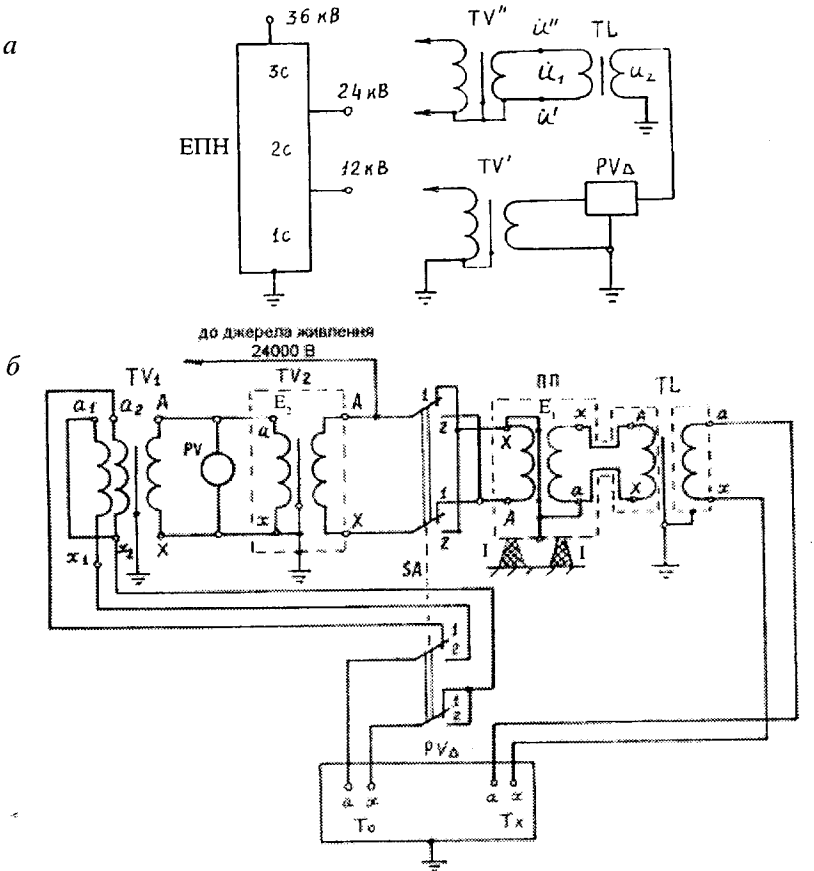


Рис. 16.1. Схема визначення похибки незаземлюваного трансформатора напруги.

а також одну з вторинних напруг $U_{2н}$ = 100 В. У трансформаторі-перетворювачі ПП замість з'єднання *А—х* (див. рис. 15.5) використане з'єднання *Х—а*, (рис. 16.1,*б*), оскільки його виводи *Х*, *а*, *х* ізольовані від магнітопроводу усього лише на випробну напругу 2 кВ. Дане включення трансформатора є еквівалентним включенню ПП у схемі рис. 15.5 при перестановці позначень

$$X \to A,\ A \to X,\ x \to a,\ a \to x.$$

Для уникнення зміни коефіцієнта трансформації ПП при переключеннях схеми і пов'язаних з ними змінами електричних полів трансформатор НЛЛ-35 У4.2 розміщували в металевому екрані (сітці E_1 з розмірами сторін порядку одного метра), розташованому на ізоляторах *І*, а також ретельно екранували коло з'єднання виходу ПП — входу *TL*. Екранування перевіряли шляхом установки на мінімальній ізоляційній відстані від E_1 переносного електрода площею близько ~0,25 м^2, напругу на якому під час експерименту (без переключення або відключення схеми) змінювали від 0 до 24 кВ протягом 5—6 сек. При цьому на приладі pV_Δ фіксувалися зміни показань нуль-індикатора, що відповідають $\Delta f, \Delta\delta \leqslant 0{,}5 \cdot 10^{-6}$ відн. од., чим можна знехтувати. Оскільки при переключеннях *SA* змінюється потенціал поверхні E_1, щоб уникнути (навіть найменшої!) зміни коефіцієнта трансформації, TV_2 був вміщений у такий же (як і ПП) екран E_2, що заземлювався. Виходи *А* трансформаторів через стінки екранів були виконані за допомогою прохідних ізоляторів. Ретельно виконувалось (не показане на схемі рис. 16.1,*б*) екранування низьковольтних кіл.

Принципове значення для роботи схеми має ідентичність за модулем двох вихідних напруг TV_1 та їх зміщення по фазовому куту на π, тобто стан «повної протилежності» вихідних напруг TV_1. Стабільно такий якісний результат міг бути отриманий, з одного боку, шляхом відповідного способу виготовлення і, з іншого боку, за наявності способу контролю вихідних напруг TV_1 (останній описано у п. 16.5).

Двосекційну вторинну обмотку виготовляли намотуванням подвійного біфільованого проводу зі з'єднанням кінців обмоток (див. рис. 15.5). Тоді обидві секції обмотки зчеплені з тим самим магнітним потоком, який забезпечує необхідний стан «повної протилежності» вихідних напруг.

Використання розробленого методу і пристрою для визначення похибки незаземлюваного трансформатора дозволили знайти її лінійну залежність від $K_{вх}$, а також, врешті-решт, знизити її (шляхом

виготовлення різних конструкцій розділюючих незаземлюваних трансформаторів) від 0,004% до таких значень:

$$\Delta f = \pm 0,4 \cdot 10^{-5} \text{ відн.од.}; \quad \Delta\delta = \pm 0,45 \cdot 10^{-5} \text{ рад.}$$

Метод визначення похибок незаземлюваних трансформаторів, (п. 15.2) дає можливість наблизити рівень точності ВС, що незаземлюються, до рівня точності заземлюваних вимірювальних систем високої напруги. Тим самим істотно розширюються можливості вимірювань у техніці високих напруг, оскільки заземлювані ВС, що звичайно застосовуються, є частковим випадком незаземлюваних вимірювальних систем, причому як такі можуть використовуватися оптоелектронні, радіочастотні та інші типи ВС. Їх широке застосування дозволить значно простіше і з меншими витратами проводити вимірювання у техніці високих напруг.

16.2. Еталонна установка для відтворення та зберігання одиниць електричної напруги і масштабних коефіцієнтів МПН до 36 кВ

Ця установка є первинною і одночасно вихідною ланкою розробленого комплексу установок. Вона «охоплює» діапазон номінальних напруг від 0,5 до 36 кВ, тобто характеризується 72-разовою зміною його верхньої межі. Розглянутий діапазон напруг також пов'язаний з великою розмаїтістю первинних і вторинних номінальних напруг МПВН, тому для реалізації установки був обраний метод (п. 15.1). Функціональна схема установки подана на рис. 16.2. Автотрансформаторний подільник напруги, що атестується (АТДН), виконано з відводами первинної обмотки, які становлять першу групу з трьох ступенів номінальною напругою 12 кВ, другу групу з чотирьох ступенів по 3 кВ і третю групу з шести ступенів по 0,5 кВ (на відводах первинної обмотки I АТДН на рис. 16.2 наведено їх номінальні напруги в кВ). Ряд номінальних вхідних напруг установки має такі значення: 36; 24; 12; 6; 3; 1,5; 0,5 кВ. Діапазон робочих напруг установки: 20—120 % від кожного з даних номінальних значень.

Вторинна обмотка II АТДН має номінальну напругу 0,5 кВ. Для підстроювання (якщо воно необхідне) використовують коло: додаткова обмотка III — фазозсуваючий R, C міст M — трансформатор T_1. Отже, в точці A маємо вихідну напругу $\dot{U}_A$ АТДН (вона ж є вхідною для масштабного перетворювача низьких напруг МПНН).

МПНН являє собою 6-декадний прецизійний індуктивний подільник напруги з номінальною вхідною напругою 500В та можливістю

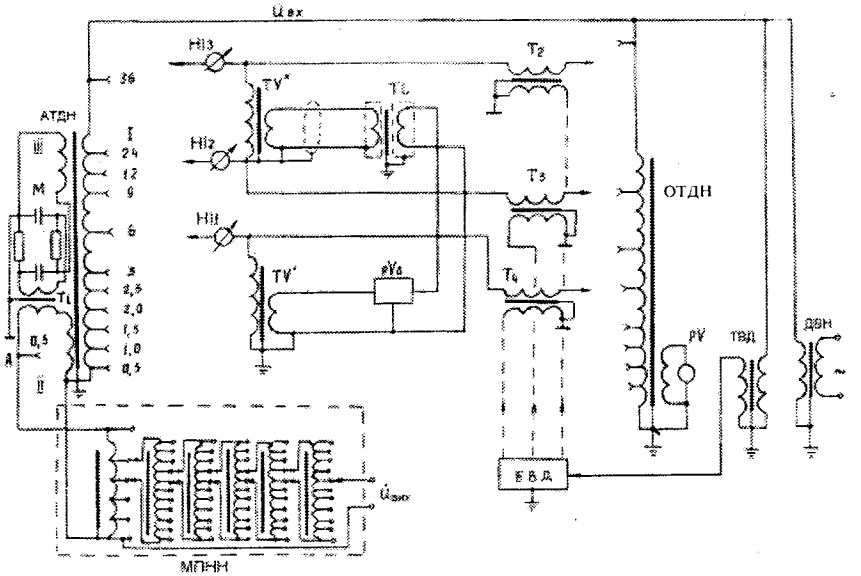


Рис. 16.2. Електрична схема еталонної установки.

вибору номінальної вихідної напруги від 499,999 до 0,001 В через 1 мВ. У комплекті з ним розроблено прилад порівняння (pV_Δ на рис. 16.2) — прецизійний компенсаційний вимірник різниці напруг ВРН [5].

Напруги ступенів АТДН порівнюють за допомогою двох вимірювальних кіл: TV' і TV''—TL, елементи яких описано в п. 16.1. Для уникнення навантаження і змін режиму АТДН струмами даних кіл їх підключають до трансформатора через високоомні нуль-індикатори $НІ_1$—$НІ_3$, при цьому живлення кіл фактично здійснюється від опорного трансформаторного подільника напруги ОТДН, що є аналогом АТДН (за виконанням). Для регулювання режиму схеми («в нуль» індикаторів) використовують триканальний вольтододавальний блок БВД, який живиться від вольтододавального трансформатора ТВД, включеного на вхідну напругу установки. Вихідні (регульовані за амплітудою і фазовим кутом) напруги БВД трансформуються за допомогою розділюючих трансформаторів T_2—T_4 і включаються в кола високої напруги електроживлення TV' і TV''. Підвищувальний трансформатор — джерело високої напруги ДВН включений на регульовану вихідну напругу стабілізованого генератора АДГФ-12.

Відповідно до методу (п. 15.1) масштабний коефіцієнт для номінальної напруги 36 кВ (опускаючи внесок прецизійного індуктивного подільника МПНН) визначаємо у вигляді:

$$\dot{K}_{\text{АТДН}} = \frac{\dot{U}_{\text{вх}}}{\dot{U}_A} = \frac{\dot{U}_{0-12} + \dot{U}_{12-24} + \dot{U}_{24-36}}{\dot{U}_{0-12}} \times \frac{\dot{U}_{0-3} + \dot{U}_{3-6} + \dot{U}_{6-9} + \dot{U}_{9-12}}{\dot{U}_{0-3}} \times$$

$$\times \frac{\dot{U}_{0-0,5} + \dot{U}_{0,5-1,0} + \dot{U}_{1,0-1,5} + \dot{U}_{1,5-2,0} + \dot{U}_{2,0-2,5} + \dot{U}_{2,5-3,0}}{\dot{U}_A} =$$

$$= 72(1 - f_{\text{АДТН}}) \cdot \exp(-j\text{д}_{\text{АДТН}}),$$

$$f_{\text{АДТН}} = -\frac{f_{12-24} + f_{24-36}}{3} - \frac{f_{3-6} + f_{6-9} + f_{9-12}}{4} -$$

$$- \frac{f_{0-0,5} + f_{0,5-1,0} + f_{1,0-1,5} + f_{1,5-2,0} + f_{2,0-2,5} + f_{2,5-3,0}}{6},$$

$$\text{д}_{\text{АДТН}} = -\frac{\text{д}_{12-24} + \text{д}_{24-36}}{3} - \frac{\text{д}_{3-6} + \text{д}_{6-9} + \text{д}_{9-12}}{4} -$$

$$- \frac{\text{д}_{0-0,5} + \text{д}_{0,5-1,0} + \text{д}_{1,0-1,5} + \text{д}_{1,5-2,0} + \text{д}_{2,0-2,5} + \text{д}_{2,5-3,0}}{6}, \qquad (16.1)$$

де f..., δ... — значення похибок, які визначаються при порівнянні напруг відповідних ступенів АТДН. Аналогічно знаходять масштабні коефіцієнти для його різних робочих напруг і режимів включення. Похибки (або масштабні коефіцієнти) МПВН, які проходять повірку в області робочих напруг АТДН, визначають шляхом їх паралельного включення (за входом) і порівняння вихідних напруг за ГОСТ 8.216 [6]. Зведення характеристик даної та інших розроблених установок наведено в табл. 16.1.

16.3. Комплекс подвоєння напруги до $330\sqrt{3}$ кВ

Комплекс установок розроблено відповідно до методу (п. 15.3).

Перша з установок комплексу призначена для відтворення та визначення масштабного коефіцієнта МПВН класу 110 кВ (рис. 16.3), де:

T_1 — трансформатор напруги, який атестується, типу ТНО-110 (чи ТНО-110-220) з первинною номінальною напругою $110/\sqrt{3}$ кВ і вторинною напругою 100 В (чи $100/\sqrt{3}$ В) класу точності 0,1;

АТДН-МПНН — атестований еталонний масштабний перетворювач напруги з відомими значеннями похибок $f_{\text{АТДН}}$, $\delta_{\text{АТДН}}$, (див. п. 16.2);

T_2, T_3 — трансформатори напруги типу НЛЛ-35 У4.2 (T_2, T_1, як і T_3, також екрановані, що не показано на схемі);

T_4 — поділюючий трансформатор з двосекційною вторинною обмоткою;

T_5 — трансформатор напруги типу «И-50»;

T_6 — випробувальний трансформатор з виводом середньої точки обмотки, що використовується як підвищувальний;

T_7 — регулятор напруги;

БВД — блок вольтододавальний;

$ПП_1$, $ПП_2$ — прилади порівняння напруг;

$Y_н$ — навантаження трансформатора, що атестується, зокрема, це може бути вольтметр; навантаженням для T_1 так само є $ПП_1$;

SA — перемикач режимів.

Існує також варіант схеми, де застосовують аналог T_1 для живлення $ПП_1$, заміну T_1 комплексом T_1 — МПНН тощо.

Для узгодження номінальних значень коефіцієнтів МПВН ($K_{н2} = 2K_{н1}$), які порівнюються у схемі рис. 16.3 (див. п. 15.3), покажчики декад МПНН встановлюють у положення $36000 : \dfrac{110000/\sqrt{3}}{2 \cdot 100} \cong 113{,}371\,(\text{В})$. Спочатку при зазначеному на рис.

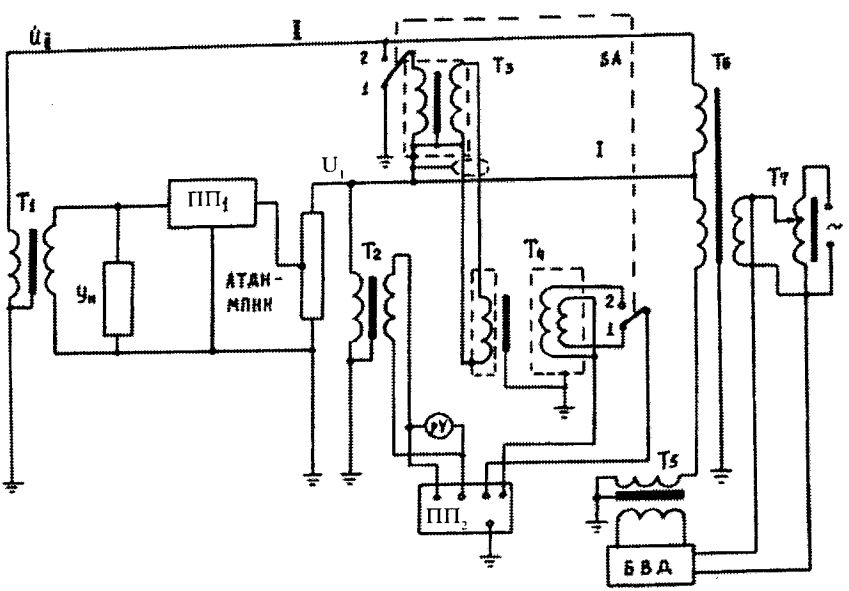


Рис. 16.3. Схема установки подвоєння напруги до $110/\sqrt{3}$ кВ.

16.3 положенні SA, порівнюють два вимірювальні кола: T_2 та T_3—T_4, і визначають за допомогою $ПП_2$ їх неідентичність. Рівень напруги контролюють за вольтметром pV. Потім, після переключення SA, регулюванням T_7 і БВД здобувають попередні показання pV і $ПП_2$. У цьому випадку напруга на вході T_3 дорівнює напрузі $\dot{U}_I$ і, отже, напруга на шині II $\dot{U}_{II} = 2\dot{U}_I$. Відлічуючи показання $ПП_1$, маємо:

$$f_{Т1} = f_{АДТН} + f_{ПП1},\ \delta_{Т1} = \delta_{АТДН} + \delta_{ПП1}, \qquad (16.2)$$

і потім, переходячи від одержаних значень похибок до масштабного коефіцієнта, визначають $\dot{K}_{T1}$.

У загальному випадку, при $K_{н2} \neq 2K_{н1}$ додатково до (16.2) вводиться поправка на $f_{Т1}$, обумовлена [6].

Граничний рівень напруги на T_1 (номінальне значення) перевищує $110/\sqrt{3}$ кВ і становить $2 \cdot 36 = 72$ (кВ), що відповідає $124{,}708/\sqrt{3}$ кВ, тобто практично $125/\sqrt{3}$ кВ. Ця обставина була важливою для досягнення рівня напруги 500 кВ при мінімальному числі операцій і, відповідно, мінімальній похибці (див. п. 16.5). Тому АТДН атестувався не тільки при робочих напругах, що становлять 20, 50, 80, 100 і 120 % від номінальної 36 кВ, але й у точках $20\dfrac{125}{124{,}708} = 20{,}50$; 50,12; 80,19; 100,2 і 120,3 %, показання $f_{АТДН}$, $\delta_{АТДН}$ для яких, відповідно, практично збігалися.

Друга з установок комплексу служить для відтворення та визначення масштабного коефіцієнта МПВН класу 220 кВ. При її розробці необхідно було врахувати, що вузли, які екрануються (для виключення нестабільності метрологічних характеристик), мають значні габаритні розміри (рис. 16.4). У зв'язку з цим схема другої установки у порівнянні з першою містить менше число вузлів, але є ускладненою за режимом роботи. Функціональна схема установки подана на рис. 16.5, де:

T_1 — регулятор напруги;

T_2 — підвищувальний трансформатор ТМ-220 з паперово-масляною ізоляцією, первинною напругою 220 В та вторинною напругою 220 кВ, з виводом середньої точки вихідної обмотки;

БВД — блок вольтододавальний;

T_3 — трансформатор «И-50»;

T_4 — розділюючий силовий трансформатор 150 В/150 В з маслобар'єрною ізоляцією між обмотками на 170 кВ;

T_5, T_6 — однотипні трансформатори типу ТНО-110-220, екрановані згідно з рис. 16.4;

T_7 — розділюючий екранований трансформатор 150 В/150 В з відповідною ізоляцією між обмотками і двосекційною вторинною обмоткою, виконаною біфілярним намотуванням;

SA_1, SA_2 — перемикачі режимів;

ПП — прилад порівняння напруг;

T_8 — трансформатор напруги, який атестується з навантаженням МПНН. Як такий спершу використовувався ТНО-110-220, а згодом — ТНО-330 з первинною номінальною напругою $330/\sqrt{3}$ кВ і вторинною напругою 500 В.

Спочатку перемикачі SA_1, SA_2 встановлюють у положення 1 (див. рис.16.5), при цьо-

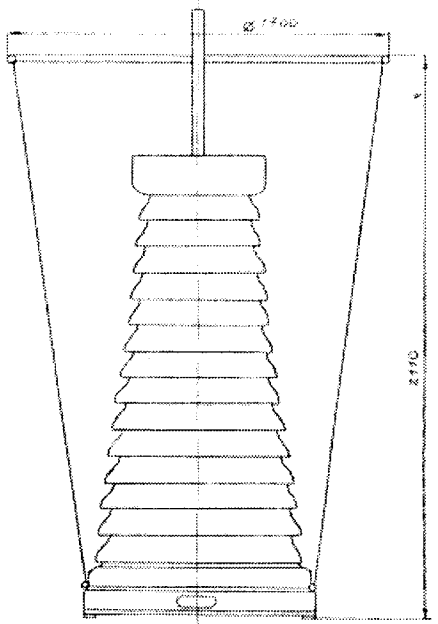


Рис. 16.4. Екран трансформатора напруги класу 220 кВ.

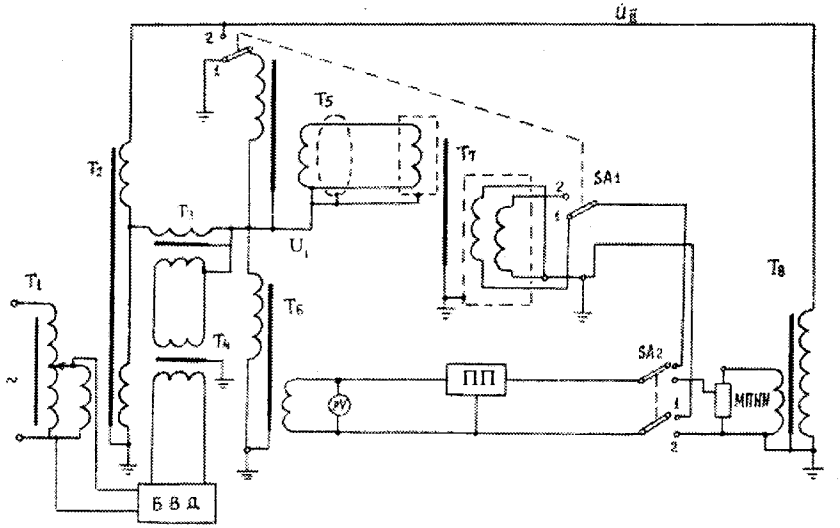


Рис. 16.5. Схема установки подвоєння напруги до $330/\sqrt{3}$ кВ.

му T_5 включено паралельно (по входу) T_6. За допомогою одного з каналів приладу порівняння ПП визначають неідентичність масштабних коефіцієнтів кіл T_6—ПП та T_5—T_7. Напругу на схемі регулюють T_1 і контролюють за вольтметром pV.

Слід зазначити, що T_6 з тим самим навантаженням було атестовано на установці класу 110 кВ у необхідних для даної установки «точках» напруги.

Після зняття напруги зі схеми переключають SA_1 у положення *2*, а SA_2 залишається в першому положенні. У цьому стані регулюванням T_1, БВД здобувають попередні показання pV і ПП. У випадку «повної протилежності» напруг двох вихідних обмоток T_7 (контроль даного положення описано нижче) $\dot{U}_{II} = 2\dot{U}_I$ і після переключення SA_2 у положення *2* за другим каналом приладу порівняння виконують відлік показань $f_{ПП}$, $\delta_{ПП}$. Після встановлення режиму роботи схеми показання обох каналів ПП за погоджених переключень SA_2 повинні залишатися незмінними.

Для дотримання умови $K_{н2} = 2K_{н1}$ при подвоєнні напруги перемикачі МПНН у схемі рис. 16.5 встановлюють у положення 150.000 В. Тоді рівень напруги на схемі $220/\sqrt{3}$ кВ відповідає вторинній напрузі T_6, а також T_8—МПНН, що дорівнює 100 В. Максимальна напруга атестації T_8 в описаній установці становить 120 % від $250/\sqrt{3}$ кВ. Для кожної з точок при установленій напрузі від номінальної ($220/\sqrt{3}$ кВ, $250/\sqrt{3}$ кВ та ін.) визначають похибки масштабного перетворювача напруги T_8—МПНН за допомогою співвідношення

$$f_{T_8} = f_{T_6} + f_{ПП},\ \delta_{T_8} = \delta_{T_6} + \delta_{ПП}, \qquad (16.3)$$

і потім — дійсні значення його масштабного коефіцієнта в комплексному вигляді.

На цій же установці досягнуто рівня номінальної напруги атестації $330/\sqrt{3}$ кВ. Для цього атестований при напрузі $165/\sqrt{3}$ кВ (і похідних від нього напругах) комплекс T_8—МПНН включається замість T_6 і за допомогою ще одного подвоєння напруги (при деякій зміні схеми) атестується інший комплекс: ТНО-330 МПНН. Поряд з цим при номінальній напрузі $330/\sqrt{3}$ кВ (і похідних від неї напругах до 120 % від номіналу) атестується комплекс ТНО-330 ТНМО-0,5, у якому трансформатор ТНМО-0,5 має первинну номінальну напругу 500 В і ряд типових вторинних напруг (100/3, $100/\sqrt{3}$, 100, 150 В та ін.). Даний трансформатор розроблено і виготовлено з сухою ізоляцією в класі точності 0,05. Відмінністю комплексу ТНО-330 ТНМО-0,5 (від ТНО-330 МПНН) є дискретний (заданий) спектр

номінальних значень масштабних коефіцієнтів, однак перевагою є те, що він атестований з навантаженням типовим приладом порівняння К-507, тобто без яких-небудь доповнень може бути використаний як зразковий засіб вимірювань. Описані в пп. 16.1—16.3 установки разом з вихідним еталонним вольтметром НН похибкою 0,01 % складають комплекс державного первинного еталону одиниць електричної напруги змінного струму та коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги на частоті 50 Гц в діапазоні від 1 до $1{,}2 \cdot 330/\sqrt{3}$ кВ. За своєю будовою та додатковими властивостями еталон є також працездатним для частоти змінного струму 60 Гц, яка є стандартизованою в ряді країн.

16.4. Установка вторинного еталону одиниці коефіцієнта масштабного перетворення електричних напруг до $1{,}2 \cdot 500/\sqrt{3}$ кВ на частоті 50 Гц

Необхідність її створення обумовлена розробкою й освоєнням комплектних розподільчих пристроїв з елегазовою ізоляцією рівня напруги 500 кВ, що містять трансформатори напруги класу точності 0,2, а також виробництвом трансформаторів напруги НКФ-400, НКФ-500 на заводі високовольтної апаратури (ЗВА, м. Запоріжжя).

Для забезпечення прийнятних габаритних розмірів і високої стабільності характеристик для установки еталону було вибрано елегазову ізоляцію підвищеного тиску.

Еталонну установку для повірки трансформаторів напруги УПТН-500 розроблено і виготовлено на основі оригінальної пропозиції щодо пристрою подвоєння напруги [7] відповідно до описаного вище методу (п. 15.3). Установка впроваджена й експлуатується в Українському інституті трансформаторобудування «ВІТ» (м. Запоріжжя).

На рис. 16.6 подано схему установки УПТН-500 [6] у режимі подвоєння $2 \times 250/\sqrt{3}$ кВ, де

G — підвищувальний трансформатор з відводом від середньої точки вторинної обмотки (каскад VEM-1200);

РВН — регульоване вольтододавальне джерело напруги;

TL_1 — розділюючий силовий трансформатор;

TV_0 — еталонний трансформатор напруги з паперово-масляною ізоляцією типу ТНО-330;

МПНН — багатодіапазонний масштабний перетворювач низьких напруг;

pV — вольтметр;

TV_1, TV_2 — понижуючі, практично однотипні трансформатори напруги, що мають однакові номінальні значення коефіцієнта трансформації;

TL_2 — розділюючий атестаційний трансформатор напруги;

TV_x — трансформатор напруги, який атестується;

$pV_{\Delta 1}$, $pV_{\Delta 2}$ — прилади порівняння напруг;

SA_1, SA_2 — перемикачі.

Високовольтний комплекс подвоєння напруги (КПН) виконано у вигляді герметизованої конструкції зі сталевим кожухом, заповненим елегазом (рис. 16.7). Підключення до комплексу на високій напрузі здійснюють за допомогою вводів типу «повітря—елегаз» (позначення *A*, *B*, *C* на рис. 16.6, рис. 16.7). Установка може застосовуватися для повірки трансформаторів напруги класу 500 кВ різних типів. Трансформатор TV_x, що атестується, може бути

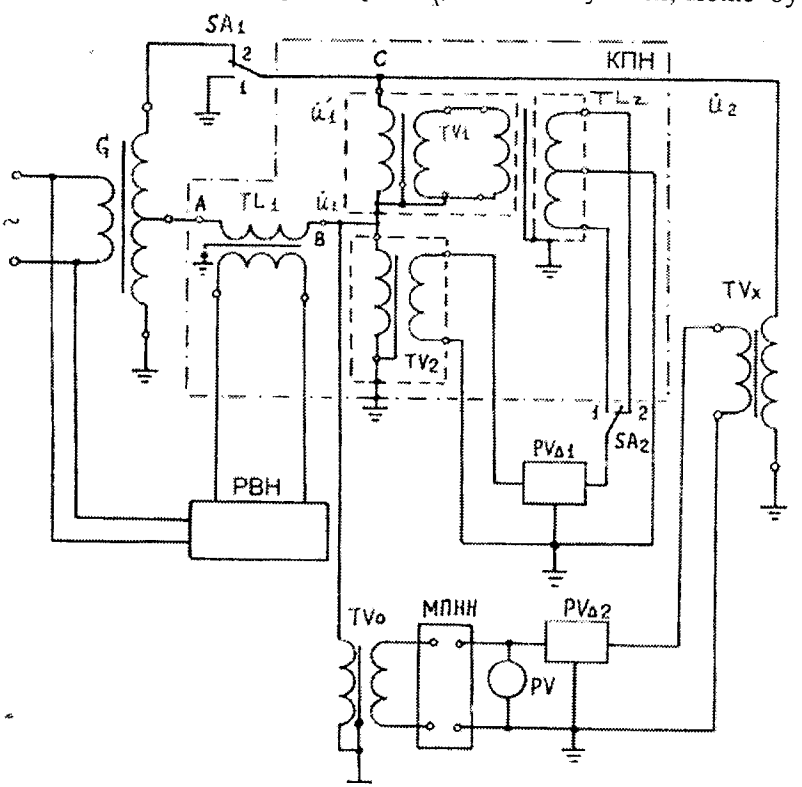


Рис. 16.6. Схема установки вторинного еталону до $500/\sqrt{3}$ кВ.

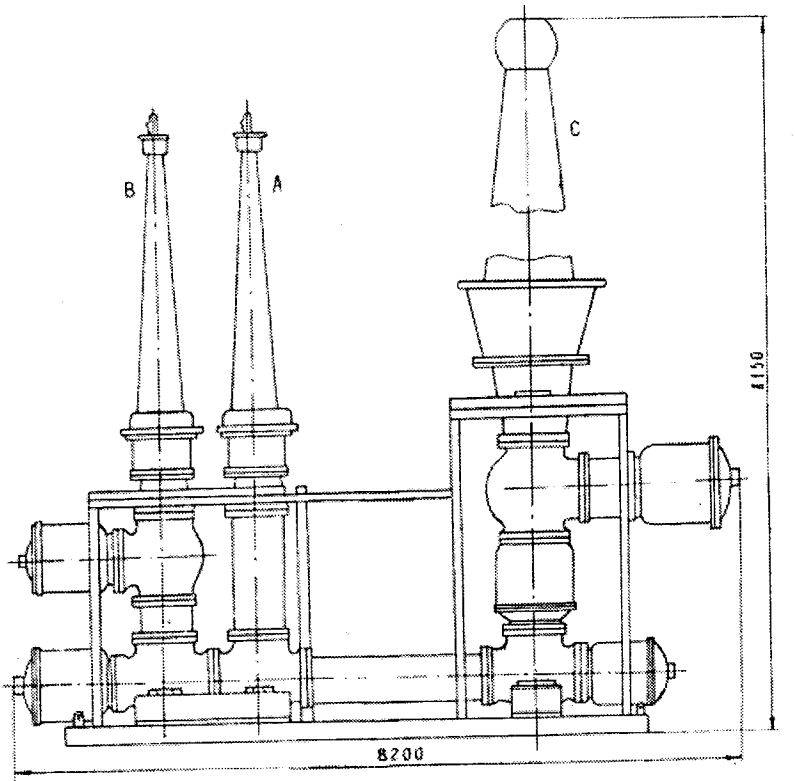


Рис. 16.7. Будова комплексу подвоєння напруги установки вторинного еталону до $500/\sqrt{3}$ кВ.

в звичайному чи елегазовому виконанні (при цьому він приєднується до відповідного стикувального вузла установки).

Конструкція комплексу подвоєння установки була розроблена під керівництвом зав. відділом КБ-6 В. К. Кілевого і зав. бюро КБ-6 С. А. Черковського (ВІТ).

Як TV_0 в установці УПТН-500 використано ТНО-330 з первинною номінальною напругою $330/\sqrt{3}$ кВ і вторинною напругою 500 В (див. п. 16.3), що разом з МПНН утворює високовольтний багатодіапазонний масштабний перетворювач напруги. Крім ТНО-330, МПНН, як атестований перетворювач в установці УПТН-500 застосовано також комплекс ТНО-330, ТНМО-0,5.

Два комплекси ТНО-330 МПНН та ТНО-330,ТНМО-0.5 атестуються в Укрметртестстандарт (Київ) при номінальних напру-

гах $250/\sqrt{3}$ кВ і $330/\sqrt{3}$ кВ. Система контрольних звірень дозволяє виключити випадки неконтрольованої зміни похибки комплексів у процесі їх транспортування. Повірка робочих еталонів у діапазоні номінальних первинних напруг $63/\sqrt{3} - 330/\sqrt{3}$ кВ проводять у ВІТ методом звірення з комплексами ТНО-330, МПНН та ТНО-330, ТНМО-0,5, а в діапазоні $330/\sqrt{3} - 500/\sqrt{3}$ — методом подвоєння напруги описаною вище установкою. Характеристики вузлів установки УПТН-500 допускають підвищення її номінальної напруги до $\frac{1150}{2}/\sqrt{3}$ кВ.

Визначення значень похибок установки проведено на підставі великого обсягу експериментальних досліджень та їхньої статистичної обробки (див. п. 16.5).

Таблиця 16.1

Характеристика державного еталону одиниць електричної напруги та коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги (КМПЕН) на частоті 50 Гц

Коефіцієнт масштабного перетворення електричної напруги	
Первинний еталон (Київ, Укрметртестстандарт)	
Діапазон вимірювань, безрозмірна величина	$\frac{(1-330/\sqrt{3})\text{кВ}}{(100/3-150)\text{В}}$
Частота, Гц	50
Похибка напруги: середнє квадратичне відхилення Sf (відн. од.);	$(0{,}2-1)\cdot 10^{-4}$
не виключена систематична похибка θ_f (відн. од.).	$(0{,}5-2)\cdot 10^{-4}$
Кутова похибка: середнє квадратичне відхилення S_δ, …′;	0,1 – 1
не виключена систематична похибка θ_δ, …′.	0,5 – 1,5
Установка вторинного еталону (Запоріжжя, ВІТ)	
Діапазон вимірювань, безрозмірна величина	$\frac{(330/\sqrt{3}-500/\sqrt{3})\text{кВ}}{(100/3-150)\text{В}}$
Похибка напруги: середнє квадратичне відхилення результатів звірення з первинним еталоном S_f (відн. од.).	$(1{,}6-1{,}8)\cdot 10^{-4}$
Кутова похибка: середнє квадратичне відхилення результатів звірення з первинним еталоном S_δ, …′.	1,3 – 1,4

Установка УПТН-500 використовується ВІТ, а також Запорізьким заводом високовольтної апаратури для метрологічного забезпечення розробки, випробовування і випуску з виробництва еталонних і робочих трансформаторів напруги класів 110—500 кВ при частоті 50 та 60 Гц. Технічні характеристики установки УПТН-500 наведено в табл. 16.1. Установка може також використовуватися для повірки високовольтних подільників напруги і кіловольтметрів класу 500 кВ.

У табл. 16.2 для ілюстрації подано значення похибок еталонного трансформатора ЗНООГ-500 (розробка ВІТ) класу точності 0,1 елегазового виконання з первинною номінальною напругою $500/\sqrt{3}$ кВ і вторинною напругою 500 В, що визначаються аналогічно (16.2), (16.3) за допомогою установки УПТН-500 при частотах 50 і 60 Гц. Даний трансформатор атестовано з навантаженням МПНН (й утворює спільно з ним багатодіапазонний комплекс для відтворення масштабного коефіцієнта при високих напругах класу 500 кВ); він має ввід повітря-елегаз і після атестації на УПТН-500 (у ВІТ) використовується на Заводі високовольтної апаратури для

Таблиця 16.2

Дійсні значення похибок трансформатора напруги ЗНООГ-500 УХЛ 4.2 № 001 у комплексі з масштабним перетворювачем низьких напруг МПНН № 009

(витяг з протоколу метрологічної атестації)

Первинна напруга в % від номінальної ($500/\sqrt{3}$ кВ)	Похибка	
	напруги, %	кутова, хв.
при частоті 50 Гц		
20	–0,07	–1,0
50	–0,04	–1,0
80	–0,03	–1,2
100	–0,03	–1,0
120	–0,06	–0,4
при частоті 60 Гц		
20	–0,09	–0,8
50	–0,05	–0,8
80	–0,04	–0,9
100	–0,04	–0,9
120	–0,04	–0,7

Примітка. Визначення дійсних значень похибок комплексу трансформатора напруги $500/\sqrt{3}/0{,}5$ кВ проводилось на установці УПТН-500 при установленні вихідної номінальної напруги МПНН-100,000 В.

повірки робочих ТН класу 500 кВ, що випускаються ЗВА для підприємств СНД та інших країн.

16.5. Розробка методики визначення значень похибок установок

Розроблені установки класів напруг 35—500 кВ можуть розглядатися як аналоги вторинних еталонів [8], для яких до числа метрологічних характеристик вносяться відхилення розмірів одиниць, що зберігаються ними від розміру одиниці, відтвореної первинним еталоном. Похибкою є «невизначеність» результатів вимірювань даних відхилень, обумовлена похибкою застосовуваних при цьому ЗВТ та методу вимірювань.

Головне джерело похибок при вимірюванні зазначених відхилень — систематичні похибки, обумовлені апаратурою порівнянь напруг, зокрема, приладом порівняння напруг (вимірювачем різності напруг ВРН) [9] та МПНН. Основна похибка МПНН при номінальних значеннях його вихідних напруг понад 32 В в діапазоні напруг 80—120 % від номіналу і температур 20±5 °С не перевищує таких значень:

$$\Delta_0 f_{\text{мпнн}}=0{,}001\%\cdot(1\cdot10\text{–}5 \text{ відн.од.});$$
$$\Delta_0 \delta_{\text{мпнн}}=2''(1\cdot10\text{–}5 \text{ відн.од.}). \qquad (16.4)$$

Основна похибка ВРН у діапазоні порівнюваних напруг 40—180 В та в інтервалі температур 20±5 °С при частоті 50 (чи 60 Гц) не перевищує значень:

$$\Delta_0 f_{\text{ВРН}}=0{,}001\% \text{ (10–5 відн.од.});$$
$$\Delta_0 \delta_{\text{ВРН}}=5''(2{,}4\cdot10\text{–}5 \text{ відн.од.}). \qquad (16.5)$$

Застосування ВРН для порівняння напруг у діапазонах 10—40 і 180—200 В пов'язане з його додатковою похибкою 0,001% і 5″. Крім того, для робочої області температур установок (10—35 °С) додаткова похибка ВРН також дорівнює його основній похибці. Зміною похибки МПНН у діапазоні робочих температур установок можна нехтувати.

Аналізуючи вирази для масштабного коефіцієнта вимірювальної системи (наприклад, $\dot{K}_{\text{ВС}}$ (15.7)), дійдемо висновку, що в кожній зі складових $f_{\text{ВС}}$, $\delta_{\text{ВС}}$ міститься або похибка, обумовлена МПНН, або похибка, зумовлена ВРН. Дані адитивні складові похибки входять лінійно (з коефіцієнтами, які дорівнюють одиниці або меншими одиниці, наприклад: $1/n$, $1/m$, $1/q$) в результати обчислень відхилень $f_{\text{ВС}}$, $\delta_{\text{ВС}}$, підсумовуючись багаторазово (зі своїми знаками). Розгля-

даючи (15.7), зазначимо, що вимірювання кожної складової fj, δj є прямим, а результат $f_{ВС}$, $\delta_{ВС}$ визначається, по суті, алгебраїчною сумою результатів прямих вимірювань (їх лінійною комбінацією).

Таким чином, для знаходження похибок вимірювань відхилень $f_{ВС}$, $\delta_{ВС}$ може бути використаний ГОСТ 8.207 «Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений» [10], з доповненнями ГОСТ 8.381 [8]. У цілому межі невиключеної систематичної похибки, що залишається, відповідно до [8, 10] для fВС, δВС визначалися у вигляді:

$$\Theta_f = \pm k \cdot \sqrt{\sum_{j=1}^{p} (\alpha_j \Theta_{fj})^2}; \quad S_{\Theta_\delta} = \pm k \cdot \sqrt{\sum_{j=1}^{p} (\beta_j \Theta_{\delta j})^2}, \tag{16.6}$$

де j — порядковий номер складової невиключеної систематичної похибки Θ_{fj} чи $\Theta_{\delta j}$ за виразами $f_{ВС}$, $\delta_{ВС}$ (15.7);

α_j, β_j — «ваговий» коефіцієнт при кожній зі складових у (15.7);

p — число згаданих складових похибок у (15.7), що дорівнює $n + m + q - 1$; k — коефіцієнт, який залежить від вибраної довірчої імовірності P (для еталонів $k = 1{,}4$ при $P = 0{,}99$ [8]; для технічних вимірювань $k = 1{,}1$ при $P = 0{,}95$ [10].

Середні квадратичні відхилення невиключених систематичних похибок згідно з [8, 10] обчислювались відповідно до (16.6) таким чином:

$$S_{\Theta_f} = \frac{\Theta_f}{k \cdot \sqrt{3}}; \quad S_{\Theta_\delta} = \frac{\Theta_\delta}{k \cdot \sqrt{3}}. \tag{16.7}$$

Характеристики випадкової складової похибки визначалися на підставі статистичної обробки результатів багаторазових спостережень f_j, δ_j. Вибіркова перевірка результатів спостережень f_j, δ_j за ГОСТ 8.207 [10] показала їх належність до нормального розподілення. Для кожного вимірювання f_j, δ_j число спостережень l вибиралося не менше 4, при цьому як результати вимірювання приймалися середні значення $\bar{f}_j, \bar{\delta}_j$, а середні квадратичні відхилення випадкової складової похибки обчислювалися за формулами:

$$S_{fj} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{l} (f_{ij} - \bar{f}_j)^2}{l \cdot (l-1)}}; \quad S_{\delta j} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^{l} (\delta_{ij} - \bar{\delta}_j)^2}{l \cdot (l-1)}}, \tag{16.8}$$

де i — порядковий номер спостереження f_j або δ_j — складової.

Сумарні середні квадратичні відхилення випадкової похибки розраховувалися за виразами [10]:

$$S_f = \sqrt{\sum_{j=1}^{p} (\alpha_j S_{fj})^2}; \; S_\delta = \sqrt{\sum_{j=1}^{p} (\beta_j S_{\delta j})^2}. \qquad (16.9)$$

Середні квадратичні відхилення сум невиключених систематичних і випадкових похибок визначались за виразами:

$$S_{\sum f} = \sqrt{S_{\Theta_f}^2 + S_f^2}; \; S_{\sum \delta} = \sqrt{S_{\Theta_\delta}^2 + S_\delta^2}. \qquad (16.10)$$

Нарешті, границі похибок результатів вимірювань відхилень $f_{\text{ВС}}$, $\delta_{\text{ВС}}$ розраховувалися так [8, 10]:

$$\Delta_{\Sigma f} = \pm t_{\Sigma f} \cdot S_{\Sigma f}; \; \Delta_{\Sigma \delta} = \pm t_{\Sigma \delta} \cdot S_{\Sigma \delta}; \qquad (16.11)$$

$$t_{\Sigma f} = \frac{\Theta_f + t_l \cdot S_f}{S_{\Theta_f} + S_f}; \; t_{\Sigma \delta} = \frac{\Theta_\delta + t_l \cdot S_\delta}{S_{\Theta_\delta} + S_\delta}. \qquad (16.12)$$

де t_l — відомий коефіцієнт (функція) Стьюдента [10].

Проведене визначення похибок стосується (15.7), тобто дійсне для вихідної установки 36 кВ (для розрахунку похибок вимірювань відхилень $f_{\text{АТДН}}$, $\delta_{\text{АТДН}}$). За допомогою співвідношень типу (16.2), (16.3) виконується перехід від $f_{\text{АТДН}}$, $\delta_{\text{АТДН}}$ до відхилень f_{T1}, δ_{T1}; ... $f_{\text{ЗНООГ-500}}$, $\delta_{\text{ЗНООГ-500}}$. Таким чином, кожне з шуканих відхилень може бути подане у вигляді лінійної комбінації результатів усіх проведених (для його визначення) операцій, і для нього аналогічно (16.6)—(16.12) можуть бути знайдені складові похибок та їх сумарні значення. Крім того, додатково до (16.6)—(16.8) враховуються такі складові похибки, внесені:

— розділюючим незаземлюваним трансформатором напруги, (див. п. 16.1);

— нестабільністю амплітуди і частоти живильної напруги;

— недосконалістю електростатичного екранування вузлів та елементів установок;

— їх взаємним електромагнітним впливом;

— зміною температури навколишнього середовища;

— зміною характеристик вузлів при транспортуванні (ТНО-330 установки 500 кВ);

— відхиленням фазового зміщення вихідних напруг розділюючих трансформаторів з двосекційною вторинною обмоткою (у схемах подвоєння) від значення 180° (π радіан), а також розбіжністю їх амплітуд;

— вторинною апаратурою при передачі розміру масштабного коефіцієнта від вихідних залежним ЗВТ та ін.

Для виявлення похибки змінювача полярності запропоновано використовувати схему включення двох однотипних високостабільних прецизійних резисторів з мікропроводу, підібраних ідентичними один до одного на повірочній установці типу УПМС-5М при номінальній напрузі з точністю до двох одиниць 10^{-6} номіналу (рис. 16.8). Нехай первинна напруга вузла TV_1—TL_2, (див. рис. 16.6б) становить $\dot{U}_1'$, а вихідні напруги двосекційної вторинної обмотки TL_2 — $\dot{U}_{22}'$ та $\dot{U}_{22}''$. За допомогою двох з'єднаних вище резисторів, які надалі вважатимемо повністю ідентичними, знаходимо точку 0' потенціальної діаграми (рис. 16.8,*а*) як середину відрізка, що з'єднує кінці векторів $\dot{U}_{22}'$, та $\dot{U}_{22}''$. При цьому може бути виміряна напруга між середньою точкою двосекційної обмотки і середньою точкою кола двох резисторів R (рис. 16.8,*б*), зображена вектором $\Delta\dot{U}$. Вимірювання $\Delta\dot{U}$ повинне проводитися, у загальному випадку, за двома складовими (наприклад, потенціометром *1*) стосовно напруг $\dot{U}_1'$ чи $\dot{U}_{22}'$ ($\dot{U}_{22}''$).

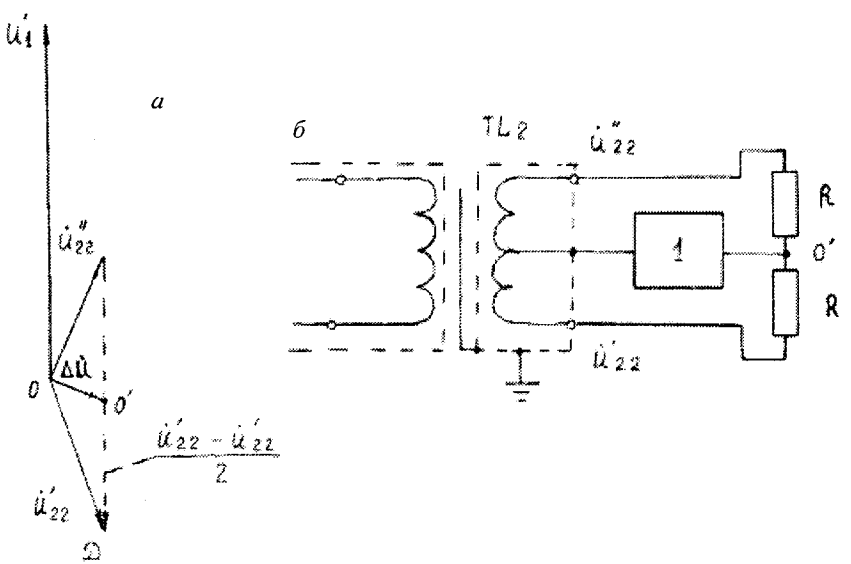


Рис. 16.8. Схема визначення похибки розділюючого трансформатора з двосекційною вторинною обмоткою.

При $\Delta\dot{U} = 0$ складові похибки установки подвоєння, зумовлені недосконалістю змінювача полярності: $\Delta f_{\text{зп}} = 0$, $\Delta\delta_{\text{зп}} = 0$. Проведені спостереження $\Delta\dot{U}$ в режимах подвоєння напруги установок 110—500 кВ дозволили оцінити максимальні значення $\Delta f_{\text{зп}} = 0{,}001$ %, $\Delta\delta_{\text{зп}} = 2''$.

Детальний розгляд інших названих вище складових похибок (у тому числі зумовлених також впливом вищих гармонічних складових напруги) і підсумовування їх внесків аналогічно (16.6—16.12) забезпечили визначення границі похибок розроблених установок. Одержані значення похибок й інші характеристики установок зведено в табл. 16.1. Впровадження описаного комплексу установок забезпечило створення апаратури та введення державної повірочної схеми масштабних перетворювачів високих напруг промислової частоти і кіловольтметрів до класу напруги 500 кВ включно [11].

Високі метрологічні характеристики державного еталону одиниць електричної напруги змінного струму та коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги в області високих напруг були підтверджені міжнародними звіреннями еталонних засобів вимірювальної техніки України та Німеччини [12].

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Поясніть, чому в схемі визначення похибки незаземлюваного трансформатора напруги заекрановано як проміжний перетворювач (ПП), так і заземлюваний трансформатор *TV*2 (рис. 16.1,*б*)?
2. Яким чином можна виконати підстроювання масштабного коефіцієнту АТДН вихідної установки 36 кВ (рис. 16.2)?
3. Які функції виконують трансформатори T_2 та T_3—T_4 в схемі установки класу 110 кВ (рис. 16.3)?
4. Поясніть виконання екрану трансформатора напруги класу 220 кВ (рис. 16.4).
5. Поясніть різницю застосування блоків вольтододавальних (БВД) в схемах рис. 16.3 та рис. 16.5.
6. Які функції виконує трансформатор T_6 в схемі рис. 16.5?
7. Які функції виконують трансформатори T_5; T_7 в схемі рис. 16.5?

8. Які особливості конструкції та високовольтної ізоляції установки вторинного еталону коефіцієнта масштабного перетворення електричних напруг до $500/\sqrt{3}$ кВ (рис. 16.6, рис. 16.7)?
9. Як визначаються похибки державного еталону коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги на частоті 50 Гц в діапазоні $(1 - 330/\sqrt{3})$ кВ?
10. Як визначаються похибки еталону коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги на частоті 50 Гц в діапазоні $(330/\sqrt{3} - 500/\sqrt{3})$ кВ?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Стогний Б. С.* Теория высоковольтных измерительных преобразователей переменного тока и напряжения. — К.: Наук. думка, 1984. — 272 с.
2. *Бржезицкий В. О. и др.* Роль высших гармонических составляющих при измерении высокого напряжения //Измерительная техника. — 1984. — № 11. — С. 47—49.
3. *Копшин В. В., Бржезицький В. А., Кікало В. М.* AC high voltage primary standart. В кн.: «Actual problems of Measuring Technigue» «Measurement-98». Proc. Intern. Conf. — Kyiv: NTYY «KPI», AUSDAAD, 1998. — P. 60—61.
4. *Копшин В. В, Кікало В. М., Бутенко О. Г.* Державний еталон одиниць електричної напруги змінного струму в діапазоні від 1 до $1{,}2 \cdot 300/\sqrt{3}$ кВ та коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги на частоті 50 Гц //Український метрологічний журнал. — 2000. — Вип. 1. — С. 42—49.
5. *Бржезицкий В. А., Копшин В. В., Проценко В. И.* Поверочная установка высшей точности для аттестации масштабных преобразователей высоких напряжений и киловольтметров при частоте 50 Гц //Измерительная техника. — 1978. — № 6. — С. 54—56.
6. ГОСТ 8.216-88. Трансформаторы напряжения. Методика поверки. — Введ. 01.01.89.
7. А.с. 1334099 СССР, МКИ[4]G 01 R 35/02. Устройство для измерения погрешности масштабных преобразователей высокого напряжения. В. А. Бржезицкий, В. В. Копшин и др. Опубл. 1987; Бюл. 32.
8. ГОСТ 8.381-80. Эталоны. Способы выражения погрешностей. — Введ. 01.01.81.

9. *Бржезицкий В. А., Копшин В. В., Проценко В. И.* Компаратор вторичных напряжений высоковольтных трансформаторов // Измерительная техника. — 1977. — №1. — С. 81—82.
10. ГОСТ 8.207-76. Прямые измерения с многократными наблюдениями. Методы обработки результатов наблюдений. Основные положения. Введ. 01.01.77.
11. ДСТУ 3864-99. Державна повірочна схема для засобів вимірювань електричної напруги змінного струму в діапазоні від 1 до $1{,}2 \cdot 500/\sqrt{3}$ кВ та коефіцієнта масштабного перетворення електричної напруги на частоті 50 Гц. — Увед. 01.01.00.
12. *Копшин В. В., Кикало В. Н. и др.* Международные сличения между УкрЦСМ и РТВ эталонных трансформаторов тока и трансформаторов напряжения. Вкн.: III Міжнародна науково-технічна конференція. Метрологічне забезпечення в галузі електричних і магнітних та радіовимірювань (Метрологія в електроніці — 2000), 10—12 жовтня 2000 р., Наукові праці конференції в 2-х томах, Т. 1. — 178 с. — С. 57—58.

Глава 17
РЕГУЛЮВАННЯ РОЗПОДІЛЕННЯ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ В ІЗОЛЯЦІЙНІЙ КОНСТРУКЦІЇ ПОДІЛЬНИКА ВИСОКОЇ НАПРУГИ ЗА ДОПОМОГОЮ ПРОФІЛЮВАННЯ ДІЕЛЕКТРИКА

(В. О. Бржезицький)

При розробці вимірювань високих напруг виникають деякі принципові питання, вирішення яких, зокрема, дозволить перейти до створення нових типів МПВН (див. далі гл. 18, 19). До кола таких питань належить і регулювання розподілення електричного поля в ізоляційній конструкції за допомогою профілювання меж поділу діелектриків, що є одним з основних завдань у техніці високих напруг при створенні установок електротехнології, конструюванні прискорювачів тощо.

Таке регулювання розподілу електричного поля розглядалося раніше в ряді робіт [1, 2]. Ми ж наводимо варіант створення однорідного (або такого, що наближається до нього) поля в деяко-

му «робочому» об'ємі засобами, які знаходяться поза цим об'ємом. Дане технічне рішення є важливим при розробці прецизійних імпульсних МПВН на основі комірок Керра та інших оптоелектронних перетворювачів (глава 15), у прискорювальній техніці тощо.

Спочатку пропонований спосіб регулювання поля в ізоляційній конструкції високовольтного подільника напруги був обґрунтований у роботі [3]. Припустимо: між електродами E_1, E_2 (E_1 — заземлюваний електрод з потенціалом, що дорівнює нулю; E_2 — електрод високої напруги з потенціалом $U_2 = U_{m2}e^{j\omega t}$) необхідно забезпечити деякий розподіл потенціалу (рис. 17.1). На рисунку заштриховано тонкий шар діелектрика з поперечним розміром $b(z)$, причому $b<<H$, де H — міжелектродна відстань. Активними складовими об'ємної і поверхневої провідностей нехтуємо. Тоді розподіл потенціалу U в шарі діелектрика, що є й ізоляційним остовом конструкції, за координатою z буде визначатися співвідношенням:

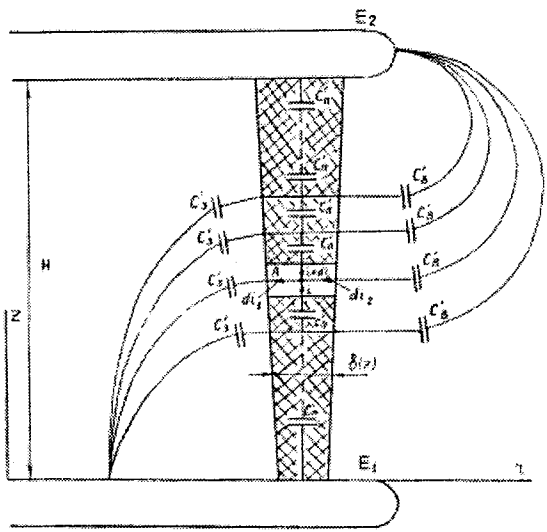


Рис. 17.1. Схема заміщення ізоляційного остову.

$$U = U_m(z)e^{j\omega t}. \qquad (17.1)$$

Величина $U_m(z)$ залежить від питомої поздовжньої ємності $C'_п(z)$ діелектрика, а також від сумарних поперечних ємностей $C'_з(z)$ та $C'_в(z)$, відповідно, на електроди E_1 і E_2.

Напрямляючі струми i, i_1, i_2, що визначаємо на одиницю довжини розміру, перпендикулярного площині креслення, згідно з рис. 17.1, їх баланс для елемента A може бути подано у вигляді:

$$(i + di) + di_2 = i + di_1, \qquad (17.2)$$

або

$$di = di_1 - di_2. \qquad (17.3)$$

Значення di_1, di_2 знаходимо з рівнянь:

$$di_1 = U_m(z)\omega C'_з dz \cdot e^{j(\omega t+\pi/2)}; \qquad (17.4)$$

$$di_2 = [U_{m2} - U_m(z)]\omega C'_в dz \cdot e^{j(\omega t+\pi/2)}. \qquad (17.5)$$

Струм

$$i = dU_m(z)\omega C'_{\text{п}}(z)\cdot e^{j(\omega t+\pi/2)}/dz$$

або

$$i = \frac{dU_m(z)}{dz}\omega C'_{\text{п}}(z)\cdot e^{j(\omega t+\pi/2)}. \qquad (17.6)$$

Подамо:

$$di = \frac{di}{dz}dz$$

чи

$$di = \left[\frac{d^2U_m(z)}{dz^2}C'_{\text{п}}(z) + \frac{dU_m(z)}{dz}\frac{dC'_{\text{п}}(z)}{dz}\right]\omega\cdot dz\ e^{j(\omega t+\pi/2)}. \qquad (17.7)$$

Підставивши (17.4), (17.5), (17.7) у (17.3) і зробивши необхідні скорочення, одержимо:

$$\frac{d^2U_m(z)}{dz^2}C'_{\text{п}}(z) + \frac{dU_m(z)}{dz}\frac{dC'_{\text{п}}(z)}{dz} = U_m(z)C'_{\text{з}} - [U_{m2} - U_m(z)]C'_{\text{в}}. \qquad (17.8)$$

Вираз (17.8) при постійній товщині діелектрика $d'C_{\text{п}}(z)/dz = 0$ та умові $C'_{\text{в}} = 0$ узгоджується с аналогічними формулами [1].

Для досягнення високої точності вимірювання різних видів напруг необхідно домогтися у подільнику еквівалентного розподілу потенціалу за колом із зосередженими параметрами елементів високовольтного плеча під дією струму, що протікає в ньому, а також у результаті розподілення електричного поля в міжелектродному проміжку, яке залежить від форми і відстані між електродами E_1, E_2, від діелектричної проникності та профілю ізоляційного остова. В окремому (разом з тим дуже поширеному) випадку це може бути забезпечене при лінійному розподілі напруги за висотою ізоляційної конструкції. Тому цікаво визначити з виразу (17.8) умову рівномірного розподілу напруги в шарі діелектрика ізоляційного остову подільника. Для цього, підставляючи у (17.8) співвідношення

$$U_m(z) = U_{m2}z/H,$$

одержимо:

$$\frac{dC'_{\text{п}}(z)}{dz} = (C'_{\text{в}} + C'_{\text{з}})z - HC'_{\text{в}}. \qquad (17.9)$$

Після інтегрування виразу (17.9) маємо:

$$C'_{\text{п}}(z) = C'_{\text{п}}(0) + \int_0^z (C'_{\text{в}} + C'_{\text{п}})z\,dz - H\int_0^z C'_{\text{в}}\,dz. \qquad (17.10)$$

Для прикладу вираз (17.10) застосуємо для окремого випадку, що характеризує звичайні умови високовольтної ізоляційної конструкції: $C'_{\text{в}} \ll C'_{\text{з}}$, $C'_{\text{з}} \approx \text{const}$ [1]. Тоді

$$C'_{\text{п}}(z) = C'_{\text{п}}(0) + \frac{C'_{\text{з}}}{2} z^2, \qquad (17.11)$$

тобто розподіл питомої поздовжньої ємності діелектрика, який забезпечує лінійний розподіл напруги по z, характеризується параболічним законом.

Визначаючи поздовжню питому ємність тонкостінного остова (на одиницю довжини) за виразом $C'_{\text{п}}(z) = \varepsilon_0 \varepsilon_d b(z) 1_L$, де ε_0 — абсолютна діелектрична проникність вакууму; ε_d — відносна діелектрична проникність матеріалу остову; 1_L — одиниця довжини, відповідно до (17.11) одержимо таку залежність для товщини стінки циліндричного остова:

$$b(z) = b(0) + \frac{C'_{\text{з}}}{2\varepsilon_0 \varepsilon_d 1_L} z^2.$$

З (17.10) виходить, що для загального випадку залежності $C'_{\text{в}}(z)$, $C'_{\text{з}}(z)$ профілювання товщини стінки діелектрика (у більш загальному випадку площі поперечного перерізу остова $S(z)$ на одиницю довжини) має виконуватися за складнішим законом:

$$S(z) = S_0 + \frac{1}{\varepsilon_0 \varepsilon_d} \left[\int_0^z (C'_{\text{в}} + C'_{\text{з}}) z dz - H \int_0^z C'_{\text{в}} dz \right], \qquad (17.12)$$

який визначають функції $C'_{\text{в}}(z)$, $C'_{\text{з}}(z)$.

Таким чином, профілюючи межу поділу «твердий діелектрик — діелектрик оточуючого середовища» (наприклад, повітря або інший газ) відповідно до розробленого способу [3], можна одержати (див. (17.8)) заданий розподіл потенціалу (в окремому випадку — лінійний, див. (17.10)) у міжелектродному проміжку подільника напруги, прискорювача заряджених частинок чи електротехнологічної установки.

Проведений аналіз показує, що регулюванням товщини шару діелектрика можна змінювати розподіл напруги за висотою подільника. Тоді, підбираючи його відповідно до розподілу напруги в колі елементів високовольтного плеча, можна проводити її еквіпотенціальне екранування. Тим самим профільований ізоляційний остов подільника виконуватиме функції допоміжного екрануючого подільника. Отже, дане технічне рішення було визнане новим для високовольтних подільників напруги [3].

Застосування цього рішення дозволяє замінити громіздкі конструкції вузлів допоміжного подільника, що реалізовується звичайно у вигляді кола із зосередженими елементами, яке охоплює внутрішнє, вимірювальне коло подільника шаром діелектрика з розподіленими параметрами, поєднавши останній із звичайним ізоляційним

остовом подільника. Таким чином, запропоноване рішення, не лише сприяє підвищенню якості регулювання розподілу напруги в подільниках, а й забезпечує зниження їх масогабаритних показників.

Визначення функцій $C'_в(z)$, $C'_з(z)$ має проводитись на підставі картини поля в міжелектродному проміжку, що за розглянутих умов може бути однозначним тільки у випадку «тонкого» шару діелектрика. При недотриманні цього в умовах порівняної товщини діелектрика з його висотою розподіл поля необхідно регулювати як методами розрахунків електричного поля в системі електродів з межами поділу діелектриків, так і методами пошуку і вибору варіантів параметрів цієї системи.

Незважаючи на значні досягнення [2] в теорії і практиці розрахунків електричних полів, слід все-таки зазначити, що для вирішення даного завдання потрібен був їх певний розвиток.

17.1. Обґрунтування вибору методу розрахунку електричного поля та його аналіз

Однією з особливостей розвитку техніки високих напруг в останні 15—20 років є перехід до широкого застосування в дослідженнях різних методів розрахунку електричних полів. Це обумовлено, з одного боку, тим, що в наш час з'явилися можливості масового використання відповідної обчислювальної техніки. З іншого боку, завдяки ряду основних робіт були вирішені методичні питання, що знаходяться на межі математичних наближених методів розрахунку полів і польових задач конкретного характеру. Серед цих робіт особливо виділяється комплекс досліджень [2], на підставі результатів яких стала можливою розробка основних позицій і рекомендацій для практичних інженерних розрахунків електричних полів. При цьому розв'язання тих чи інших практичних завдань за допомогою розрахунків потенціальних полів на ЕОМ в ряді випадків буде швидшим і надійнішим, ніж проведення детальних експериментальних досліджень. За таких умов експериментальні дослідження, безумовно, залишаються засобом контролю підсумкових робочих характеристик та параметрів розроблюваних пристроїв.

Розрахунки потенціальних полів, зокрема електростатичного поля, зводяться до розв'язання рівняння Пуассона:

$$\operatorname{div}(\varepsilon \operatorname{grad} \varphi) = -\rho, \qquad (17.13)$$

де ρ — об'ємна густина зарядів; ε — діелектрична проникність середовища; φ — значення потенціалу при виконанні на граничних поверхнях S граничних умов першого, другого чи третього роду.

Крім того, за наявності середовищ з різними фізичними властивостями на межах розподілу ставляться умови сполучення — неперервність розв'язання за φ і нормальною складовою вектора електричного зсуву $\varepsilon \frac{d\varphi}{dn}$ (n — нормаль до поверхні сполучення).

Спочатку розглядатимемо розрахунок електричного поля для однорідних середовищ при використанні граничних умов першого роду, що можуть бути записані у такий спосіб:

$$\varphi_S = \varphi_0 f_1(S) = F_1(S), \qquad (17.14)$$

де φ_S — потенціал поля; φ_0 — константа, що має розмірність потенціалу; $f_1(S)$ — задана безрозмірна функція точок поверхні S.

Визначення потенціалу з граничними умовами типу (17.14) застосовується для розрахунків електричних полів в однорідних середовищах, створюваних електродами із заданими потенціалами.

У загальному вигляді розв'язання рівняння Пуассона може бути представлено (опускаючи довільну постійну) відомим інтегральним виразом:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\varepsilon_c\varepsilon_0}\left[\int_V \frac{\rho dV}{r} + \int_S \frac{\sigma dS}{r} + \int_l \frac{\tau dl}{r}\right], \qquad (17.15)$$

де ρ, σ, τ — об'ємні, поверхневі та лінійні густини зарядів елементів об'єму dV, поверхні dS і довжини dl; r — відстань від елементів об'єму dV, поверхні dS і довжини dl до точки визначення потенціалу; ε_c — відносна діелектрична проникність середовища; ε_0 — діелектрична проникність вакууму.

Далі діелектричну проникність газового середовища, в якому знаходяться розглянуті пристрої, приймаємо такою, що дорівнює діелектричній проникності вакууму, тобто $\varepsilon_c = 1$.

Для високовольтних електроізоляційних конструкцій за відсутності іонізації середовища об'ємні заряди, як правило, є незначними, тому при розрахунках прийматимемо ρ = 0. У цьому випадку рівняння Пуассона (17.13) переходить у рівняння Лапласа, а заряди вважають розподіленими по поверхні (чи довжині) металевих електродів.

Порівняння існуючих методів розрахунку потенціальних полів [2] показує, що для розв'язання розглянутої задачі з урахуванням геометрії електродів високовольтних подільників найбільш доцільним є використання методу інтегральних рівнянь (I і II роду). Метод сіток, що ґрунтується на заміні диференціального рівняння Лапласа або Пуассона відповідними рівняннями в кінцевих різницях, має зазначені у [2] недоліки для «відкритих областей», до яких

належить конструкція подільника напруги. Аналогічний висновок можна зробити, розглянувши (згідно з [2]) можливості використання в задачі методу кінцевих елементів.

На рис. 17.2 подано умовну конфігурацію осесиметричної системи електродів, для якої необхідно визначити картину поля.

Вісь z збігається з віссю симетрії, r є радіальною координатою. Нехтуючи впливом сполучних провідників на розподіл поля між електродами ($\tau = 0$), а також дією електромагнітних полів, яка виявляється за надвисоких частот, приймаємо (відповідно до (17.15)): картина поля визначається розподілом поверхневої густини зарядів σ_1, σ_2 на електродах E_1, E_2, що залежить від потенціалів електродів, їх розмірів, форми, тобто розглядаємо задачу в квазістатичному наближенні.

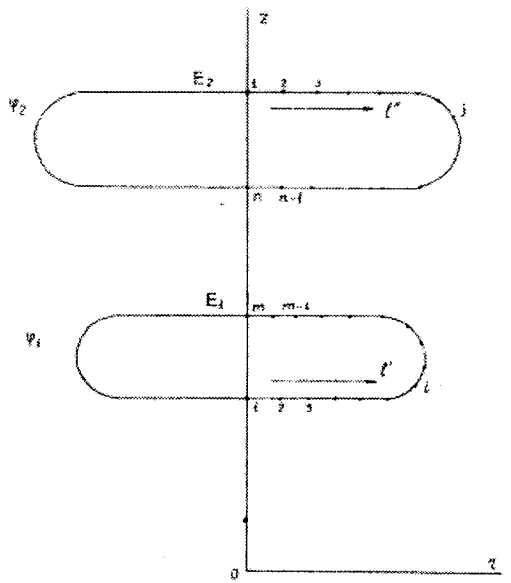


Рис. 17.2. Розміщення та форма електродів.

Дослідженнями [2] та інших авторів показано, що для розв'язання даної задачі методом інтегральних рівнянь з високою точністю прийнятним є визначення поверхневої густини зарядів σ_i, σ_j в i, j-точках ($i = 1, 2, 3...m$, $j = 1, 2, 3...n$) електродів E_1, E_2. Поверхнева густина визначається у припущенні, що на інтервалі між сусідніми точками вона змінюється за лінійним законом залежно від криволінійних координат e', e'' (рис. 17.2). При цьому система лінійних алгебраїчних рівнянь I роду щодо значень густини зарядів σ'_1, σ'_2,... σ'_i, ... σ'_m електрода E_1 і σ''_1, σ''_2,... σ''_j,... σ''_n електрода E_2 має вигляд:

$$\begin{cases} a'_{i1}\sigma'_1 + ... + a'_{ii}\sigma'_i + ... + a'_{im}\sigma'_m + ... + a''_{i1}\sigma''_1 + ... + a''_{ij}\sigma''_j + ... + a''_{in}\sigma''_n = \varphi_1; \\ a'_{j1}\sigma'_1 + ... + a'_{ji}\sigma'_i + ... + a'_{jm}\sigma'_m + ... + a''_{j1}\sigma''_1 + ... + a''_{jj}\sigma''_j + ... + a''_{jn}\sigma''_n = \varphi_2. \end{cases} \quad (17.16)$$

У системі (17.16) кількість рівнянь з правою частиною φ_1 становить m і з правою частиною φ_2, відповідно, n.

Для недіагональних коефіцієнтів на основі формули для потенціалу кільцевого заряду згідно з [2] може бути записано такий вираз (наприклад, для a''_{ij}):

$$a''_{ij} = \frac{1}{\pi\varepsilon_0}\int_{l''_{j-1}}^{l''_{j+1}} \frac{f(l'')\cdot r(l'')\cdot K(k_{l''})}{\sqrt{[z_i - z(l'')]^2 + [r_i + r(l'')]^2}} dl'', \qquad (17.17)$$

де r_i, z_i — координати точки i; $r(l'')$, $z(l'')$ — координати точок поверхні електрода E_2, зумовлені значенням криволінійної координати l''; K — повний еліптичний інтеграл I роду [4], що залежить від модуля

$$k_{l''} = \sqrt{\frac{4\cdot r_i \cdot r(l'')}{[z_i - z(l'')]^2 + [r_i + r(l'')]^2}}. \qquad (17.18)$$

Функція $f(l'')$ на інтервалі $l''_{j-1} \leqslant e'' \leqslant l''_j$ має вигляд:

$$f(l'') = \frac{-l''_{j-1} + l''}{l''_j - l''_{j-1}}, \qquad (17.19)$$

і на ділянці $l''_j \leqslant e'' \leqslant l''_{j+1}$:

$$f(l'') = \frac{l''_{j+1} - l''}{l''_{j+1} - l''_j}. \qquad (17.20)$$

Необхідно враховувати, що для окремих i, j точок інтегрування (17.17) провóдиться тільки за одним інтервалом (якщо «сусідніх» точок не дві, а одна).

Певні труднощі виникають при розрахунку діагональних коефіцієнтів a_{ii}, a_{jj} [2]. Формально вони також можуть бути визначені аналогічно [2]. Однак при наближенні точки з координатою l'' до точки j модуль $k_{e''} \to 1$, а значення еліптичного інтеграла K прямує до нескінченності. У зв'язку з цим розроблено різні способи обчислення діагональних коефіцієнтів. У роботі [2] при обчисленні коефіцієнта a_{jj} поблизу точки j пропонується виділяти досить вузький поясок зі сталою поверхневою густиною заряду, і для іншої частини інтервалу $l''_{j-1} \leqslant e'' \leqslant l''_j$ значення a_{jj} є аналогічним (17.17). Дана пропозиція є скрутною для користувачів, для яких доцільно було б використовувати закінчений вираз a_{jj}. На жаль, у наведеному в табл. 2 [2] першому рисунку неправильно зазначено довжину пояска h, а формула, що рекомендується для Δa_{jj}, може бути застосована тільки при $0 \leqslant \beta \leqslant \frac{\pi}{2}$ (неясно, як чинити користувачеві у ви-

падку $\beta < 0$). Крім того, обмеження $2\frac{R_i}{h} \geqslant 10$ (у позначеннях [2]) не завжди є здійсненним.

Слід підкреслити, що аналогічні питання виникають не тільки при обчисленні діагональних коефіцієнтів, а й при кусково-лінійній апроксимації у разі визначення внеску потенціалу від заряду сусідніх ділянок. При цьому допущення про виділення «вузького» пояска стає неправомірним. На жаль, це питання не розглянуте досить докладно в [2] та інших публікаціях, що призвело до необхідності детального дослідження питання про визначення власних і суміжних коефіцієнтів у методі інтегральних рівнянь. Внаслідок максимального (чи близького до нього) значення цих коефіцієнтів, їх визначення є також важливим для підвищення точності методу інтегральних рівнянь.

17.2. Виведення і дослідження похибки виразу для значень повного еліптичного інтеграла I роду

Перш ніж визначати діагональні коефіцієнти, необхідно досліджувати особливості функції еліптичного інтеграла I роду, що впливають на шукані коефіцієнти. Важливо також знайти просте і разом з тим досить точне подання для еліптичного інтеграла.

Повний еліптичний інтеграл I роду визначається таким виразом [4]:

$$K(k) = \int_0^{\frac{\pi}{2}} \frac{d\Theta}{\sqrt{1 - k^2 \sin^2 \Theta}}, \qquad (17.21)$$

де k — модуль інтеграла, $0 \leqslant k \leqslant 1$. При збільшенні k інтеграл K монотонно зростає від значення $K(0) = \pi/2$ і до межі $K(1) \to \infty$. Поблизу лівої і правої меж області існування відомими є подання K у вигляді ряду (наводимо два перших члени):

$$K_{K \to 0} = \frac{\pi}{2}\left(1 + \frac{k^2}{4}\right); \qquad (17.22)$$

$$K_{K \to 1} = \ln\frac{4}{k'} + \frac{k'^2}{4}\left(\ln\frac{4}{k'} - 1\right), \qquad (17.23)$$

де $k' = \sqrt{1 - k^2}$ — додатковий модуль інтеграла.

Для обчислення $K(k)$ звичайно використовують обидва подання, розбиваючи область для k на дві підобласті. Необхідність ви-

користання двох виразів для K і поділу їх за областю застосування значно ускладнює програмування задач і збільшує обсяг обчислень. Крім того, на межі підобластей має місце розрив похідних, що може призвести до значних похибок при обчисленні напруженості поля. У даній роботі обґрунтована можливість застосування простої неперервної апроксимації для повного еліптичного інтеграла I роду.

Проведені розрахунки показують, що значення K в усьому діапазоні зміни k можуть бути знайдені за таким виразом:

$$K = \ln\frac{4\varphi'}{k'}, \qquad (17.24)$$

де φ' — поправочний коефіцієнт, що змінюється залежно від $k(k')$. Дослідження залежності φ' від k, обумовленої на підставі значень K [5] і формули (17.24), показує, що $\varphi'(k)$ є такою функцією, яка монотонно змінюється в діапазоні від $\varphi'(0) = 1{,}2026193$ до $\varphi'(1) = 1$.

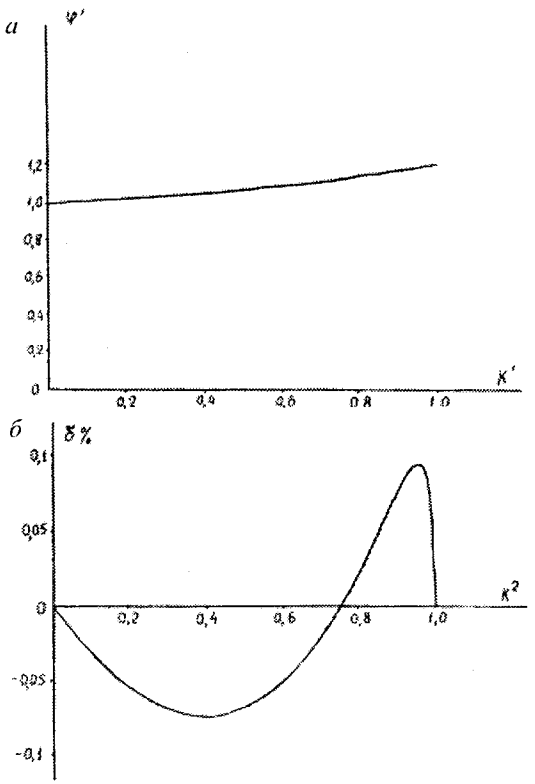


Рис. 17.3. До апроксимації еліптичного інтеграла I роду.

На рис. 17.3,*а* показана залежність φ' від k', що може бути подана степеневою функцією вигляду:

$$\varphi' = 1 + \Lambda(k')^{\alpha}. \qquad (17.25)$$

Припускаючи Λ та α постійними і використовуючи значення $\varphi' = 1{,}0801221$ при $k' = 0{,}5$, а також $\varphi' = 1{,}2026193$ при $k' = 1$, знайдемо: $\Lambda = 0{,}2026193$, $\alpha = 1{,}3385002$.

Порівняння наближених значень повного еліптичного інтеграла I роду, визначених за виразом

$$K_{\text{ітт}} = \ln\left\{\frac{4\cdot[1+0,2026193(k')^{1,3385002}]}{k'}\right\}, \qquad (17.26)$$

з «точними» даними [6], позначення для яких приймемо $K_{\text{т}}$, проводилось у діапазоні від $k^2 = 0,00$ до $k^2 = 0,99$ з кроком 0,01. При цьому для кожного значення k^2 робився розрахунок похибки наближення у вигляді:

$$\delta_{\text{нт}} = \frac{K_{\text{кт}} - K_{\text{т}}}{K_{\text{т}}} 100\%. \qquad (17.27)$$

Здобута залежність $\delta_{\text{нт}}$ від k^2 подана на рис. 17.3б.

За даними проведених обчислень максимальне від'ємне значення $\delta_{\text{нт}}$ становить: 0,0746% при $k^2 = 0,40$. Максимальне додатне значення $\delta_{\text{нт}} = +0,0945\%$ реалізується при $k^2 = 0,96$. Оскільки обидва наведених значення $\delta_{\text{нт}}$ не перевищують ±0,1%, вираз (17.26) може бути використано як апроксимацію повного еліптичного інтеграла I роду при розрахунках електричного поля.

Одержувана при застосуванні формули (17.26) похибка, що не перевищує ±0,1%, є цілком прийнятною для розрахунків електричного поля. Разом з тим при використанні (17.26) необхідний обсяг пам'яті і час розрахунку конкретних значень K істотно скорочуються (порівняно з іншими відомими апроксимаціями [5] повного еліптичного інтеграла I роду), що було підтверджено на ряді прикладів.

17.3. Виведення і дослідження похибок виразів для розрахунку діагональних коефіцієнтів інтегральних рівнянь I роду

Спочатку розглянемо задачу визначення потенціалу в точці M (рис. 17.4), який створюється зарядом конусоподібного пояска з твірною MN. Нехай l — координата на поверхні пояска; β — характеризує кут нахилу MN відносно до осі r. Відповідно до (17.17) запишемо:

$$\varphi_M = \frac{1}{\pi\varepsilon_0}\int_0^{l_N} \frac{\sigma_l \cdot r_l \cdot K(k_l)}{\sqrt{(z_l - z_M)^2 + (r_l + r_M)^2}}\, dl, \qquad (17.28)$$

де r_l, z_l, σ_l — поточні значення відповідних координат і поверхневої густини заряду залежно від l та

$$k_l = \sqrt{\frac{4\cdot r_l \cdot r_M}{(z_l - z_M)^2 + (r_l + r_M)^2}}.$$

Подамо $r_l = r_M + l\cos\beta$, $z_l = z_M + l\sin\beta$ і введемо безрозмірну змінну $x = l/r_M$. Замінивши в (17.28) змінну l на x і подавши $\sigma = P + B\,x$, (де P, B — константи), одержимо:

$$\varphi_M = \frac{r_M}{\pi\varepsilon_0}\int_0^A \frac{(P+Bx)(1+x\cdot\cos\beta)\cdot K[k(x,\beta)]}{\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}\,dx, \qquad (17.29)$$

при $x = l/r_M$, $A = l_N/r_M$ та $k(x,\beta) = 2\sqrt{\dfrac{1+x\cdot\cos\beta}{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}$.

Еліптичний інтеграл у (17.29) виразимо у вигляді (17.26), де $k' = \sqrt{1-k^2} = \dfrac{x}{\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}$.

Тоді

$$K = \ln 4\varphi' + \ln\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4} - \ln x. \qquad (17.30)$$

Для розглянутої та інших задач розрахунку поля в більшості випадків значення $A < 1$ (крім пояска, розташованого на осі симетрії, див. [2]). У такому випадку доданки в (17.30) є більшими від нуля, і функція φ' (17.25), що повільно змінюється, може бути прийнята сталою. Позначимо $\ln 4\varphi' = \bar{T}$ (визначення $\bar{T}$ як

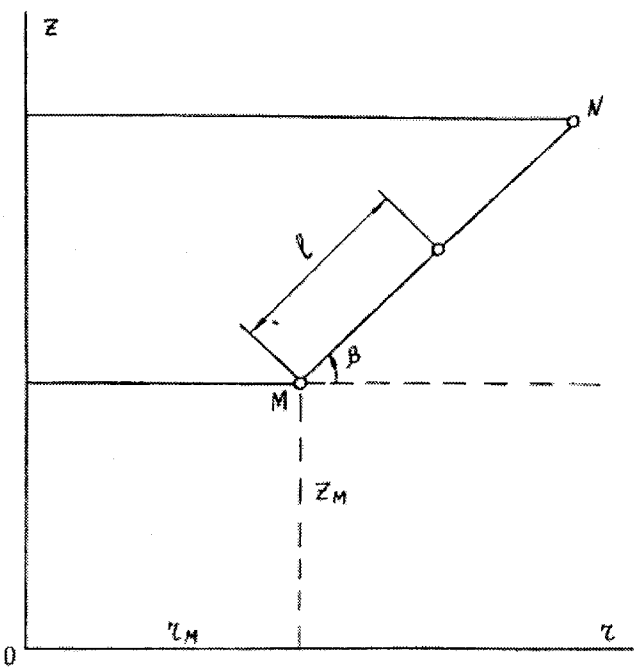


Рис. 17.4. До розрахунку діагональних коефіцієнтів інтегральних рівнянь I роду.

параметра буде дано нижче). Перепишемо з урахуванням цього вираз (17.29):

$$\varphi_M = \frac{r_M}{\pi\varepsilon_0}\int_0^A \frac{\bar{T} - \ln x + \ln\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}{\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}(P+Bx)(1+x\cdot\cos\beta)dx. \quad (17.31)$$

У загальному вигляді останній інтеграл не приводиться до табличного (за винятком частини, пропорційної $\bar{T}$). Тому було застосовано розклад в ряд Тейлора за степенями x функції $\dfrac{1}{\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}$, а також $\dfrac{\ln\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}{\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}$ (до 5-го степеня x включно).

Достатність використовуваного розкладу досліджена далі при числовій оцінці похибки одержуваних результатів для φ_M (17.31).

Після його підстановки у (17.31) і зведення подібних членів значення підінтегральної функції (17.31) буде таким:

$$\begin{aligned} F_{\text{нб}} = (P+Bx)\{&(\bar{T}-\ln x)[0{,}5+0{,}25cx - 0{,}0625(1+c^2)x^2 + \\ &+ 0{,}03125(1+c^2)cx^3 + (0{,}011719 - 0{,}023438c^2 - 0{,}019531c^4)x^4 + \\ &+(-0{,}01758 + 0{,}01953c^2 + 0{,}01367c^4)cx^5] + \\ &+ [0{,}346574 + 0{,}423288cx + (0{,}01918 - 0{,}043322c^2)x^2 + (-0{,}040841 + \\ &+ 0{,}011244c^2)cx^3 + (-0{,}007499 + 0{,}038438c^2 - 0{,}003119c^4)x^4 + \\ &+ (0{,}01711 - 0{,}03594c^2 + 0{,}00023c^4)cx^5]\}, \end{aligned} \quad (17.32)$$

де $c = \cos\beta$.

Підкреслимо, що практично точне значення підінтегральної функції F_T (з похибкою лише функції φ') наведене в (17.31) при заміні $\bar{T}$ його поточним значенням $T(x,\beta) = 4\varphi'(k')$, де

$$k' = \frac{x}{\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}.$$

Дослідження [7] показало, що усереднене значення $\bar{T}$ приблизно відповідає значенню $4\varphi'(k')$ для середини інтервалу MN (рис. 17.4), при $x = A/2$ або

$$k' = \frac{A/2}{\sqrt{\dfrac{A^2}{4}+4\dfrac{A}{2}\cos\beta+4}} = \frac{A}{\sqrt{A^2+8A\cdot\cos\beta+16}}.$$

Тоді

$$\bar{T} = \ln 4 + \ln\left[1 + 0{,}2026193\left(\frac{A}{\sqrt{A^2+8A\cdot\cos\beta+16}}\right)^{1{,}3385002}\right]. \quad (17.33)$$

Інтегрування в (17.31), виконане для підінтегральної функції (17.32), приводить до виразу:

$$\int_0^A F_{\text{пб}}dx = PA\{(\bar{T} - \ln A)[0{,}5 + 0{,}125Ac - 0{,}020833(1 + c^2)A^2 +$$
$$+ 0{,}0078125A^3c(1 + c^2) + (0{,}0023438 - 0{,}0046876c^2 - 0{,}003906c^4)\,A^4 +$$
$$+ (-0{,}00293 + 0{,}003255c^2 + 0{,}002278c^4)cA^5] + [0{,}846574 + 0{,}274144Ac -$$
$$- (0{,}000551 + 0{,}021385c^2)A^2 + (-0{,}008257 + 0{,}004764c^2)\,A^3c +$$
$$+ (-0{,}001031 + 0{,}00675c^2 - 0{,}001405c^4)A^4 + (0{,}002363 - 0{,}0054475c^2 +$$
$$+ 0{,}000418c^4)A^5c]\} + BA^2\{(\bar{T} - \ln A)[0{,}25 + 0{,}083333Ac - 0{,}015625(1 +$$
$$+ c^2)A^2 + 0{,}00625(1 + c^2)A^3c + (0{,}001953 - 0{,}003906c^2 - 0{,}003255c^4)A^4 +$$
$$+ (-0{,}002511 + 0{,}00279c^2 + 0{,}001953c^4)A^5c] + [0{,}298287 + 0{,}168874Ac +$$
$$+ (0{,}000889 - 0{,}014737c^2)A^2 + (-0{,}006918 + 0{,}003499c^2)A^3c +$$
$$+ (-0{,}000924 + 0{,}005755c^2 - 0{,}001062c^4)A^4 + (0{,}0020855 - 0{,}004736c^2 +$$
$$+ 0{,}000312c^4)A^5c]\}. \qquad (17.34)$$

Вираз (17.34) використовуємо для одержання формули діагональних коефіцієнтів. Припустимо, що густина заряду в точці j з координатами r_j, z_j відповідає σ''_j. Сусідня точка $j + 1$ має координати r_{j+1}, z_{j+1}, і поверхня електрода між точками j, $j + 1$ є конусоподібною.

Координата l на поверхні пояска змінюється від 0 до $l_{j,\,j+1} = \sqrt{(z_{j+1} - z_j)^2 + (r_{j+1} - r_j)^2}$ (див. рис. 17.4), а x — від нуля до $A_{j,j+1} = l_{j,j+1}/r_j$. Тоді внесок ділянки j, $j + 1$ у потенціал точки j може бути визначений за (17.31), (17.34) при підстановці $P = \sigma''_j$, $B = -\dfrac{\sigma''_j}{A_{j,j+1}}$ і $c = \cos\beta = \dfrac{r_{j+1} - r_j}{l_{j,j+1}}$.

У результаті частина діагонального коефіцієнта a''_{jj}, обумовлена ділянкою j, $j + 1$,

$$\left(a''_{jj}\right)_{j,j+1} = \frac{r_j \cdot A_{j,j+1}}{\pi\varepsilon_0}\{(\bar{T} - \ln A)\cdot[0{,}25 + 0{,}041667Ac -$$
$$- 0{,}005208(1 + c^2)A^2 + 0{,}0015625(1 + c^2)A^3c + (0{,}000391 - 0{,}000781c^2 -$$
$$- 0{,}000651c^4)A^4 + (-0{,}000419 + 0{,}000465c^2 + 0{,}000325c^4)\,A^5c] +$$
$$+ [\,0{,}548287 + 0{,}10527Ac - (0{,}00144 + 0{,}006648c^2)A^2 + (-0{,}001339 +$$
$$+ 0{,}001265c^2)A^3c + (-0{,}000107 + 0{,}000995c^2 - 0{,}000343c^4)A^4 +$$
$$+ (0{,}000278 - 0{,}000712c^2 + 0{,}000106c^4)A^5c]\}. \qquad (17.35)$$

Величина A в дужках (17.35) $A = A_{j,\,j+1}$ (символи опущені для скорочення запису), $\bar{T}$ обчислюється за (17.33) при підстановці $A_{j,\,j+1}$, $\cos\beta$.

Друга частина діагонального коефіцієнта a''_{jj}, обумовлена ділянкою $j, j-1$, розраховується аналогічно (17.35) з використанням величин $A_{j,j-1}$, $\cos\beta = (r_{j-1} - r_j)/l_{j,j-1}$. В цілому діагональний коефіцієнт

$$a''_{jj} = (a''_{jj})_{j,j-1} + (a''_{jj})_{j,j+1}. \qquad (17.36)$$

Вираз (17.34) також може бути використаний для одержання коефіцієнтів, що визначають внесок у потенціал точки j від заряду сусідніх точок, наприклад, $j+1$. Нехай густина заряду в точці $j+1$ відповідає σ''_{j+1}. Тоді, приймаючи аналогічно поверхню електрода на ділянці $j, j+1$ конусоподібною, при підстановці у (17.34) $P = 0$, $B = \sigma''_{j+1}/A_{j,j+1}$ для частини коефіцієнта $a''_{j,j+1}$, обумовленої ділянкою $j, j+1$, із (17.31) одержимо:

$$\left(a''_{j,j+1}\right)_{j,j+1} = \frac{r_j \cdot A_{j,j+1}}{\pi\varepsilon_0} \{(\bar{T} - \ln A)\cdot[0{,}25 + 0{,}083333\cdot Ac -$$
$$- 0{,}015625(1 + c^2)A^2 + 0{,}00625(1 + c^2)A^3c + (0{,}001953 - 0{,}003906c^2 -$$
$$- 0{,}003255c^4)A^4 + (-0{,}002511 + 0{,}00279c^2 + 0{,}001953c^4)\,A^5c] +$$
$$+ [0{,}298287 + 0{,}168874\cdot Ac + (0{,}000889 - 0{,}014737c^2)A^2 + (-0{,}006918 +$$
$$+ 0{,}003499c^2)A^3c + (-0{,}000924 + 0{,}005755c^2 - 0{,}001062c^4)A^4 +$$
$$+ (0{,}0020855 - 0{,}004736c^2 + 0{,}000312c^4)A^5c]\}. \qquad (17.37)$$

Інша частина коефіцієнта $a''_{j,j+1}$, обумовлена ділянкою $j+1$, $j+2$, що містить заряд точки $j+1$, не має особливостей еліптичного інтеграла і може бути знайдена за допомогою (17.17—17.20) і відповідної квадратури. У цілому коефіцієнт $a''_{j,j+1}$ дорівнює:

$$a''_{j,j+1} = (a''_{j,j+1})_{j,j+1} + (a''_{j,j+1})_{j+1,j+2}. \qquad (17.38)$$

Аналогічно відповідна частина коефіцієнта $(a''_{j,j-1})_{j,j-1}$ може бути обчислена (17.37) із заміною $A \to A_{j,j-1}$ і $\cos\beta = \dfrac{r_{j-1} - r_j}{l_{j,j-1}}$.

Нарешті, доцільно одержати вираз $(a''_{jj})_{j,j+1}$ і для кусково-постійного наближення при припущенні, що поверхнева щільність σ''_j залишається постійною на ділянці $j, j+1$. Тоді з (17.31), (17.34) при $P = \sigma''_j$, $B = 0$ одержимо:

$$\left(a''_{jj}\right)_{j,j+1} = \frac{r_j \cdot A_{j,j+1}}{\pi\varepsilon_0} \{(\bar{T} - \ln A)\cdot[0{,}5 + 0{,}125\cdot Ac -$$
$$- 0{,}020833(1 + c^2)A^2 + 0{,}0078125(1 + c^2)A^3c + (0{,}0023438 - 0{,}0046876c^2 -$$
$$- 0{,}003906c^4)A^4 + (-0{,}00293 + 0{,}003255c^2 + 0{,}002278c^4)\,A^5c] +$$
$$+ [0{,}846574 + 0{,}274144Ac - (0{,}000551 + 0{,}021385c^2)A^2 + (-0{,}006257 +$$
$$+ 0{,}004764c^2)A^3c + (-0{,}001031 + 0{,}00675c^2 - 0{,}001405c^4)A^4 +$$

$$+ (0{,}002363 - 0{,}0054475c^2 + 0{,}000418c^4)A^5c]\}. \qquad (17.39)$$

Вираз у фігурних дужках (17.39) повинен дорівнювати сумі відповідних виразів (17.35), (17.37), що й має місце.

Визначення похибки виразів (17.35), (17.37), (17.39), проводилося таким чином. Для деякого значення A знаходили значення, що відповідають ряду:

$$x_1 = 0{,}001A;\ x_2 = 0{,}01A;\ x_3 = 0{,}1A;\ x_4 = 0{,}2A;\ x_5 = 0{,}3A;\ x_6 = 0{,}4A;$$
$$x_7 = 0{,}5A;\ x_8 = 0{,}6A;\ x_9 = 0{,}7A;\ x_{10} = 0{,}8A;\ x_{11} = A.$$

При вибраному A $c = \cos\beta$ набирало значень: –1; –2/3; –1/3; 0; 1/3; 2/3; 1.

Сполучення A, $\cos\beta$ було варіантом розрахунку.

Для кожного варіанта при $x_1, x_2, \ldots x_{11}$ розраховувалось точне значення підінтегральної функції (17.31) з урахуванням поточного значення T, а також її наближене значення за розкладанням (17.32) при середньому значенні $\bar{T}$ (17.33). Потім за допомогою методу трапецій знаходили значення інтегральних сум для точної і наближеної функцій на інтервалі від x_1 до $x_{11} - \Sigma_T$ і $\Sigma_{нб}$. Похибка відповідного наближеного виразу визначалася як $\xi = (\Sigma_{нб} - \Sigma_T)/\Sigma_T 100\%$. Додаткове врахування внеску інтервалу $0 \leqslant x \leqslant x_1$ призвело б до зниження похибки наближеного виразу внаслідок того, що тут більш високі члени використовуваного розкладання функцій є надзвичайно малими, а похибка заміни поточного значення T на $\bar{T}$ асимптотично наближається до нуля. Перевірка похибки використовуваного методу трапецій, проведена вибірково за методом парабол, дає оцінку можливої похибки одержуваних значень ξ не більш ніж ± 0,1 %.

На рис. 17.5 наведені отримані залежності значень похибки виразів (17.35) ξ_1, (17.37) ξ_2 і (17.39) ξ_3 від $\cos\beta$ для $A = 1$. Похибки ξ_1 та ξ_2 характеризуються, відповідно, додатним і від'ємним знаками і мають максимальні значення: $\xi_{1max} = +0{,}6\%$, $\xi_{2max} = -0{,}8\%$. Похибка ξ_3 знаходиться між значеннями ξ_1 та ξ_2, і її максимальне значення становить +0,3 %. Переважає тенденція зростання похибок в області $\cos\beta \approx -1$. Дослідження показує, що значення похибок ξ_1, ξ_2, ξ_3 різко зменшуються при зниженні A. Так, для $A = 0{,}6$ максимальне значення похибок ξ_1, ξ_2, ξ_3 не перевищує ±0,4 %. У цілому з урахуванням інших складових похибка виведених виразів не перевищує ±1,0 % в області $A \leqslant 1$, і вони можуть бути рекомендовані для розрахунку діагональних і суміжних з ними коефіцієнтів методом інтегральних рівнянь.

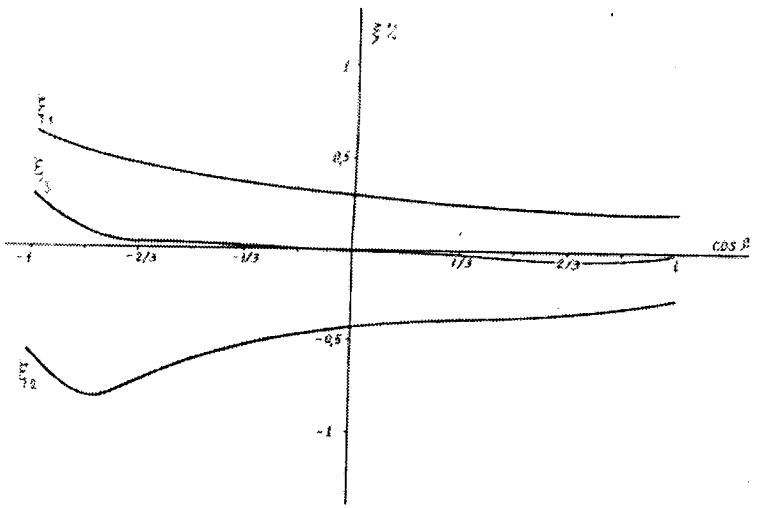


Рис. 17.5. Залежності похибок виразів (17.35) ξ_1, (17.37) ξ_2 і (17.39) ξ_3 від cosβ.

При виведенні діагональних і суміжних коефіцієнтів форма ділянок електродів вважалася конусоподібною (в окремому випадку вона є дисковою, коли $\cos\beta = \pm 1$, або циліндричною при $\cos\beta = 0$). Однак для окремих ділянок електродів це припущення було б дуже грубим. У цьому випадку правомірніше прийняти, наприклад, що поверхня електрода між сусідніми точками M і N змінюється за дугою кола радіуса R, (рис. 17.6). Як у даному випадку необхідно змінити вирази (17.35), (17.37), (17.39) і визначити область їх застосування?

Уявімо, що дугу MN і хорду MN розбито на однакові кількості дрібних однакових відрізків, так що інтеграл (17.28) з достатньою точністю може бути замінений сумою (поки що не розглядатимемо перші, найближчі до точки M ділянки, значення яких при відповідній розбивці, судячи з (17.35), (17.37), (17.39), буде малим). Порівнюючи внески відповідних (з однаковими порядковими номерами) ділянок дуги і хорди (див. (17.28)), зауважимо, що значення густини зарядів на них повинні збігатися, а довжини відрізків (елементів dl) відносяться як довжина дуги до хорди (позначимо K_{dl}). Крім даного коефіцієнта, відношення внесків відповідних відрізків дуги і хорди визначається виразом

$$K_F = \frac{r_{l\text{д}} K(k_{l\text{д}})}{\sqrt{(z_{l\text{д}} - z_M)^2 + (r_{l\text{д}} + r_M)^2}} \cdot \frac{\sqrt{(z_{l\text{x}} - z_M)^2 + (r_{l\text{x}} + r_M)^2}}{r_{l\text{x}} K(k_{l\text{x}})}, \qquad (17.40)$$

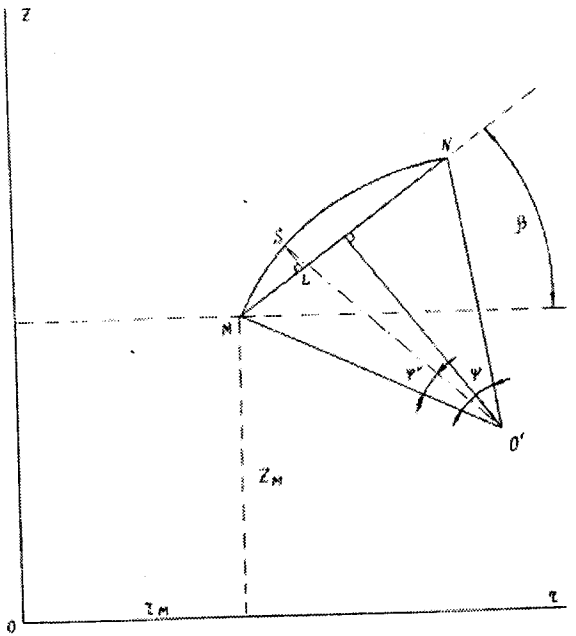


Рис. 17.6. До врахування кривизни пояска.

де індекси «д», «х» відповідають дузі і хорді.

Виведемо далі вираз для K_F у загальному випадку.

Вибраному значенню x відповідає кут $\varphi'' = \dfrac{x \cdot \psi}{A}$, (рис. 17.6), де ψ — повний кут, що спирається на дугу MN. Тоді цьому ж значенню x відповідає положення точки S на дузі кола радіуса $R = \dfrac{0{,}5 \cdot MN}{\sin(\psi/2)} = \dfrac{0{,}5 \cdot A \cdot r_M}{\sin(\psi/2)}$.

Запишемо для координат точки S:

$$r_S = r_M + ML\cos\beta - LS\sin\beta;$$
$$z_S = z_M + ML\sin\beta + LS\cos\beta. \qquad (17.41)$$

Неважко показати, що відрізок $ML = \dfrac{MN}{2} - R\sin\left(\dfrac{\psi}{2} - \varphi''\right)$, а відрізок $SL = R\left[\cos\left(\dfrac{\psi}{2} - \varphi''\right) - \cos\dfrac{\psi}{2}\right]$. З урахуванням цього, підставляючи в (17.40) $r_{l_д} = r_S$; $z_{l_д} = z_S$ і виконуючи перетворення, одержимо:

$$K_F(x,\beta,A,\psi) = (K_F)_1 \cdot (K_F)_2 \cdot (K_F)_3, \qquad (17.42)$$

де

$$(K_F)_1 = \frac{1 + \dfrac{A}{\sin(\psi/2)} \cdot \cos\left(\beta + \dfrac{\psi}{2} - \dfrac{x}{2A}\psi\right) \cdot \sin\left(\dfrac{x}{2A}\psi\right)}{1 + x \cdot \cos\beta};$$

$$(K_F)_2 = \sqrt{x^2 + 4x \cdot \cos\beta + 4} \Bigg/ \sqrt{\left[2 + \frac{A}{\sin(\psi/2)}\cos(\beta + \right.}$$

$$\left. + \frac{\psi}{2} - \frac{x}{2A}\psi)\sin(\frac{x}{2A}\psi)\right]^2 + \left[\frac{A}{\sin(\psi/2)}\sin(\beta + \frac{\psi}{2} - \frac{x}{2A}\psi)\sin(\frac{x}{2A}\psi)\right]^2};$$

$$(K_F)_3 = \frac{\ln 4 - \ln k'_S + \ln[1 + 0{,}2026193(k'_S)^{1{,}3385002}]}{\ln 4 - \ln k' + \ln[1 + 0{,}2026193(k')^{1{,}3385002}]},$$

тут k'_S — додатковий модуль еліптичного інтеграла для точки S:

$$k'_S = \sqrt{\left[\frac{A}{\sin(\psi/2)}\sin\left(\beta + \frac{\psi}{2} - \frac{x}{2A}\psi\right)\sin\left(\frac{x}{2A}\psi\right)\right]^2 + \cdots \rightarrow}$$

$$\cdots \sqrt{\left[\frac{A}{\sin(\psi/2)}\sin\left(\beta + \frac{\psi}{2} - \frac{x}{2A}\psi\right)\sin\left(\frac{x}{2A}\psi\right)\right]^2 + \cdots}$$

$$\cdots \frac{\cdots + \left[\dfrac{A}{\sin(\psi/2)}\cos\left(\beta + \dfrac{\psi}{2} - \dfrac{x}{2A}\psi\right)\sin\left(\dfrac{x}{2A}\psi\right)\right]^2}{+\left[2 + \dfrac{A}{\sin(\psi/2)}\cos\left(\beta + \dfrac{\psi}{2} - \dfrac{x}{2A}\psi\right)\sin\left(\dfrac{x}{2A}\psi\right)\right]^2}. \qquad (17.43)$$

У випадку $\psi \to 0$ (дуга MN наближається до хорди) усі три співмножники (17.42) перетворюються на одиниці, а додатковий модуль k'_S перетвориться на $k' = \dfrac{x}{\sqrt{x^2 + 4x \cdot \cos\beta + 4}}$.

Аналіз (17.42) показує, що при $x = A$ (як це і повинно бути) $K_F = 1$. За умови $\psi \to 0$ вираз K_F наближається до межі одиниці. У зв'язку з цим буде припустимим визначати похибку застосування тих же формул (17.35), (17.37), (17.39) для розрахунку коефіцієнтів із уведенням коригувального множника K_{dl} для елементів поверхні електродів у формі відрізків кіл за попередньою методикою при множенні кожного точного значення підінтегра-

льної функції $F_7(x,\beta)$ на коефіцієнт K_F (17.42). Отже, одержувана похибка коефіцієнтів залежатиме вже не тільки від A і β, але і від ψ.

Були проведені розрахунки похибок виразів (17.35) ξ_1, (17.37) ξ_2, (17.39) ξ_3 при врахуванні коефіцієнта K_F (17.42). У даному випадку варіант розрахунку визначався параметрами A, β та ψ. Значення β визначалися рядом 0°, 30°, 60°,...330°; ψ набирало значення 5°, 10°...45°. Загальна кількість використовуваних розрахункових точок становила понад 5000 (розрахунки були виконані на ЕОМ IBM PC/AT).

При малих ψ значення похибок ξ_1, ξ_2, ξ_3 збігаються з отриманими вище для конусоподібного пояска. При збільшенні ψ максимальні значення похибок зростають, і для обмеження максимального значення похибок ξ величиною ±1% необхідно знижувати граничні значення A_{max}.

У табл. 17.1 зведено отримані граничні значення A_{max} для трьох розглянутих вище типів розподілу густини заряду за відрізками кіл між точками M та N. При цьому у випадку $A \leqslant A_{max}$ для даного ψ за будь-яких β похибка ξ_1, ξ_2 або ξ_3 відповідно до табл. 17.1 не перевищує ±1 %.

Таблиця 17.1

Граничні значення A_{max}, для яких похибки виразів (17.35) ξ_1, (17.37) ξ_2, (17.39) ξ_3, при застосуванні їх для розрахунку діагональних і суміжних коефіцієнтів (з урахуванням коефіцієнта K_{dl}) за елементами кіл (дуг) з кутовою характеристикою ψ, складають ±1 %

Кут дуги ψ°	Граничні значення A для застосування виразів		
	(17.35)	(17.37)	(17.39)
5	1,00	0,81	1,00
10	0,82	0,65	0,94
15	0,62	0,54	0,69
20	0,48	0,46	0,52
25	0,38	0,41	0,40
30	0,30	0,33	0,32
35	0,25	0,27	0,25
40	0,20	0,22	0,21
45	0,18	0,18	0,16

На рис. 17.7 наведено криві залежностей $A_{max}(\psi)$, побудовані за даними табл. 17.1 для виразів (17.35) — крива *1*, (17.37) — крива *2*, (17.39) — крива *3*. За матеріалами табл. 17.1 може бути визначена

«мінімальна» область застосування виразів (17.35), (17.37), (17.39) (табл. 17.2). Ця область застосування виразів за A і ψ може також бути обмежена залежністю $A_\psi = A_{\psi max}$, де $A_{\psi max} = \exp(-\psi°/25°)$ (див табл. 17.2).

Отже, вирази (17.35), (17.37), (17.39) можуть бути використані для обчислення діагональних і суміжних з ними коефіцієнтів при поданні поверхні електродів між сусідніми точками елементами кіл (дуг) з кутовою характеристикою $0° < \psi < 45°$ після множення їх виразів на коефіцієнт K_{dl}. Його значення, виходячи з визначення, з похибкою, меншою 0,01 %, може бути знайдено за формулою:

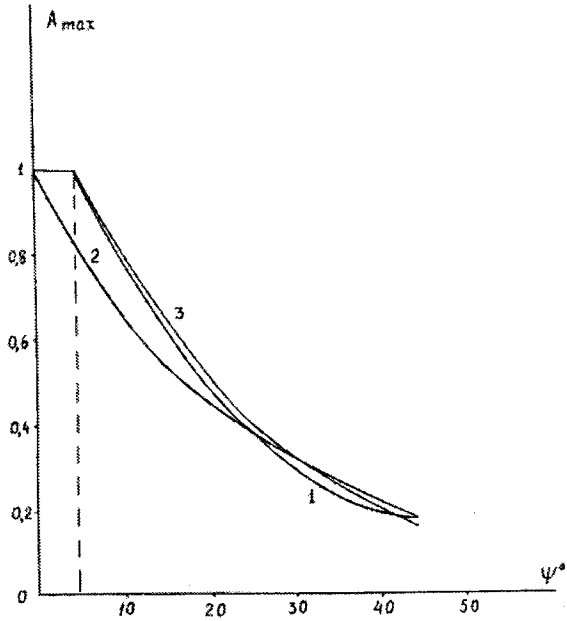


Рис. 17.7. Граничні значення A залежно від кута дуги пояска $\psi°$.

Таблиця 17.2

Область застосування виразів (17.35), (17.37), (17.39) для розрахунку діагональних і суміжних коефіцієнтів, узагальнена за матеріалами табл. 17.1 і даними рис. 17.5

Кут дуги $\psi°$	Граничні значення A_{max}	Ті ж значення за залежністю $A_{\psi max} = e^{-\psi°/25°}$
0	1,00	1,00
5	0,81	0,82
10	0,65	0,67
15	0,54	0,55
20	0,46	0,45
25	0,38	0,37
30	0,30	0,30
35	0,25	0,25
40	0,20	0,20
45	0,16	0,165

$$K_{dl} = \left[1 - \frac{\psi^2}{24} + \frac{\psi^4}{1920}\right]^{-1}, \qquad (17.44)$$

у якій ψ виражено в радіанах.

17.4. Визначення коефіцієнтів для інтегральних рівнянь II роду на основі безпосереднього зв'язку напруженості електричного поля із зарядами елементів

Найбільш складним (із розглянутих) є розв'язання задачі про регулювання розподілу поля в міжелектродному проміжку ізоляційної конструкції (на прикладі подільника напруги) за допомогою профілювання діелектрика в умовах її надійного екранування від дії зовнішніх електромагнітних полів при використанні бакового варіанта виконання.

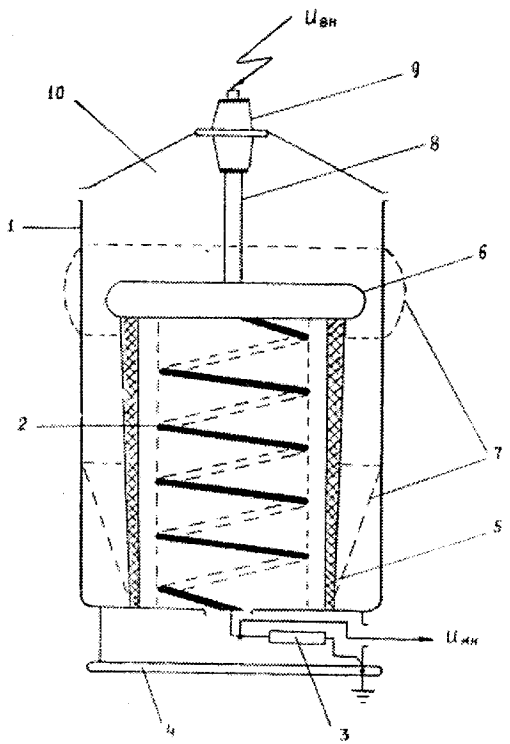


Рис. 17.8. Екранована конструкція подільника високої напруги.

На рис. 17.8 схематично подано можливу побудову екранованого подільника високої напруги, де: *1* — металевий газощільний корпус подільника (з кришкою); *2* — високовольтне плече подільника, виконане у вигляді гвинтової лінії; *3* — низьковольтне плече; *4* — основа, що заземлюється; *5* — ізоляційний профільований остов; *6* — високовольтний електрод подільника; *7* — переривчастою лінією показані можливі удосконалення корпуса конструкції; *8* — відвід високої напруги; *9* — прохідний ізолятор.

Дана конструкція подільника допускає заповнення внутрішнього об'єму *10* ізоляційним сере-

довищем з підвищеною електричною міцністю, наприклад, з використанням елегазу тощо. Конструкція подільника може бути з'єднана (замість кришки *1*) зі збіркою герметизованого розподільного пристрою.

Математична модель задачі може бути подана так (рис. 17.9). У циліндричному металевому корпусі *1* з основою *2* розташований високовольтний електрод *3*, що знаходиться під напругою U і закріплений за допомогою ізоляційного остова *4*. Внутрішню поверхню остова вважатимемо циліндричною, а зовнішню — профільованою за деяким законом. Необхідно забезпечити однорідне (чи близьке до однорідного) розподілення поля (його E_z-складової) уздовж твірної циліндричної поверхні *5*, яка є сукупністю точок центрів перетинів гвинтової лінії високовольтного плеча подільника. У даній задачі не розглядаємо спільну дію профільованого остова і струмового кола подільника, припускаючи, що при рівномірному розташуванні елементів розподіл потенціалу уздовж струмового кола високовольтного плеча буде більш однорідним, ніж обумовлений тільки профілюванням діелектрика.

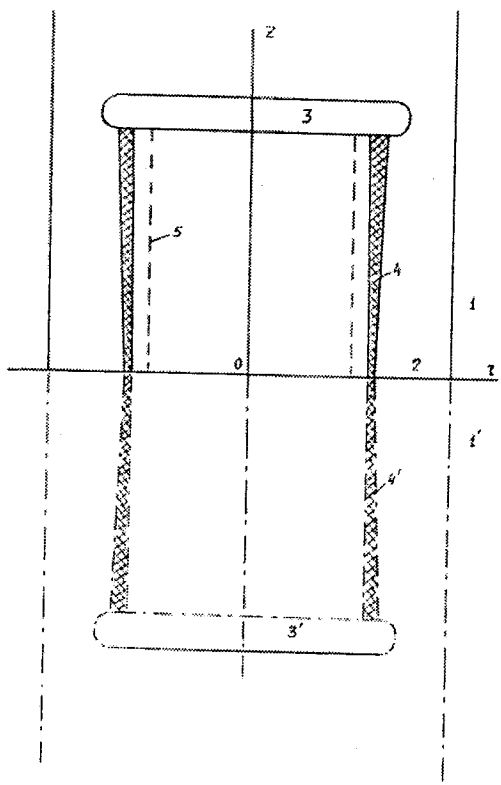


Рис. 17.9. Розрахункова модель екранованого подільника високої напруги.

Внаслідок мінімальної (практично) відстані між електродом *3* і корпусом *1* можна не враховувати вплив відводу *8* (див. рис. 17.8) на розподіл поля в розглянутій області. З цієї ж причини не має

істотного значення форма і розміри кінця електрода *1* (у його верхній частині, див. рис. 17.9). Через те, що електрод *1* у задачі може бути умовно розташований на будь-якій відстані по *r*, доцільно для спрощення розв'язання використовувати дзеркальне відображення відносно осі абсцис (див. *1'*, *3'*, *4'* на рис. 17.9). При цьому приймаємо, що потенціал електрода *3'* дорівнює — *U*. В такому випадку можна не враховувати основу *2*, вважаючи її відсутньою.

В ідеальному варіанті зовнішня бічна поверхня остова профільована за складним законом і його розмір по осі *r* плавно (неперервно, у тому числі за першою похідною) змінюється за висотою *z*. Насправді допустимо і практично (виходячи з особливостей технології) доцільно, щоб бічна поверхня *4* складалася з окремих конусоподібних відрізків, «укрупнених» поясків. Допустима в цьому випадку неоднорідність поля за твірною *5* та її вплив розглянуто нижче.

Для забезпечення рівномірного розподілення потенціалу в міжелектродному проміжку при режимі постійної напруги подільника поверхня остова має бути покрита напівпровідним покриттям. Ми не враховуватимемо його впливу в розглянутому квазістаціонарному наближенні, тому що струми зсуву навіть при незначних частотах звичайно істотно перевищують активні струми витоку по внутрішній ізоляції.

За наявності двох діелектриків у міжелектродному проміжку використовуємо для меж їх поділу умову неперервності нормальної складової вектора електричного зсуву. Уявімо (рис. 17.10) межу поділу двох однорідних діелектриків *1* і *2*. Проведемо в точці *M* нормаль до поверхні поділу $\overline{n}_{12}$, спрямовану від середовища *1* до середовища *2*. Нехай $\overline{E}_{n0}$ — нормальна складова електричного поля, створюваного зарядами на поверхнях електродів і межах поділу діелектриків (її проекцію на нормаль $\overline{n}_{12}$ позначимо E_{n0}) відповідно до теорії Грінберга [8]. Шар заряду на межі поділу середовищ з густиною σ_M створює напруженість поля $E_\sigma = \dfrac{\sigma_M}{2\varepsilon_0}$, напрямок якої в обох середовищах зазначено на рис. 17.10. Тоді розглянуту граничну умову можна записати у вигляді:

$$\varepsilon_1\left(E_{n0} - \frac{\sigma_M}{2\varepsilon_0}\right) = \varepsilon_2\left(E_{n0} + \frac{\sigma_M}{2\varepsilon_0}\right),$$

звідки випливає:

$$\sigma_M = 2\varepsilon_0 E_{n0}\frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}.$$

Або узагальнюючи:

$$\sigma_M = 2\varepsilon_0 \vec{E}_M \cdot \vec{n}_{12} \cdot \frac{\varepsilon_1 - \varepsilon_2}{\varepsilon_1 + \varepsilon_2}, \qquad (17.45)$$

де замість проекції E_{n0} використано скалярний добуток напруженості поля $\vec{E}_M$ у точці M та нормалі $\vec{n}_{12}$. Неважко бачити, що σ_M є інваріантною щодо вибору напрямку нормалі (з середовища *1* у *2* чи навпаки, при цьому в останньому випадку випливає заміна $\varepsilon_1 \to \varepsilon_2$, $\varepsilon_2 \to \varepsilon_1$).

Граничні умови типу (17.45), у яких E_{n0} подані у вигляді відповідних інтегральних виразів (сум) за густинами зарядів (одержуваних через похідні від потенціалу за напрямком нормалі), утворять інтегральні рівняння II роду [2, 8], які разом з інтегральними рівняннями I роду являють собою повну систему лінійних алгебраїчних рівнянь для шуканих густин σ. В існуючій обчислювальній практиці визначення похідних від потенціалу за напрямком проводиться звичайно шляхом розрахунку відповідної зміни Δφ на відрізку Δ*n*. Недоліками такого підходу є необхідність обчислення двох значень потенціалу, що збільшує обсяг обчислень, а також заміна похідних відношеннями приростів, які визначаються (за Δφ) у вигляді різниць великих величин. У зв'язку з цим приділимо увагу формулюванню інтегральних рівнянь II роду на підставі безпосереднього зв'язку напруженості електричного поля $\vec{E}_M$ з густинами зарядів.

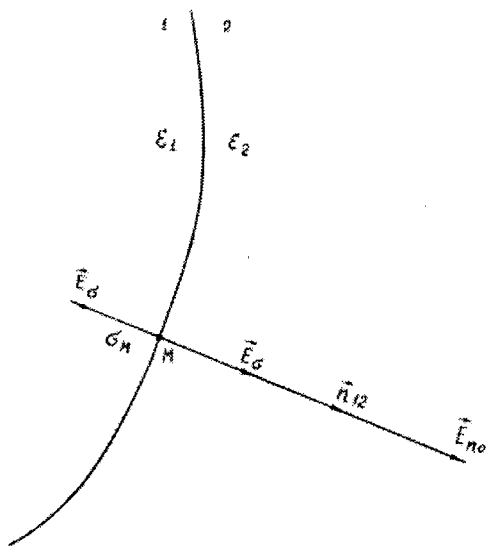


Рис. 17.10. Межа поділу діелектриків *1* і *2*.

Складові напруженості поля кільцевого заряду Q (рис. 17.11) визначаться за такими виразами (для точки M):

$$E_r = \frac{Q}{8 \cdot \pi^2 \varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\sqrt{r_M^3}} \cdot \frac{k}{\sqrt{R}} \left[K - \frac{(z_M - z_Q)^2 + R^2 - r_M^2}{(z_M - z_Q)^2 + (R - r_M)^2} \cdot E \right], \qquad (17.46)$$

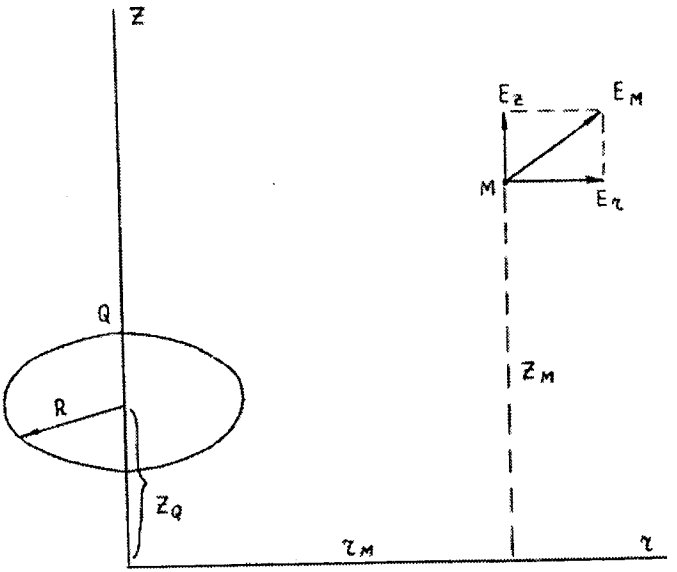


Рис. 17.11. Графічне зображення складових напруженості електричного поля.

$$E_z = \frac{Q\cdot(z_M - z_Q)}{4\cdot\pi^2\varepsilon_0}\cdot\frac{1}{\sqrt{r_M}}\cdot\frac{k}{\sqrt{R\cdot[(z_M - z_Q)^2 + (R - r_M)^2]}}\cdot E, \qquad (17.47)$$

де $E(k)$ — повний еліптичний інтеграл II роду і

$$k = \sqrt{\frac{4\cdot R\cdot r_M}{(z_M - z_Q)^2 + (R + r_M)^2}}.$$

Наведені вирази є ідентичними відомим формулам для поля кільцевого заряду ([2] та ін.).

Переходячи від кільцевого заряду Q до моделі поясків (див. аналогічно (17.17)), запишемо:

$$E_{r_M} = \frac{\sigma_j}{4\pi\varepsilon_0\sqrt{r_M^3}}\int_{l''_{j-1}}^{l''_{j+1}} f(l'')\sqrt{r(l'')}\cdot k_{l''}\times$$

$$\times\left[K - \frac{[z_M - z(l'')]^2 + r^2(l'') - r_M^2}{[z_M - z(l'')]^2 + [r(l'') - r_M]^2}\cdot E\right]dl'', \qquad (17.48)$$

$$E_{z_M} = \frac{\sigma_j}{2\pi\varepsilon_0\sqrt{r_M}}\int_{l''_{j-1}}^{l''_{j+1}} \frac{f(l'')\sqrt{r(l'')}\cdot k_{l''}\cdot[z_M - z(l'')]}{[z_M - z(l'')]^2 + [r(l'') - r_M]^2}Edl'', \qquad (17.49)$$

при $k = K(k_{l'}), E = E(k_{l'}), k_{l'} = \sqrt{\dfrac{4 \cdot r_M \cdot r(l'')}{[z_M - z(l'')]^2 + [r(l'') + r_M]^2}}$.

Тоді, подаючи в (17.45) $\bar{E}_M \bar{n}_{12} = n_{12_r} \sum E_{r_M} + n_{12_z} \sum E_{z_M}$, (де n_{12_r}, n_{12_z} — відповідні проекції нормалі та $\sum E_{r_M}, \sum E_{z_M}$ — суми проекцій (17.48), (17.49) по всіх виділених у задачі точках шуканих густин зарядів), а також поширюючи (17.45) на виділені точки на межах поділу діелектриків, одержимо додаткові рівняння (інтегральні рівняння II роду) і коефіцієнти до інтегральних рівнянь I роду, що разом утворюють систему лінійних алгебраїчних рівнянь щодо шуканих густин зарядів як на поверхнях електродів, так і на межах поділу діелектриків.

Визначення необхідних коефіцієнтів за (17.45), (17.48), (17.49) для недіагональних членів, а також несуміжних точок аналогічно (17.17) не становить труднощів. Як і раніше, труднощі з'являються при врахуванні впливу «власних» і «сусідніх» поясків. У зв'язку з цим розглянемо таку проміжну задачу. Нехай для конусоподібного пояска *MN*, (див. рис. 17.12), відомий розподіл густин заряду $\sigma(l)$. Необхідно визначити складові напруженості поля $\bar{E}_n, \bar{E}_l$ у точці *M*, обумовлені зарядом пояска.

Для цього припустимо, що ми можемо визначити потенціал не тільки в точці *M*, але й у точці *M'*, зміщеній у напрямку $\bar{E}_n$ від *M* на відстань *n*, а також у точці *M''*, зміщеній на відстань s у напрямку $\bar{E}_l$ (рис. 17.12). Потенціал для точки *M'* запишемо у такому вигляді, (див. (17.28)):

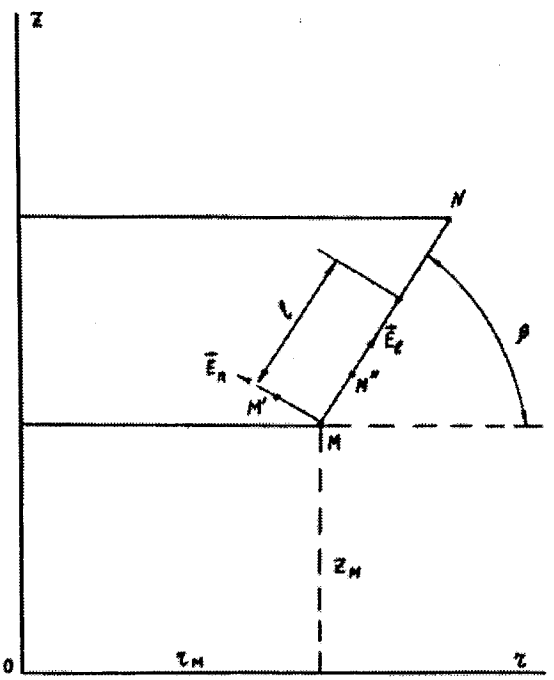


Рис. 17.12. Графічне зображення складових напруженостей електричного поля від зарядів пояска.

$$\varphi_{M'} = \frac{1}{\pi\varepsilon_0}\int_0^{l_N} \frac{\sigma_l r_l K(k_{l_{M'}})}{\sqrt{(l\sin\beta - n\cos\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta - n\sin\beta)^2}}\,dl, \quad (17.50)$$

де $$k_{l_{M'}} = 2\sqrt{\frac{(r_M - n\sin\beta)(r_M + l\cos\beta)}{(l\sin\beta - n\cos\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta - n\sin\beta)^2}}. \quad (17.51)$$

І, відповідно, для точки M''

$$\varphi_{M''} = \frac{1}{\pi\varepsilon_0}\int_0^{l_N} \frac{\sigma_l r_l K(k_{l_{M''}})}{\sqrt{(l\sin\beta - s\sin\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta + s\cos\beta)^2}}\,dl, \quad (17.52)$$

де $$k_{l_{M''}} = 2\sqrt{\frac{(r_M + s\cos\beta)(r_M + l\cos\beta)}{(l\sin\beta - s\sin\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta + s\cos\beta)^2}}. \quad (17.53)$$

Подамо:

$$E_N = -\left.\frac{\partial\varphi_{M'}}{\partial n}\right|_{n=0} =$$

$$= -\frac{1}{\pi\varepsilon_0}\int_0^{l_N} \sigma_l r_l dl \frac{\partial}{\partial n}\left[\frac{K(k_{l_{M'}})}{\sqrt{(l\sin\beta - n\cos\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta - n\sin\beta)^2}}\right]_{n=0}, \quad (17.54)$$

$$E_l = -\left.\frac{\partial\varphi_{M''}}{\partial s}\right|_{s=0} =$$

$$= -\frac{1}{\pi\varepsilon_0}\int_0^{l_N} \sigma_l r_l dl \frac{\partial}{\partial s}\left[\frac{K(k_{l_{M''}})}{\sqrt{(l\sin\beta - s\sin\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta + s\cos\beta)^2}}\right]_{s=0}. \quad (17.55)$$

Точні значення похідних у (17.54), (17.55) згідно з властивостями повного еліптичного інтеграла І роду [4] виразимо в такий спосіб:

$$-\frac{\partial}{\partial n}[\cdots]_{n=0} = \frac{K(k)\dfrac{\partial\sqrt{\cdots n\cdots}}{\partial n} - \sqrt{l^2\sin^2\beta + (2r_M + l\cos\beta)^2}\left[\dfrac{E}{k(1-k^2)} - \dfrac{K}{k}\right]\dfrac{\partial k}{\partial n}\Big|_{n=0}}{l^2\sin^2\beta + (2r_M + l\cos\beta)^2}; \quad (17.56)$$

$$-\frac{\partial}{\partial s}[\cdots]_{s=0} = \frac{K(k)\dfrac{\partial\sqrt{\cdots s\cdots}}{\partial s} - \sqrt{l^2\sin^2\beta + (2r_M + l\cos\beta)^2}\left[\dfrac{E}{k(1-k^2)} - \dfrac{K}{k}\right]\dfrac{\partial k}{\partial s}\Big|_{s=0}}{l^2\sin^2\beta + (2r_M + l\cos\beta)^2}; \quad (17.57)$$

де $k = 2\cdot\sqrt{\dfrac{r_M(r_M + l\cos\beta)}{l^2\sin^2\beta + (2r_M + l\cos\beta)^2}}$; $\dfrac{E}{k(1-k^2)} - \dfrac{K}{k} = \dfrac{\partial K}{\partial k}$,

$$\frac{\partial\sqrt{\cdots n\cdots}}{\partial n} = \frac{\partial}{\partial n}\sqrt{(l\sin\beta - n\cos\beta)^2 + (2r_M + l\cos\beta - n\sin\beta)^2}\Big|_{n=0} =$$

$$= \frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{l^2\sin^2\beta + (2r_M + l\cos\beta)^2}}[-2l\sin\beta\cos\beta - 2l\sin\beta\cos\beta - 4r_M\sin\beta];$$

$$\frac{\partial\sqrt{\cdot\cdot s\cdot\cdot}}{\partial s}=\frac{\partial}{\partial s}\sqrt{(l\cdot\sin\beta-s\cdot\sin\beta)^2+(2\cdot r_M+l\cdot\cos\beta+s\cdot\cos\beta)^2}\Big|_{s=0}=$$

$$=\frac{1}{2}\frac{1}{\sqrt{l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2}}[-2l\sin\beta\sin\beta+2l\cos\beta\cos\beta+4r_M\cos\beta];$$

$$\frac{\partial k}{\partial n}\Big|_{n=0}\equiv\frac{\partial k_{l_M}}{\partial n}\Big|_{n=0}=\frac{-\sqrt{l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2}\sin\beta\cdot(r_M+l\cos\beta)}{\left[l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2\right]\sqrt{r_M^2+r_M l\cos\beta}}+$$

$$+\frac{\sqrt{r_M^2+r_M l\cos\beta}(2l\sin\beta\cos\beta+2l\sin\beta\cos\beta+4r_M\sin\beta)}{\sqrt{l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2}\cdot\left[l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2\right]};$$

$$\frac{\partial k}{\partial s}\Big|_{s=0}\equiv\frac{\partial k_{l_M}}{\partial s}\Big|_{s=0}=\frac{\sqrt{l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2}\cos\beta\cdot(r_M+l\cos\beta)}{\left[l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2\right]\sqrt{r_M^2+r_M l\cos\beta}}-$$

$$-\frac{\sqrt{r_M^2+r_M l\cos\beta}(-2l\sin\beta\sin\beta+2l\cos\beta\cos\beta+4r_M\cos\beta)}{\sqrt{l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2}\cdot\left[l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2\right]}.$$

Переходячи до змінної $x = l/r_M$ і застосовуючи перетворення, одержимо:

$$E_n=-\frac{\sin\beta}{2\pi\varepsilon_0}\int_0^A\frac{(1+x\cos\beta)\cdot\sigma(x)}{\sqrt{4+4x\cos\beta+x^2}}(K-E)dx; \qquad (17.58)$$

$$E_l=\frac{1}{2\pi\varepsilon_0}\int_0^A\frac{(1+x\cos\beta)\cdot\sigma(x)}{\sqrt{4+4x\cos\beta+x^2}}\times$$

$$\times\left[K-E\cdot\frac{4+4x\cos\beta+x^2-4\cos\beta-2x\cos^2\beta+2x\sin^2\beta}{x^2}\right]\cdot dx. \qquad (17.59)$$

Аналізуючи (17.58) для нашого випадку $x < 1$ приходимо до висновку, що E_n — це функція, що інтегрується при звичайній залежності $\sigma(x)$ (наприклад, за лінійним чи параболічним законом).

Вираз для поздовжньої складової поля містить у квадратних дужках член $4E(1 - \cos\beta)/x^2$, що для практично важливого випадку $\beta \neq 0$ обумовлює розбіжність інтеграла (17.59). Дана обставина приводить до висновку про те, що при зламах межі поділу діелектриків точки, які виділяються з шуканими значеннями густин заряду, не повинні збігатися з точками зламів. Тоді для таких меж слід застосовувати кусково-постійне або змішане наближення. При цьому

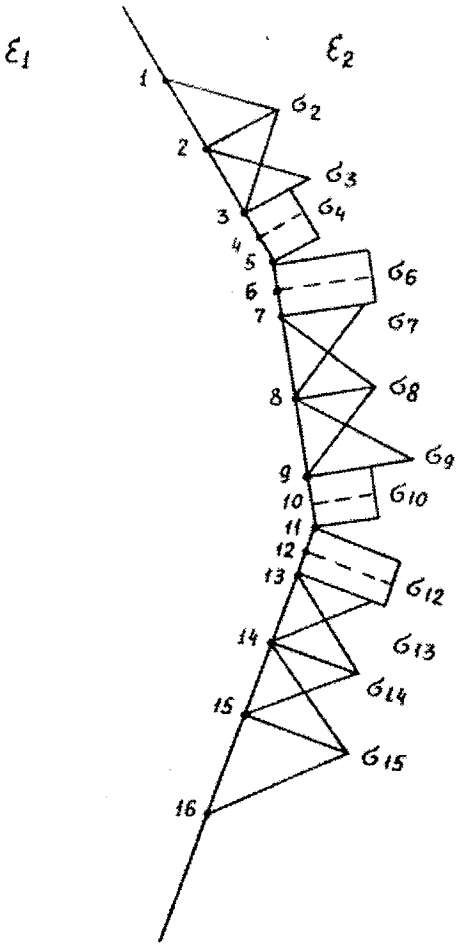


Рис. 17.13. Кусково-постійна та кусково-лінійна апроксимації густини зарядів на поверхні поділу діелектриків.

поблизу зламів межі береться кусково-постійне наближення (на прилеглих до кута межі поясках), а на інших ділянках — кусково-лінійний розподіл густини заряду. На рис. 17.13 показано ділянку межі діелектриків *1* і *2*; точки *1-16* мають довільну нумерацію. Пояски *3—5*, *5—7*, *9—11*, *11—13* характеризуються постійною густиною зарядів, відповідно, σ_4, σ_6, σ_{10}, σ_{12} (точки *4*, *6*, *10*, *12* розташовуються, як звичайно, на середині відрізків поясків, хоча це не обов'язково). На поясках *1—2*, *2—3*, *7—8*, *8—9*, *13—14*, *14—15*, *15—16* застосовується кусково-лінійна апроксимація; в загальному випадку значення σ_3 не збігається з σ_4, σ_6 — з σ_7, σ_9 — з σ_{10}, σ_{13} — з σ_{12}. Для межі поділу діелектриків у вигляді прямої (при одній конусоподібній чи циліндричній поверхні) кусково-лінійне наближення може використовуватися для кожного з поясків. Тут же зазначимо, що аналогічне рис. 17.13 подання густини зарядів необхідно використовувати при зламах поверхні електродів для інтегральних рівнянь I роду.

Завданням даного поділу є також одержання наближених виразів (17.54) у «готовому» для програмування і розрахунків вигляді. Для цього член у чисельнику (17.56)

$$\left[\frac{E}{k(1-k^2)}-\frac{K}{k}\right]\cdot\left.\frac{\partial k}{\partial n}\right|_{n=0}\equiv\left.\frac{\partial K}{\partial n}\right|_{n=0}$$

був поданий таким, що дорівнює $\left.\frac{\partial K}{\partial k'}\cdot\frac{\partial k'}{\partial n}\right|_{n=0}$, де $k'=\sqrt{1-k^2}$, і $K(k')$ визначається на основі двох членів розкладання в ряд:

$$K(k')=\ln\frac{4}{k'}+\frac{k'^2}{4}\left(\ln\frac{4}{k'}-1\right),$$

(див. (17.23)). Значення $\left.\frac{\partial k'}{\partial n}\right|_{n=0}$ з урахуванням (17.51) становить:

$$\left.\frac{\partial k'}{\partial n}\right|_{n=0}=\frac{2l\sin\beta\cdot(r_M+l\cos\beta)}{\sqrt{\left[l^2\sin^2\beta+(2r_M+l\cos\beta)^2\right]^3}}.$$

З використанням цього при переході від змінної l до x в (17.54) і за умови $\sigma(x) = P + Bx$ (див. (17.29)) одержимо:

$$E_n=-\frac{\sin\beta}{2\pi\varepsilon_0}\int_0^4(P+Bx)(1+x\cos\beta)^2\frac{(2x^2+x+4D)\ln\frac{4\sqrt{D}}{x}-(3x^2+x+4D)}{D^{5/2}},\quad(17.60)$$

де $D = x^2 + 4x\cos\beta+4$.

Розкладання в ряд за степенями x було проведено для функцій $\frac{1}{[x^2+4x\cdot\cos\beta+4]^{5/2}}$, а також $\frac{\ln\sqrt{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}}{[x^2+4x\cdot\cos\beta+4]^{5/2}}$, при цьому зберігалися члени до третьої степені x включно.

Підстановка даних розкладів у (17.60) і проведення інтегрування приводить до наближеного виразу для E_n:

$$E_n=-\frac{\sin\beta}{2\pi\varepsilon_0}[P\cdot\{\ln\frac{4}{A}\cdot[0{,}5A+(0{,}125c+0{,}015625)A^2-(0{,}041660+$$
$$+0{,}0521c+0{,}020833c^2)A^3+(-0{,}004883+0{,}015635c+0{,}0029275c^2+$$
$$+0{,}00778c^3)A^4]+[0{,}346576A+(0{,}1491c+0{,}003016)A^2+(-0{,}000604c^2+$$
$$+0{,}005068c+0{,}009326)A^3-(-0{,}001254+0{,}020331c+0{,}004073c^2+$$
$$+0{,}003075c^3)A^4]\}+B\cdot\{\ln\frac{4}{A}[0{,}25A^2+(0{,}083333c+0{,}010417)A^3-$$
$$-(0{,}031245+0{,}003908c+0{,}01564c^2)A^4+(-0{,}003906+0{,}012508c+$$
$$+0{,}002342c^2+0{,}006224c^3)A^5]+[0{,}04828A^2+(0{,}000276+0{,}085511c)A^3+$$
$$+(0{,}009596+0{,}004128c+0{,}000852c^2)A^4-(-0{,}001199+0{,}016898c+$$
$$+0{,}003376c^2+0{,}002771c^3)A^5]\}],\qquad(17.61)$$

де $c = \cos\beta$.

З останнього виразу (17.61) для випадку $P = \sigma_M$, $B = -\sigma_M/A$ (аналогічно (17.35)) одержимо:

$$E_n = -\frac{A\eta\sin\beta}{2\pi\varepsilon_0}\sigma_M\{\ln\frac{4}{A}\cdot[0{,}25+(0{,}041667c+0{,}005208)A-$$
$$-(0{,}005193c^2+0{,}001302c+0{,}010415)A^2+(0{,}001556c^3+0{,}0005855c^2+$$
$$+0{,}003127c-0{,}000977)A^3]+[0{,}298296+(0{,}063589c+0{,}002740)A-$$
$$-(0{,}001456c^2-0{,}00094c+0{,}00027)A^2-(0{,}000304c^3+0{,}000697c^2+$$
$$+0{,}003433c-0{,}000055)A^3]\}. \qquad (17.62)$$

У (17.62) введено безрозмірний поправочний коефіцієнт η (буде визначений далі). Поки ж на підставі (17.61) η = 1.

Для випадку $P = 0$, $B = \sigma_N/A$ з (17.61) (аналогічно (17.37)) виходить:

$$E_n = -\frac{A\eta\cdot\sin\beta}{2\pi\varepsilon_0}\sigma_N\{\ln\frac{4}{A}[0{,}25+(0{,}083333c+0{,}0104417)A-$$
$$-(0{,}01564c^2+0{,}003908c+0{,}031245)A^2+(0{,}006224c^3+0{,}002342c^2+$$
$$+0{,}012508c-0{,}003906)A^3]+[0{,}048280+(0{,}085511c+0{,}000276)A+$$
$$+(0{,}000852c^2+0{,}004128c+0{,}009596)A^2-(0{,}002771c^3+0{,}003376c^2+$$
$$+0{,}016898c-0{,}001199)A^3]\}. \qquad (17.63)$$

Нарешті, для кусково-постійного наближення $P = \sigma_M$, $B = 0$ з (17.61) одержимо (див. аналогічно (17.39)):

$$E_n = -\frac{A\eta\cdot\sin\beta}{2\pi\varepsilon_0}\sigma_M\{\ln\frac{4}{A}[0{,}5+(0{,}125c+0{,}015625)A-$$
$$-(0{,}020833c^2+0{,}00521c+0{,}04166)A^2+(0{,}00778c^3+0{,}0029275c^2+$$
$$+0{,}015635c-0{,}004883)A^3]+[0{,}346576+(0{,}1491c+0{,}003016)A+$$
$$+(-0{,}000604c^2+0{,}005068c+0{,}009326)A^2-(0{,}003075c^3+0{,}004073c^2+$$
$$+0{,}020331c-0{,}001254)A^3]\}. \qquad (17.64)$$

Оцінка похибки виразів (17.62—17.64) проводилася таким чином [9]. З використанням (17.62—17.64) при заміні $A \to x$ шляхом диференціювання відновлювалася підінтегральна наближена функція, яка дещо відрізняється від підінтегральної функції (17.60) через члени вищих порядків, але строго відповідає виразам (17.62—17.64). Точні значення підінтегральної функції визначалися за (17.58). Попередньо було вибрано, що $A = 0{,}3$; cosβ набирав значення: –1; –2/3; –1/3; 0; 1/3; 2/3; 1. Значення x, для яких обчислювалися наближені й точні значення підінтегральної функції, були спочатку такими: $x_1 = 0{,}06$; $x_2 = 0{,}12$; $x_3 = 0{,}18$; $x_4 = 0{,}24$; $x_5 = 0{,}3 = A$. Оскільки для визначення точних значень K та E використовувалися таблиці [6] в граничній області k, для кожного cosβ були уточнені значення x так, щоб вони відповідали табличним значенням k^2 ($k^2 = \frac{4x\cdot\cos\beta+4}{x^2+4x\cdot\cos\beta+4}$,

див. (17.29)). У табл. 17.3 наведено уточнені значення $x'_1 ... x'_5$, відповідно $x_1 ... x_5$ для кожного прийнятого cosβ і найближчого табличного значення k^2.

Таблиця 17.3

Початкові дані для оцінки похибок наближених виразів нормальної складової напруженості поля, створюваної зарядом пояска

Значення $c = \cos\beta$	–1	–2/3	–1/3	0	1/3	2/3	1
x''_1, що відповідає (k^2)	0,061307 (0,999)	0,061957 (0,999)	0,062613 (0,999)	0,063277 (0,999)	0,063948 (0,999)	0,064626 (0,999)	0,065311 (0,999)
x''_2, що відповідає (k^2)	0,118967 (0,996)	0,121503 (0,996)	0,124096 (0,996)	0,109709 (0,997)	0,111734 (0,997)	0,113795 (0,997)	0,115892 (0,997)
x''_3, що відповідає (k^2)	0,181818 (0,990)	0,169174 (0,992)	0,174309 (0,992)	0,179605 (0,992)	0,172686 (0,993)	0,177583 (0,993)	0,182610 (0,993)
x''_4, що відповідає (k^2)	0,242284 (0,981)	0,240963 (0,983)	0,236863 (0,985)	0,238317 (0,986)	0,238481 (0,987)	0,237204 (0,988)	0,246042 (0,988)
x''_5, що відповідає (k^2)	0,299418 (0,969)	0,298211 (0,973)	0,315176 (0,973)	0,299966 (0,978)	0,299643 (0,980)	0,296317 (0,982)	0,299866 (0,983)

Для уточнених x'' і k^2 розраховувалися точні (за (17.58)) і наближені значення підінтегральної функції, при цьому для кожного cosβ значення A бралося таким, що дорівнює x''_5 (див. табл. 17.3).

Для всіх розрахункових точок табл. 17.3 наближені значення підінтегральної функції E_n, отримані відповідно (17.62—17.64), перевищують точні до (0,35—1,8) %, при цьому їх неузгодженість зростає зі збільшенням x''. За наявними наближеними та точними значеннями за допомогою методу трапецій для інтервалів $x''_1 ... x''_5$ були розраховані відношення наближених і точних значень величин, що відповідають виразам (17.62—17.64) при $\eta = 1$. Ці відношення, виражені у відсотках, знаходилися в діапазоні 100,3—101,2 %. Відхилення даних відношень від 100% можна розглядати як граничні значення похибки наближених виразів (17.62—17.64). Дійсно, додаткове врахування внеску інтервалу $0 ... x''_1$ зменшить оцінку сумарної похибки E''_n, оскільки вирази підінтегральних функцій у (17.58), (17.60) при $x > 0$ асимптотично є тотожними.

З метою зниження похибки отриманих наближених виразів E_n менше 1 % доцільно брати в (17.62—17.64) коефіцієнт $\eta = 0{,}994$. Тоді значення похибок виразів (17.62—17.64) в області $0 \leqslant A \leqslant 0{,}3$ не будуть перевищувати ±0,6 %. З похибкою приблизно 1 % ці ж вирази можуть бути застосовані і для деяких $A > 0{,}3$.

Застосування отриманих виразів для нормальної складової напруженості електричного поля, створюваної зарядом пояска, до-

зволить спростити формулювання і практичну постановку задач розрахунку електричних полів з використанням інтегральних рівнянь II роду, а також підвищити їх точність.

17.5. Вирівнювання розподілу електричного поля за допомогою профілювання діелектрика

У даному підрозділі наведено основні рівняння і розрахункові співвідношення задачі, сформульованої в п. 17.4, описано метод профілювання діелектрика й розглянуто одержувані дані вирівнювання розподілу поля.

Нехай на електроді *1* (див. рис. 17.9) вибрано *m* *i*-точок з густинами зарядів σ_1', σ_2',...σ_i',...σ_m', а на електроді *3*, відповідно, *n* *j*-точок з густинами зарядів σ''_1, σ''_2, ... σ''_j, ... σ''_n. На внутрішній межі остова, що є циліндричною, вибираємо *q* *p*-точок з густинами зарядів σ'''_1, σ'''_2, ... σ'''_p, ... σ'''_q. Для даних масивів приймаємо кусково-лінійний розподіл густини зарядів по поверхні меж. Профіль зовнішньої поверхні остова подано ламаною лінією (зі з'єднаннями прямої між точками зламів). У п. 17.4 показано, що в цьому випадку безпосередньо поблизу точок зламів необхідно використовувати кусочно-постійне наближення. У зв'язку з цим, щоб уникнути надмірного ускладнення програмування, для всієї зовнішньої межі остова беремо кусочно-постійне наближення і вибираємо *t* *s*-точок з густинами зарядів σ''''_1, σ''''_2, ... σ''''_s, ... σ''''_t. Для спрощення приймаємо, що *s*-точки розташовуються на серединах відрізків відповідних поясків.

Система рівнянь для розв'язуваної задачі матиме вигляд:

$$\begin{cases} \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ + a'_{ii}\sigma'_i + \dots + a''_{ij}\sigma''_j + \dots + a'''_{ip}\sigma'''_p + \dots + a''''_{is}\sigma''''_s + \dots = \varphi_1 = 0; \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ + a'_{ji}\sigma'_i + \dots + a''_{jj}\sigma''_j + \dots + a'''_{jp}\sigma'''_p + \dots + a''''_{js}\sigma''''_s + \dots = \varphi_3; \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ + a'_{pi}\sigma'_i + \dots + a''_{pj}\sigma''_j + \dots + a'''_{pp}\sigma'''_p + \dots + a''''_{ps}\sigma''''_s + \dots = 0; \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \\ + a'_{si}\sigma'_i + \dots + a''_{sj}\sigma''_j + \dots + a'''_{sp}\sigma'''_p + \dots + a''''_{ss}\sigma''''_s + \dots = 0; \\ \dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots\dots \end{cases} \qquad (17.65)$$

Коефіцієнти для перших $n + m$ рівнянь визначаються на основі даних п. 17.3 з урахуванням внеску дзеркально відображених елементів. Коефіцієнти для інших рівнянь системи (17.65) визначимо з (17.45). Запишемо:

$$\sigma_M \frac{1}{2\varepsilon_0}\cdot\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{\varepsilon_1-\varepsilon_2} = n_{12r}\left[\sum_{i=1}^{m} E_{r_M i} + \sum_{j=1}^{n} E_{r_M j} + \sum_{p=1}^{q} E_{r_M p} + \sum_{s=1}^{t} E_{r_M s}\right] +$$

$$+ n_{12z}\left[\sum_{i=1}^{m} E_{z_M i} + \sum_{j=1}^{n} E_{z_M j} + \sum_{p=1}^{q} E_{z_M p} + \sum_{s=1}^{t} E_{z_M s}\right].$$

Подаючи $E_{r_M i} = e'_{r_M i}\cdot\sigma'_i$; $E_{z_M i} = e'_{z_M i}\cdot\sigma'_i$ і т. д. (див. (17.48), (17.49)), одержимо для (17.65):

$$a'_{pi} = n_{12r_p} b'_{r_p i} + n_{12z_p} b'_{z_p i};$$

$$a''_{pj} = n_{12r_p} b''_{r_p j} + n_{12z_p} b''_{z_p j};$$

$$a'''_{pp} = n_{12r_p} b'''_{r_p p} + n_{12z_p} b'''_{z_p p} - \frac{1}{2\varepsilon_0}\cdot\frac{\varepsilon_1+\varepsilon_2}{\varepsilon_1-\varepsilon_2};$$

$$a'''_{ps} = n_{12r_p} b'''_{r_p s} + n_{12z_p} b'''_{z_p s}. \qquad (17.66)$$

Для внутрішньої межі остова $n_{12r_p} = 1$; $n_{12z_p} = 0$, ε_1 відповідає діелектричній проникності ε_0, а $\varepsilon_2 = \varepsilon_0\cdot\varepsilon_д$, де $\varepsilon_д$ — значення відносної діелектричної проникності матеріалу остова. Тоді з (17.66) маємо:

$$a'_{pi} = b'_{r_p i};\quad a''_{pj} = b''_{r_p j};$$

$$a'''_{pp} = b'''_{r_p p} + \frac{1}{2\varepsilon_0}\cdot\frac{\varepsilon_д+1}{\varepsilon_д-1};\quad a'''_{ps} = b'''_{r_p s}. \qquad (17.67)$$

Розглядаючи конусоподібний поясок зовнішньої межі з координатами точок M та N, r_M, z_M; r_N, z_N, вибираємо точку середини відрізка пояска з координатами $r_S = (r_M + r_N)/2$; $z_S = (z_M + z_N)/2$ і густиною заряду σ''''_S; при цьому складові орта-нормалі будуть такими:

$$n_{12r_S} = \frac{1}{\sqrt{1+\dfrac{(r_M-r_N)^2}{(z_M-z_N)^2}}};\quad n_{12z_S} = -\frac{\dfrac{r_M-r_N}{z_M-z_N}}{\sqrt{1+\dfrac{(r_M-r_N)^2}{(z_M-z_N)^2}}}. \qquad (17.68)$$

Коефіцієнти (17.66) для зовнішньої межі остова (нижня група (17.65), що складається з t рівнянь) матимуть вигляд:

$$a'_{si} = n_{12r_s} b'_{r_s i} + n_{12z_s} b'_{z_s i};$$

$$a''_{sj} = n_{12r_s} b''_{r_s j} + n_{12z_s} b''_{z_s j};$$

$$a'''_{sp} = n_{12r_s} b'''_{r_s p} + n_{12z_s} b'''_{z_s p};$$

$$a''''_{ss} = n_{12r_s} b''''_{r_s s} + n_{12z_s} b''''_{z_s s} - \frac{1}{2\varepsilon_0} \cdot \frac{\varepsilon_д + 1}{\varepsilon_д - 1}. \qquad (17.69)$$

Використовувані вирази (17.66—17.68) для коефіцієнтів b отримано на основі даних п. 17.4 з урахуванням внеску дзеркально відображених елементів рис. 17.9.

Система лінійних алгебраїчних рівнянь (17.65) відносно значень σ розв'язувалась методом Гаусса при значенні $\varphi_3 = U$ (потенціал електрода *3*) = 100 од. (сто умовних одиниць потенціалу). Після розрахунку значень густини заряду σ_i, σ_j, σ_p, σ_s за формулами

$$E_{r_{дн}} = \sum b_r \sigma, \quad E_{z_{дн}} = \sum b_z \sigma, \qquad (17.70)$$

безпосередньо, минаючи визначення потенціалу, обчислювались напруженості поля уздовж твірної області розміщення високовольтного плеча подільника $r_{пн} = 0{,}3$ м (позначена на рис. 17.9 цифрою *5*). Напруженість поля на поверхні електрода *3* розраховувалася як σ_E/ε_0, де σ_E — значення густини заряду на електроді в потрібній точці. Існує лістинг розробленої програми «POLE» в міжелектродному просторі високовольтного подільника напруги.

Для розрахунків було взято такі розміри досліджуваної конструкції подільника (див. рис. 17.9): висота високовольтного плеча (відстань між електродами *3* і *2* по осі *z* дорівнює 1,2 м), найменша відстань між електродами *3* і *1* (при основному значенні $r_1 = 0{,}5$ м) дорівнює 0,1 м та ін. Ці розміри відповідають за характеристиками міцності елегазу класу напруги конструкції 220 кВ. Хоча вибрані параметри є орієнтовними, їх використання дозволяє оцінити характерні умови досліджуваної задачі.

Аналіз вигляду використовуваних коефіцієнтів показує, що при пропорційному збільшенні розмірів усіх елементів системи і потенціалу електрода *3* строго залишаються незмінними напруженості поля у відповідних точках математичної моделі. Таким чином, отримані результати можуть бути перенесені на інші масштаби вимірювань і класи напруг.

Процес профілювання діелектрика (пошуку контуру зовнішньої межі) ізоляційного остова проводився таким чином.

Спочатку задавали (вузлові) точки зовнішньої межі з координатами ($r = 0{,}35$ м; $z = 1{,}18$ м та $r = 0{,}33$ м; $z = 0{,}03$ м), які з'єднувалися прямою. Пряма розбивалася на окремі *s*-пояски ($t = 13$), і проводився пошук за одним параметром — відносною діелектричною проникністю ізоляційного остова $\varepsilon_д$, при значенні якого цільова функція коефіцієнта спотворення поля $K_{СП}$ за E_z-складовою уздовж

твірної області розміщення високовольтного плеча подільника — є мінімальною. За визначенням [10]:

$$K_{\text{СП}} = \frac{E_{Z\max} - E_{Z\min}}{E_{Z\text{сер}}} 100\%, \text{ де } E_{Z\text{сер}} = \frac{-100\,(\text{од})}{1,2\,(\text{м})} = -\,83,3333\ (\text{од/м}).$$

Після одержання оптимального значення $\varepsilon_д$ на першому етапі проводився пошук екстремуму подальшого зниження $K_{\text{СП}}$ при варіюванні координат розташування середньої точки зовнішньої межі остова, а також «підстроюванні» значення $\varepsilon_д$. Пошук оптимуму на другому етапі проводився за відомим ефективним, так званим послідовним симплексним методом (ПСМ) розв'язання задач пошукової оптимізації з використанням трьох факторів: двох координат шуканої точки межі та значення $\varepsilon_д$. Оскільки даний метод ПСМ-пошуку докладно описаний у літературі [11], опускаємо деталі його використання. Завершенням пошуку на другому етапі регулювання є визначення уточнених координат точки 1/2 висоти плеча подільника і діелектричної проникності $\varepsilon_д$, при яких досягається локальний мінімум $K_{\text{СП}}$, що забезпечує подальше зниження цільової функції і наближення розподілу поля в області високовольтного плеча подільника до однорідного.

На третьому етапі аналогічно проводився трифакторний пошук для точки (1/2+1/4) характерної висоти, на четвертому — для (1/2 – 1/4) висоти подільника. Оскільки ефективність зниження $K_{\text{СП}}$ виявилася найбільшою при регулюванні поверхні діелектрика в області (3/4) його характерної висоти, додатково оптимізувались точки (3/4 + 1/8 = 7/8) і (7/8 + 1/16) висоти подільника, розташовані в області максимальної напруженості початкової картини поля (остання відповідає відсутності регулювання поля діелектриком у наближенні $\varepsilon_д \to 1$ і формально розраховувалась при $\varepsilon_д \to 1,1$ для попереднього варіанта поверхні остова).

Отриманий після шостого етапу профілювання контур зовнішньої межі остова наведено (за координатами точок відрізків поясків) у табл. 17.4 спочатку для вилученої (яка практично не впливає) заземленої стінки (електрода *1*), що було еквівалентоване в задачі вибором великих значень r_1 (прийнято $r_1 = 20$ м).

Для даного профілю зовнішньої межі остова при значенні його відносної діелектричної проникності $\varepsilon_д = 43,64$ у табл. 17.5 подано розрахункові значення E_z складової уздовж твірної $r_{\text{пн}} = 0,3$ м залежно від координати z. На рис. 17.14,*а,б* наведено профіль поздовжнього перетину ізоляційного остова ВВПН, а також розподіл E_z-складової поля в області розміщення високовольтного плеча подільни-

Таблиця 17.4

Координати точок відрізків поясків зовнішньої межі ізоляційного остова $_Nr$, $_Nz$ після шостого етапу профілювання (разом з координатами s-точок) при $r_1 = 20$ м

Номер N-точки	$_Nr$, м	$_Nz$, м	№ s-точки	r_S, м	z_S, м
1	0,35000	1,18000	1"	0,35227	1,15786
2	0,35454	1,13571	2"	0,35253	1,09684
3	0,35016	1,05796	3"	0,34887	1,01660
4	0,34758	0,97523	4"	0,34629	0,93387
5	0,34500	0,89250	5"	0,34260	0,84316
6	0,34019	0,79381	6"	0,33778	0,74447
7	0,33537	0,69512	7"	0,33297	0,64578
8	0,33056	0,59643	8"	0,33130	0,54994
9	0,332034	0,50345	9"	0,33278	0,45697
10	0,33352	0,41048	10"	0,33426	0,36399
11	0,33500	0,31750	11"	0,33417	0,26959
12	0,33333	0,22167	12"	0,33250	0,17375
13	0,33167	0,12583	13"	0,33084	0,077915
14	0,33000	0,03000			

ка: $r_{дн} = 0,3$ м (крива *2* без регулювання поля діелектриком, отримана формально при $\varepsilon_д = 1,1$, і крива *3* — при згаданому вище значенні діелектричної проникності $\varepsilon_д = 43,64$).

Якщо без регулювання поля коефіцієнт спотворення становить 405,5 %, то при профілюванні остова з оптимальним значенням діелектричної проникності $\varepsilon_д$ значення $K_{СП}$ знижується до 30,2 %, тобто в 13,4 раза. Коефіцієнт неоднорідності поля $K_{НП} = E_{Zmax}/E_{Zcep}$ спочатку становить 4,37 (крива *2*) і досягає значення 1,17 при регулюванні поля діелектриком (крива *3*), тобто поле із сильно неоднорідного стає близьким до однорідного.

Таблиця 17.5

Розрахункові значення E_z-складової уздовж твірної $r_{пн} = 0,3$ м в області розміщення високовольтного плеча подільника залежно від координати z при потенціалі електрода $\varphi_з = U = 100$ од., середній напруженості поля $E_{Zсер} = -83,3333$ од./м і значенні $r_1 = 20$ м (після шостого стану профілювання діелектрика)

z, м	E, од./м
1,20	–94,9
1,15	–94,3
1,10	–83,6
1,05	–80,0
1,00	–77,2
0,90	–73,3
0,80	–72,7
0,70	–78,1
0,60	–93,9
0,50	–97,9
0,40	–84,1
0,30	–75,1
0,15	–84,5
0,00	–91,0

Примітка: $K_{СП} = \dfrac{-97,9-(-72,7)}{-83,3333} \cdot 100\% = 30,2\%.$

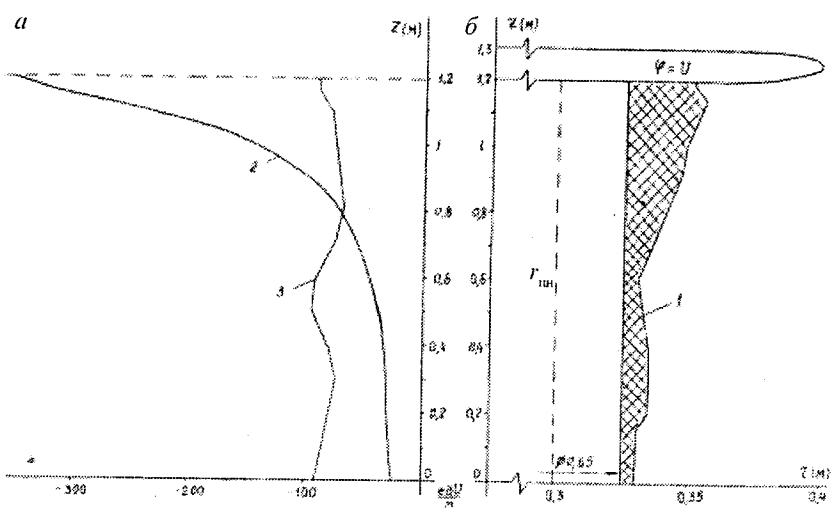


Рис. 17.14. Профіль ізоляційного остова подільника напруги при вилученій «заземленій стінці».

У табл. 17.6 подано координати точок відрізків поясків зовнішньої межі ізоляційного остова після відповідного етапу профілювання для випадку розташування електрода *1* від осі на відстані $r_1 = 0{,}5$ м (основний розрахунковий варіант) (див. рис. 17.9). На рис. 17.15,*а*,*б* зображено аналогічно рис. 17.14,*а*,*б* профіль поздовжнього перетину ізоляційного остова при значенні його відносної діелектричної проникності $\varepsilon_д = 127{,}5$, а також розподіл E_z-складової поля в області розміщення високовольтного плеча подільника $r_{пн} = 0{,}3$ м (крива *2* без регулювання поля при $\varepsilon_д = 1{,}1$, і крива *3* — для $\varepsilon_д = 127{,}5$). У даному випадку коефіцієнт спотворення поля (без його регулювання діелектриком) зростає до 593,5 %, що обумовлено

Таблиця 17.6

Координати точок відрізків поясків зовнішньої межі ізоляційного остова $_Nr$, $_Nz$ після шостого етапу профілювання при $r_1 = 0{,}5$ м

Номер *N*-точки	Значення абсциси $_Nr$, м	Значення ординати $_Nz$, м
1	0,37973	1,20373
2	0,37973	1,15249
3	0,37973	1,10124
4	0,37973	1,05000
5	0,37815	1,00000
6	0,37658	0,95000
7	0,37500	0,90000
8	0,36808	0,85585
9	0,36116	0,81170
10	0,35424	0,76756
11	0,35344	0,71709
12	0,35364	0,66062
13	0,35184	0,61615
14	0,35104	0,56567
15	0,35024	0,51520
16	0,34659	0,46216
17	0,34294	0,40912
18	0,33930	0,35608
19	0,33565	0,30304
20	0,33200	0,25000
21	0,33150	0,19000
22	0,33100	0,13000
23	0,33050	0,07000
24	0,33000	0,01000
25	0,33000	0,00000

розташуванням електрода *1* поблизу електрода *3* (див. рис. 17.9). При цьому для вирівнювання розподілення поля необхідні вищі значення діелектричної проникності остова, а також розвиток контуру його зовнішньої межі вправо від осі *z* (порівняйте рис. 17.14,*б* і рис. 17.15,*б*).

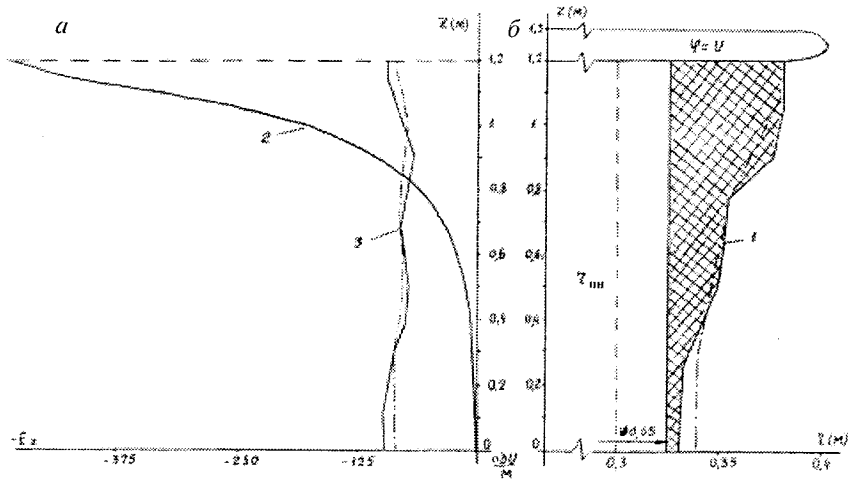


Рис. 17.15. Профіль ізоляційного остова подільника напруги при наближеній «заземленій стінці».

Профілювання діелектрика дозволило зменшити в даному випадку $K_{СП}$ до 34,6 %, тобто в 17,2 раза. Коефіцієнт неоднорідності при регулюванні поля знижується від початкового значення $K_{НП}$ = 5,56 до $K_{НП}$ = 1,18 (див. рис. 17.15,*а*). Для перевірки стійкості регулювання поля були також проведені розрахунки за аналогічних умов, однак, при відхиленні $\varepsilon_д$ від оптимального значення на ±5 од. Для обох випадків зміна $\varepsilon_д$ приводить до зростання $K_{СП}$ до 36,7 % ($\varepsilon_д$ = 122,5) і до 37,2 % при $\varepsilon_д$ = 132,5. Таким чином, регулювання поля діелектриком є стійким навіть при істотних відхиленнях діелектричної проникності матеріалу остова від оптимального значення. У той же час необхідні для його здійснення значення $\varepsilon_д$ у межах десятків-сотень одиниць є досяжними для сучасних матеріалів.

Зіставляючи на рис. 17.15,*а* та на рис. 17.15,*б* криву зовнішньої межі ізоляційного остова *1* і розподілу E_z-складової *3*, можна відзначити їх певне узгодження: максимальні значення E_z локалізуються поблизу областей мінімальної товщини діелектрика, і навпаки. Використовуючи цю властивість, на заключному етапі профілювання

її межі проводили «юстування» діелектрика при додатковому варіюванні значення його діелектричної проникності. Подібним чином досягнуто подальшого зниження неоднорідності поля до значення $K_{СП}$ — 12,2 % (табл. 17.7). Отже, початкова неоднорідність поля знижена в 48,2 раза! Поле в міжелектродному просторі дільника є прак-

Таблиця 17.7

Розрахункові значення E_z та E_r-складових уздовж твірної $r_{пн}$ = 0,3 м в області розміщення високовольтного плеча подільника залежно від координати z при потенціалі електрода $\varphi_3 = U$ = 100 од., середній напруженості поля $E_{Zсер}$ = –83,3333 од./м і значенні r_1 = 0,5 м після завершення профілювання діелектрика при $\varepsilon_д$ = 143

z, м	E_z, од./м	E_r, од./м
1,20	–87,9	0,0
1,15	–86,2	4,0
1,10	–81,6	4,8
1,05	–78,9	2,9
1,00	–78,2	1,0
0,90	–79,2	–1,5
0,80	–82,4	–2,3
0,70	–83,0	1,1
0,60	–80,6	0,4
0,50	–80,5	–1,6
0,40	–82,8	–3,7
0,30	–88,4	–3,9
0,15	–88,0	1,6
0,00	–85,4	0,0

Примітка: $K_{СП} = \dfrac{-88,4-(-78,2)}{-83,3333} \cdot 100\% = 12,2\%$.

тично однорідним. На рис. 17.15 штрих-пунктиром показано «юстовані» профіль зовнішньої границі і розподіл E_z-складової поля.

Додаткові розрахунки картини поля в міжелектродному просторі (близько 50 варіантів) були проведені з метою:

— перевірки можливості «вирівнювання» поля діелектриком при граничному наближенні електрода *1* до значення r_1 = 0,45 м (при цьому мінімальна відстань між електродами *3* й *1* зменшується з 10 до 5 см);

— перевірки стійкості регулювання поля при відхиленнях від оптимального значення $\varepsilon_д$;

— перевірки стійкості регулювання поля при можливих технологічних відхиленнях розмірів конструкції (дана ситуація моделювалася в розрахунках переміщенням внутрішньої або зовнішньої межі діелектрика на 1 мм вліво або вправо);

— перевірки однаковості одержуваних результатів при зміні розбивки зовнішньої межі діелектрика на пояски (їх кількість варіювалася від 24 до 76).

Отримані результати свідчать про високу ефективність і стабільність одержуваного регулювання («вирівнювання») поля в міжелектродному просторі. Даний висновок має важливе значення не тільки для подільників напруги, але і для техніки високих напруг у цілому, а також для ізоляційних конструкцій прискорювачів, рентгенівської техніки, електротехнологічних установок.

Проведені розрахунки показують, що зниження, які досягаються при регулюванні діелектриком неоднорідності поля, є достатніми для забезпечення стабільності характеристик ВВ ПН при його екранованому, завадостійкому виконанні. Разом з цим можуть бути знижені робочі струми вимірювальних кіл, тобто реалізовані подільники з високими значеннями вхідних параметрів (високоімпедансні ВВ ДН).

Оцінку похибки розрахунків поля проводили двома способами. Контролювали значення інтеграла $-\int_0^{1,2} E_z dz$ для досліджуваної області розміщення високовольтного плеча ($r_{пн}$ = 0,3 м). В усіх випадках його значення відрізнялося не більш ніж на ±0,5 % від заданого значення потенціалу U = 100 од. Крім того, відповідно до рекомендацій [2] зіставляли розрахункові значення шуканих E_z-складових напруженості в досліджуваній області при звичайній і збільшеній (до двох разів) кількості розрахункових точок зовнішньої (що профілюється) межі ізоляційного остова. Отримані при цьому розходження напруженостей знаходилися в діапазоні від 0 до 1—2 %, що свідчить про коректність і доцільність розроблених визначень діагональних (та аналогічних ним) коефіцієнтів інтегральних рівнянь I і II роду.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Поясніть особливості схеми заміщення ізоляційного остова (рис. 17.1).

2. Поясніть можливість використання профільованого ізоляційного остова замість допоміжного екрануючого подільника напруги.
3. Поясніть, які труднощі виникають при розрахунку коефіцієнтів системи інтегральних рівнянь (17.16).
4. Які переваги має запропонована апроксимація повного еліптичного інтеграла I роду за виразом (17.26)?
5. Як визначити похибки виразів коефіцієнтів (17.35), (17.37), (17.39)?
6. Як визначити вплив кривизни елементів поверхні електродів на значення коефіцієнтів системи інтегральних рівнянь?
7. Які існують особливості визначення коефіцієнтів інтегральних рівнянь II роду на основі безпосереднього зв'язку напруженості електричного поля із зарядами елементів?
8. Поясніть екрановану конструкцію подільника високої напруги за рис. 17.8.
9. Поясніть розрахункову модель екранованого подільника високої напруги за рис. 17.9 та її відміну від конструкції рис. 17.8.
10. Які існують особливості застосування кусково-постійної та кусково-лінійної апроксимації густини зарядів на поверхні поділу діелектриків (рис. 17.13)?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Дмитриевский В. С.* Расчет и конструирование электрической изоляции. — М.: Энергоатомиздат, 1981. — 392 с.: ил.
2. *Колечицкий Е. С.* Расчет электрических полей устройств высокого напряжения. — М: Энергоатомиздат, 1983. — 168 с.
3. А.с. 1325364 СССР, МКИ³ G 01 R 15/04. Высоковольтный измерительный делитель напряжения /В. А. Бржезицкий, А. Р. Проценко — № 3916515/24 — 21; Заявл. 26.05.85; Опубл. 23.07.87; Бюл. № 27. — 2 с.: ил.
4. *Градштейн Н. С., Рыжик И. М.* Таблицы интегралов, сумм, рядов и произведений. — М.: Физматгиз, 1962. — 1100 с.
5. *Справочник по специальным функциям с формулами, графиками и математическими таблицами* /Под ред. М. Абрамовича и И. Стиган. — М.: Наука, 1979. — 832 с.
6. *Беляков В. М., Кравцова Р. И., Раппопорт М. Г.* Таблицы эллиптических интегралов. — М.: Изд-во АН СССР. — Т. 1, 1962. — 666 с.; Т. 2, 1963. — 784 с.
7. *Бржезицкий В. А., Шек Н.* К определению диагональных коэффициентов при расчетах электрических полей методом интегра-

льных уравнений //Вестник Киев. политехн. ин-та: Электроэнергетика. — Вып. 27. — 1990. — С. 12—15.
8. *Гринберг Г. А.* Избранные вопросы математической теории электрических и магнитных явлений. — М.: Изд-во АН СССР, 1948. — 727 с.
9. *Шек Н.* Совершенствование высоковольтного делителя напряжения с регулируемым распределением электрического поля: Дисс. ... канд. техн. наук. 05.14.12. — Киев, 1991. — 157 с.
10. *Иерусалимов М. Е., Бржезицкий В. А., Проценко А. Р., Захарченко В. В.* Выравнивание распределения напряженности электрического поля в рабочем объеме изоляционной конструкции с помощью электродов //Известия вузов: Энергетика. — 1988. — № 7. — С. 3—7.
11. *Налимов В. В., Чернова Н. А.* Статистические методы планирования экстремальных экспериментов. — М.: Наука, 1985. — 264 с.

Глава 18
ХАРАКТЕРИСТИКИ ВИМІРЮВАЛЬНОГО КОЛА ПОДІЛЬНИКА ВИСОКОЇ НАПРУГИ З РЕГУЛЬОВАНИМ РОЗПОДІЛЕННЯМ ЕЛЕКТРИЧНОГО ПОЛЯ

У зв'язку з високими вимогами до стабільності характеристик прецизійних подільників високої напруги їх елементна база повинна ґрунтуватися на сучасних прецизійних радіоелементах (резисторах, конденсаторах), технологія виробництва яких досить відпрацьована, а максимальні робочі напруги досягають 500 В. При цьому «внутрішнє», власне вимірювальне, коло еквіпотенціально екранованих подільників (екранованих за допомогою «зовнішнього» подільника або профільованого ізоляційного остова) виготовляється з набору значної кількості R, C-елементів (сотні й тисячі одиниць), що накладає певні вимоги на їх вибір, а також впливає на характеристики подільників як засобів вимірювальної техніки.

Крім цього, виникає питання про узгодження вимірювального кола з розподілом поля в міжелектродному проміжку подільника. Взагалі, задача визначення розподілу потенціалу має будуватися з одночасним врахуванням процесів «внутрішнього» («струмового»

кола з зосередженими елементами) і «зовнішнього» (просторово-польового) кіл подільника. Однак така постановка на сьогодні не має сенсу внаслідок значної кількості елементів високовольтного плеча подільника при використанні математичного апарата розрахунку тривимірних полів, що надзвичайно ускладнює задачу. У зв'язку з цим повинна бути прояснена можливість окремого дослідження процесів в обох колах подільника (що вже зроблено в попередньому підрозділі для «зовнішнього» кола), а також одержання додаткових матеріалів при врахуванні спільної дії цих кіл.

18.1. Частотна залежність характеристик, обумовлена неідентичністю елементів високовольтного плеча подільника напруги

У літературі з дослідження високовольтних подільників напруги значення опорів та ємностей кола провідних елементів, як правило, беруться ідентичними, або такими, що змінюються за заданим законом. Насправді здійснення того й іншого на практиці може бути забезпечене з визначеним рівнем точності щодо підбору елементів. Крім того, навіть у випадку «ідеального» підбору елементів значення їх опорів і ємностей можуть змінитися під дією зовнішніх умов чи у часі. У зв'язку з цим виникає необхідність розгляду характеристик високовольтного плеча подільника з урахуванням, у загальному випадку, неідентичності його складових. Такий новий підхід до розрахунку подільників напруги є необхідним не тільки для коректного визначення їх параметрів, але й дозволяє знайти невідомі раніше особливості частотних характеристик кіл резистивно-ємнісних елементів, у тому числі кіл елементів високовольтної ізоляції.

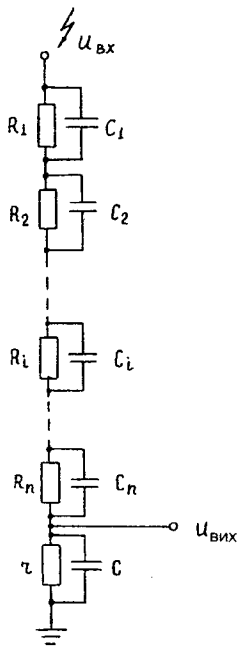


Рис. 18.1. Первинна схема подільника напруги.

Розглянемо високовольтне плече подільника змішаного типу у вигляді кола, що містить n паралельно з'єднаних резистивних і ємнісних елементів R_i, C_i (рис. 18.1), де R_i,

C_i — відповідні елементи високовольтного плеча, r, c — елементи низьковольтного плеча подільника.

Дана схема заміщення подільника застосовна в області помірних частот (коли ще не виявляється вплив індуктивності елементів), а також у випадку незначної дії розподілених ємнісних та активних струмів витоку (зокрема, при застосуванні регулювання розподілу поля в ізоляційних конструкціях, див. гл. 17).

При перетворенні послідовно-паралельного з'єднання елементів R-C у схему послідовного з'єднання r_i, x_i (рис. 18.2) використовуються такі співвідношення [1]:

$$r_i = \frac{R_i \cdot \left[\frac{1}{\omega C_i}\right]^2}{R_i^2 + \left[\frac{1}{\omega C_i}\right]^2}; \quad x_i = \frac{R_i^2 \cdot \left[\frac{1}{\omega C_i}\right]}{R_i^2 + \left[\frac{1}{\omega C_i}\right]^2}. \tag{18.1}$$

Подамо:

$$R_i = R_0(1 + \beta_i),\ C_i = C_0(1 + \alpha_i), \tag{18.2}$$

де R_0, C_0 — відповідно середні значення параметрів елементів: $R_0 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} R_i$, $C_0 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} C_i$; β_i, α_i — коефіцієнти, виражені у відносних одиницях, що враховують відхилення параметрів R_i, C_i від їх середніх значень.

Вирази r_i, x_i (18.1) при підстановці (18.2) перетворяться на:

$$r_i = \frac{R_0(1+\beta_i)}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2 (1+\beta_i)^2 (1+\alpha_i)^2}; \quad x_i = \frac{\omega R_0^2 C_0 (1+\beta_i)^2 (1+\alpha_i)}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2 (1+\beta_i)^2 (1+\alpha_i)^2}. \tag{18.3}$$

Позначимо $r_i = r_0 + \Delta r_i$; $x_i = x_0 + \Delta x_i$, де $r_0 = \frac{R_0}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2}$ та $x_0 = \frac{\omega R_0^2 C_0}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2}$ відповідають значенням схеми заміщення (рис. 18.2), знайденим за середніми значеннями R_0, C_0, а Δr_i та Δx_i становлять:

$$\Delta r_i = \frac{R_0(1+\beta_i)}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2 (1+\beta_i)^2 (1+\alpha_i)^2} - \frac{R_0}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2};$$

$$\Delta x_i = \frac{\omega R_0^2 C_0 (1+\beta_i)^2 (1+\alpha_i)}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2 (1+\beta_i)^2 (1+\alpha_i)^2} - \frac{\omega R_0^2 C_0}{1+\omega^2 R_0^2 C_0^2}. \tag{18.4}$$

Підсумовуючи значення параметрів елементів схеми заміщення (рис. 18.2), одержимо:

$$R_{\text{ВП}} = nr_0 + \sum_{i=1}^{n} \Delta r_i;\ X_{\text{ВП}} = nx_0 + \sum_{i=1}^{n} \Delta x_i, \tag{18.5}$$

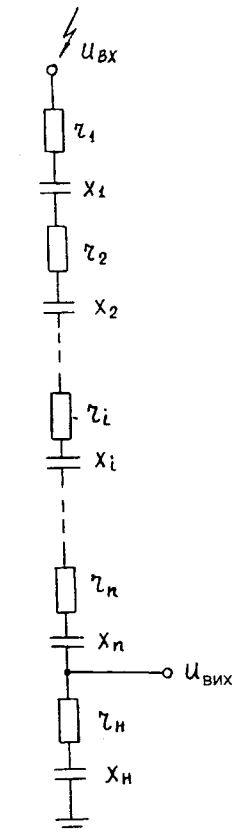


Рис. 18.2. Перетворена схема подільника напруги.

де $R_{вп}$, $X_{вп}$ — відповідно, активний і реактивний опір високовольтного плеча подільника.

Подамо вирази Δr_i, Δx_i (18.4) у вигляді, що містить лінійні за α_i і β_i члени, а також додаткові члени:

$$\Delta r_i = r_0(A\alpha_i + B\beta_i + D_i),$$
$$\Delta x_i = x_0(E\alpha_i + F\beta_i + G_i). \qquad (18.6)$$

Виконавши необхідні перетворення у (18.4), одержимо:

$$A = -2\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2};\ B = E = \frac{1-\gamma^2}{1+\gamma^2};\ F = 2\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}; \qquad (18.7)$$

$$D_i = \frac{\gamma^2(T_i + \gamma S_i)}{(1+\gamma^2)[1+\gamma^2(1+\beta_i)^2(1+\alpha_i)^2]}; \qquad (18.8)$$

$$G_i = \frac{\beta_i^2 + 2\alpha_i\beta_i + \alpha_i\beta_i^2 + \gamma^2\left(P_i + \gamma^2 Q_i\right)}{\left(1+\gamma^2\right)\left[1+\gamma^2\left(1+\beta_i\right)^2\left(1+\alpha_i\right)^2\right]}, \qquad (18.9)$$

при $\gamma = \omega R_0 C_0$,

$$T_i = -\left(6\alpha_i\beta_i + 6\alpha_i\beta_i^2 + 2\alpha_i\beta_i^3 + \alpha_i^2 + 3\alpha_i^2\beta_i + \right.$$
$$\left. + 3\alpha_i^2\beta_i^2 + \alpha_i^2\beta_i^3 + 3\beta_i^2 + \beta_i^3\right); \qquad (18.10)$$

$$S_i = 2\alpha_i\beta_i + 4\alpha_i\beta_i^2 + 2\alpha_i\beta_i^3 + 3\alpha_i^2 + 7\alpha_i^2\beta_i + 5\alpha_i^2\beta_i^2 +$$
$$+ \alpha_i^2\beta_i^3 + 2\alpha_i^3 + 4\alpha_i^3\beta_i + 2\alpha_i^3\beta_i^2 + \beta_i^2 + \beta_i^3; \qquad (18.11)$$

$$P_i = -(6\alpha_i\beta_i + 9\alpha_i\beta_i^2 + 4\alpha_i\beta_i^3 + 3\alpha_i^2 + 8\alpha_i^2\beta_i + 7\alpha_i^2\beta_i^2 +$$
$$+ 2\alpha_i^2\beta_i^3 + \alpha_i^3 + 2\alpha_i^3\beta_i + \alpha_i^3\beta_i^2 + 3\beta_i^2 + 2\beta_i^3); \qquad (18.12)$$

$$Q_i = \alpha_i^2\left(1+\alpha_i\right)\left(1+\beta_i\right)^2. \qquad (18.13)$$

Після підстановки даних, одержаних для виразів Δr_i, Δx_i у (18.5), підсумовування членів, лінійних за α_i і β_i, приводить їх внесок до нуля, оскільки

$$\sum_{i=1}^{n}\alpha_i = \sum_{i=1}^{n}\frac{C_i - C_0}{C_0} = \frac{1}{C_0}\left[\sum_{i=1}^{n}C_i - nC_0\right] \equiv 0;$$

$$\sum_{i=1}^{n}\beta_i = \sum_{i=1}^{n}\frac{R_i - R_0}{R_0} = \frac{1}{R_0}\left[\sum_{i=1}^{n}R_i - nR_0\right] \equiv 0.$$

Тоді з (18.5), (18.6) маємо:

$$R_{вп} = nr_0(1 + f);\ X_{вп} = nx_0(1 + \delta), \qquad (18.14)$$

де

$$f = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}D_i;\quad \delta = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}G_i. \qquad (18.15)$$

Дослідження залежності f від частоти напруги (значення безрозмірного параметра γ) показує, що при $\gamma = 0$ значення $D_i \in 0$ і, відповідно, $f_0 \equiv 0$ у той час як на межі $\gamma >> 1$

$$f = f' = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{S_i}{(1+\beta_i)^2(1+\alpha_i)^2}. \tag{18.16}$$

Аналогічно, з (18.9), (18.15) виходить, що на межі $\gamma = 0$

$$\delta_0 = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}(2\alpha_i\beta_i + \alpha_i\beta_i^2 + \beta_i^2) \tag{18.17}$$

і, відповідно, при $\gamma >> 1$

$$\delta = \delta' = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\frac{\alpha_i^2}{1+\alpha_i}. \tag{18.18}$$

При строго ідентичних елементах високовольтного плеча подільника $\alpha_i \equiv 0$, $\beta_i \equiv 0$ і значення f та δ при будь-яких γ (як випливає з (18.9—18.13)) дорівнюють нулю.

Таким чином, інтегральні параметри високовольтного плеча подільника ємнісно-омічного типу за наявності неідентичності його елементів характеризуються, крім відомої залежності r_0, x_0 від ω, додатковою залежністю від частоти робочої напруги.

Даний висновок є новим для високовольтних подільників напруги. На підставі виразів (18.5), (18.7), (18.15), отриманих у загальному випадку неідентичності елементів (без припущення її малості), можуть бути досліджені частотні характеристики коефіцієнта ділення

$$K = \frac{R_{\text{ВП}} + r_{\text{н}} - j(X_{\text{ВП}} + x_{\text{н}})}{r_{\text{н}} - jx_{\text{н}}},$$

а також похибки ємнісно-омічного подільника напруги.

З наведеного вище виразу для коефіцієнта ділення K можуть бути одержані формули для амплітудно-частотної (АЧХ) $A(\omega)$ і фазочастотної (ФЧХ) $\varphi(\omega)$ характеристик подільника (φ відповідає різниці фазових кутів вихідної і вхідної напруг подільника):

$$A(\omega) = \sqrt{\frac{r_{\text{н}}^2 + x_{\text{н}}^2}{(R_{\text{ВП}} + r_{\text{н}})^2 + (X_{\text{ВП}} + x_{\text{н}})^2}}, \tag{18.19}$$

$$\varphi(\omega) = \operatorname{arctg}\frac{r_{\text{н}}X_{\text{ВП}} - x_{\text{н}}R_{\text{ВП}}}{r_{\text{н}}(R_{\text{ВП}} + r_{\text{н}}) + x_{\text{н}}(X_{\text{ВП}} + x_{\text{н}})}, \tag{18.20}$$

при цьому вирази $A(\omega)$, $\varphi(\omega)$ обумовлені відповідними залежностями $R_{\text{ВП}}$, $X_{\text{ВП}}$, $r_{\text{н}}$, $x_{\text{н}}$ від $\gamma(\gamma = \omega R_0 C_0)$.

З урахуванням залежності r_0, x_0 від γ подамо $R_{\text{ВП}}$ та $X_{\text{ВП}}$ як

$$R_{\text{ВП}} = nR_0 \frac{1}{1+\gamma^2}(1+f);\ X_{\text{ВП}} = nR_0 \frac{\gamma}{1+\gamma^2}(1+\delta). \qquad (18.21)$$

Параметри низьковольтного плеча подільника звичайно вибирають такими:

$$r = \frac{\sum_{i=1}^{n} R_i}{k-1};\quad c = \frac{\sum_{i=1}^{n} C_i}{n^2}(k-1),$$

(де k — номінальний коефіцієнт подільника), або, використовуючи раніше введені позначення:

$$r = \frac{nR_0}{k-1};\ c = \frac{C_0}{n}(k-1). \qquad (18.22)$$

Перетворюючи параметри низьковольтного плеча подільника зі схеми паралельного з'єднання елементів (див. рис. 18.1) у схему їх послідовного з'єднання (рис. 18.2), одержимо:

$$r_{\text{н}} = \frac{n}{k-1} r_0;\ x_{\text{н}} = \frac{n}{k-1} x_0. \qquad (18.23)$$

Підставляючи значення $r_{\text{н}}$, $x_{\text{н}}$ з (18.23), а також $R_{\text{ВП}}$, $X_{\text{ВП}}$ з (18.21) у (18.19), (18.20), запишемо вирази для АЧХ і ФЧХ подільника:

$$A = \frac{1}{k}\overset{*}{A},\ \overset{*}{A} = \sqrt{\frac{1+\gamma^2}{\left(1+\frac{k-1}{k}f\right)^2 + \gamma^2\left(1+\frac{k-1}{k}\delta\right)^2}}; \qquad (18.24)$$

$$\varphi = \operatorname{arctg}\left[\frac{(\delta - f)\cdot\gamma}{\left(f+\frac{k}{k-1}\right)+\gamma^2\left(\delta+\frac{k}{k-1}\right)}\right]. \qquad (18.25)$$

Дані вирази з урахуванням f, δ з (18.15) визначають залежність «нормованої» амплітудно-частотної характеристики $\overset{*}{A}(\omega)$ і фазочастотної характеристики $\varphi(\omega)$ в загальному випадку неідентичності елементів високовольтного плеча.

Необхідно зазначити, що існуючою відповідно до (18.24), (18.25) слабкою залежністю АЧХ ($\overset{*}{A}$) і ФЧХ від номінального коефіцієнта ділення k у характерній для високовольтних подільників області його значень (k = 1000...10 000) у розрахунках можна нехтувати.

У досліджуваних конструкціях прецизійних високовольтних подільників неідентичність резистивних елементів (обумовлена допуском на відхилення опору резистора від його номінального значення) можна не враховувати, тобто вважати, що $R_1 = R_2 = \ldots = R_i = \ldots = R_0$, у той час як неідентичність елементів ємності

може досягати десяти відсотків і більше. Тоді вирази для f, δ з (18.15) при $\beta_i \equiv 0$ можуть бути істотно спрощені:

$$f = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \frac{\gamma^2\alpha_i^2[\gamma^2(3+2\alpha_i)-1]}{(1+\gamma^2)[1+\gamma^2(1+\alpha_i)^2]}; \qquad (18.26)$$

$$\delta = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} \frac{\gamma^2\alpha_i^2\left[\gamma^2(1+\alpha_i)-(3+\alpha_i)\right]}{(1+\gamma^2)\left[1+\gamma^2(1+\alpha_i)^2\right]}. \qquad (18.27)$$

Вважаючи розподіл параметрів α_i ємностей високовольтного плеча нормальним, перейдемо до визначення усереднених значень f, δ (18.26), (18.27) за допомогою інтегральних виразів:

$$f = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}\int_{-\upsilon\sigma}^{\upsilon\sigma} \frac{\alpha^2[\gamma^2(3+2\alpha)-1]}{1+\gamma^2(1+\alpha)^2} e^{(-\alpha^2/2\sigma^2)}d\alpha; \qquad (18.28)$$

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\frac{\gamma^2}{1+\gamma^2}\int_{-\upsilon\sigma}^{\upsilon\sigma} \frac{\alpha^2[\gamma^2(1+\alpha)-(3+\alpha)]}{1+\gamma^2(1+\alpha)^2} e^{(-\alpha^2/2\sigma^2)}d\alpha, \qquad (18.29)$$

де σ — значення середнього квадратичного відхилення (СКВ) розподілу; υ — параметр, що визначає межі області інтегрування за α.

Розрахунки залежностей $\overset{*}{A}$, φ від γ були виконані на ЕОМ при $\upsilon = 5$. Область інтегрування за α від -5σ до $+5\sigma$ розбивалася на 10 інтервалів, а інтегральні суми на кожному інтервалі визначались методом Гаусса при інтерполяції функції поліномом 5-го степеня.

На рис. 18.3 наведено одержані розрахункові частотні залежності $A' = (\overset{*}{A}-1)100\%$, а також φ від γ для значень $\sigma = 0{,}05$; $0{,}1$ (відповідно 5 і 10 %) та $k = 10^4$. При $\gamma = 0$ згідно з (18.24), (18.28) $\overset{*}{A} = 1$. При $\gamma >> 1$, як випливає з (18.24), $\overset{*}{A} \to 1/\left(1+\frac{k-1}{k}\delta'\right)$, що підтверджується графіками рис. 18.3 в області $\gamma > 10$. Величина δ' відповідно до (18.18) дорівнює усередненому за розподілом (18.29) значенню $\alpha_i^2/(1+\alpha_i)$. Тоді, перетворюючи (18.29) при підстановці $t = \alpha/\sigma$, можна показати, що значення δ' в основному є пропорційним σ^2. Такий висновок підтверджується ходом кривих A' на рис. 18.3. Характерний перехід кривих A' через нуль для різних σ відбувається в області $\gamma \equiv 1$. Найбільша зміна A' відбувається в області від $\gamma \equiv 0{,}5$ до $\gamma \equiv 10$, при цьому максимальна зміна амплітудно-частотної характеристики $\Delta\overset{*}{A}_{\max}$ (%) перевищує значення $\delta' \cdot 100\%$.

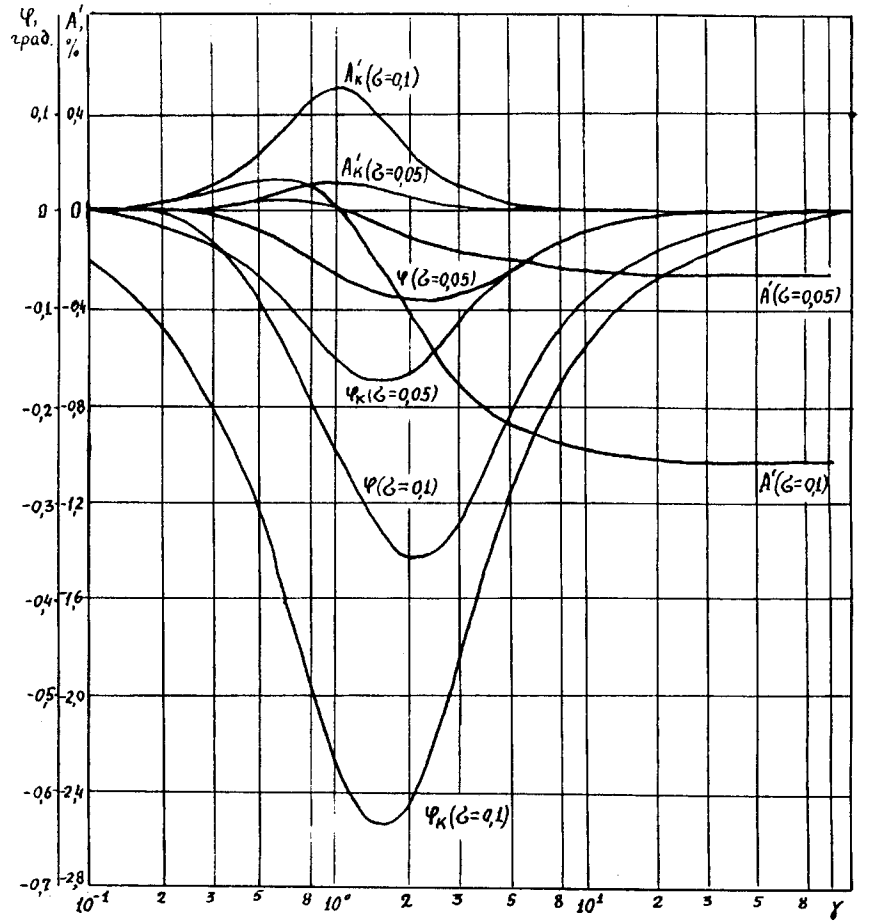


Рис. 18.3. Зведені амплітудно-частотна та фазочастотна характеристики подільника напруги.

За результатами проведених розрахунків були побудовані сімейства розрахункових залежностей змін A' для значень σ від 0,1% до 17,5%. На рис. 18.4 подано одержану залежність максимальної зміни $\left|\Delta \overset{*}{A}_{\max}\right|$ (%) від σ (крива *1*). Максимальна зміна амплітудно-частотної характеристики монотонно зростає зі збільшенням σ, перевищуючи, наприклад, значення 0,1 % при $\sigma \geqslant 3\%$, тобто для досягнення стабільності АЧХ подільника в діапазоні до 0,1% необхідно забезпечити СКВ розподілу ємностей елементів його

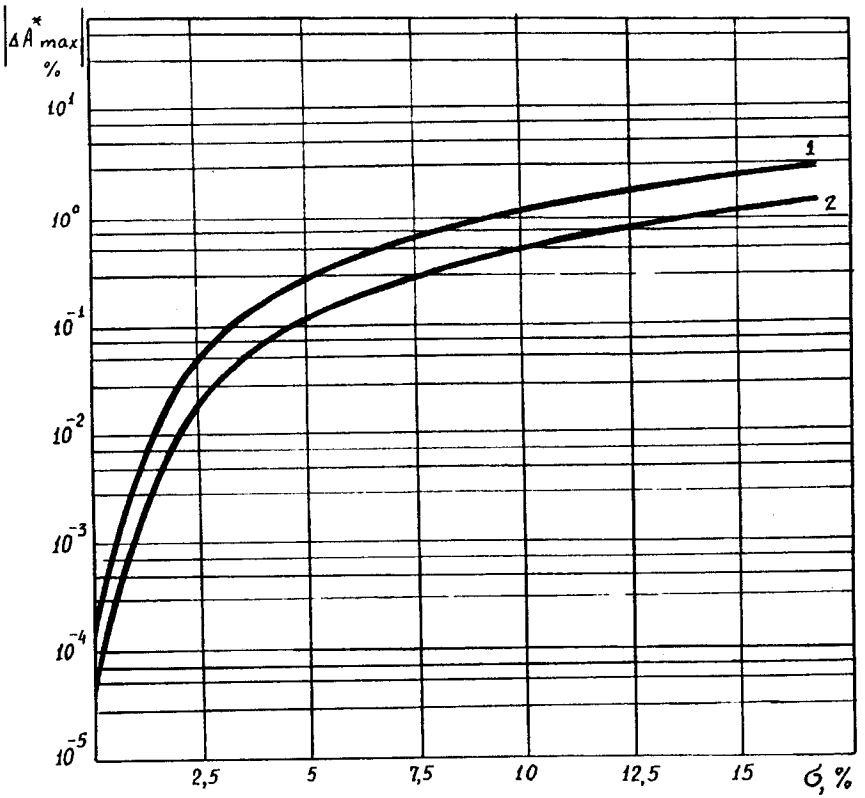


Рис. 18.4. Залежність розміру нестабільності амплітудно-частотної характеристики (в %) від середньоквадратичного відхилення σ розсіяння ємностей елементів високовольтного плеча подільника напруги.

високовольтного плеча не більше 3%. При значенні СКВ σ = 5% (10%) максимальна зміна АЧХ подільника становитиме відповідно 0,3% (1,2%).

Розрахункові криві φ(γ) (див. рис. 18.3) відповідно до (18.25) асимптотично наближаються до нуля при значеннях $\gamma \to 0$ та $\gamma >> 1$. Максимальні значення φ(γ) відповідають області $\gamma \cong 2$ і (аналогічно значенням ΔA^*_{max}) є пропорційними σ^2. На рис. 18.5 подано розрахункову залежність максимального значення φ від σ (крива *1*). За даними цієї кривої, наприклад, для наведеного вище значення σ = 3%, фазова похибка подільника становитиме: –2', а для σ = 5% (10%) — відповідно: –5,5' (–22').

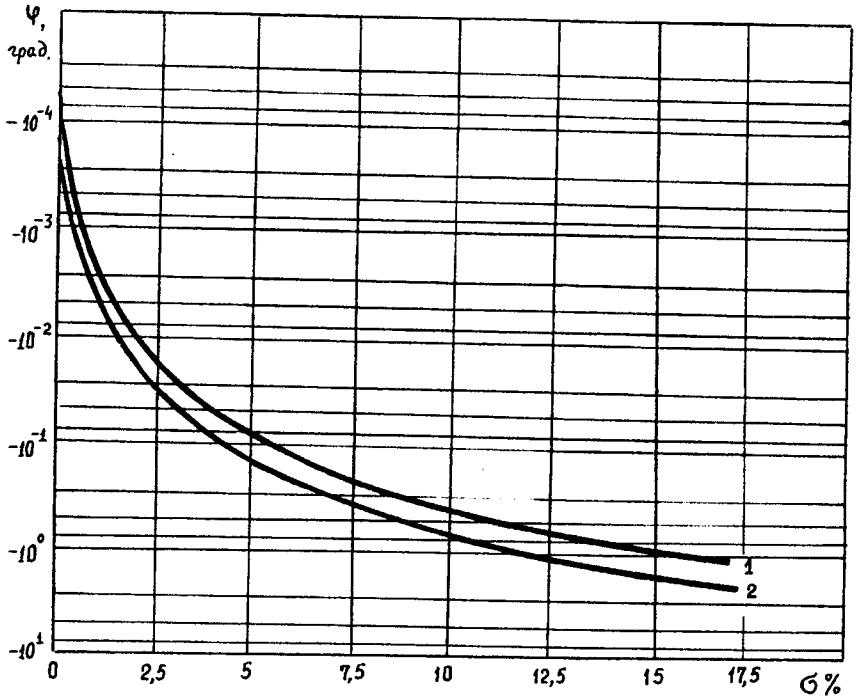


Рис. 18.5. Залежність розміру нестабільності фазочастотної характеристики (в град.) від середньоквадратичного відхилення σ розсіяння ємностей елементів високовольтного плеча подільника напруги.

Залежно від необхідного рівня похибки на підставі кривих рис. 18.4, рис. 18.5 можуть бути визначені допустимі значення неідентичності елементів високовольтного плеча подільника.

При зіставленні максимальних змін АЧХ і ФЧХ, виражених у відносних одиницях, виявляється, що вплив неідентичності елементів ємності високовольтного плеча в 1,7...1,8 раза є більш значним для амплітудних характеристик подільника, ніж для фазових.

Розглянуті в даному розділі нестабільності характеристик подільника, викликані складом його структурних елементів, вперше дозволили пояснити відомі практичні дані про збільшений рівень похибок, а саме високовольтних широкосмугових подільників напруги, що містять, як правило, значну кількість високовольтних конденсаторів з допуском за ємністю 5...10%.

Можливість значної додаткової похибки (до 1...2%) в області частот 0,3...150 Гц повинна бути врахована як при розробці та

дослідженні нових конструкцій подільників напруги, так і при проведенні вимірювань на існуючих подільниках.

18.2. Коректування частотних характеристик подільника за допомогою змінювання його низьковольтного плеча

У п. 18.1 зроблено висновок про вплив неідентичності елементів подільника на стабільність його частотних характеристик, а також про явно виражений характер даного впливу, особливо на АЧХ подільника. Отже, необхідно знати спосіб зменшення цієї неідентичності. Зниження зміни АЧХ у робочій області частот є, як відомо [2], важливим фактором поліпшення передавальних характеристик вимірювального пристрою. Із сутності розглянутого явища випливає, що домогтися зазначеного зниження можна двома шляхами: або ретельним підбором елементів високовольтного плеча, або коригуванням елементів низьковольтного плеча. У першому випадку, як показано в п. 18.1, підбор елементів з високою точністю дозволяє знизити зазначені залежності АЧХ і ФЧХ від частоти до досить малих значень. Однак, враховуючи, що високовольтні подільники напруги складаються з великої кількості елементів (сотні й більш одиниць), такий шлях може бути дуже трудомістким. Тому розглянемо можливість використання низьковольтного плеча як елемента корекції АЧХ подільника, що випливає з граничного виразу, отриманого в п. 18.1 при $\gamma >> 1$:

$$A_{\text{ГП}} = \frac{1}{k} \cdot \frac{1}{1 + \dfrac{k-1}{k}\delta'}.$$

Тоді для одержання граничного значення $A_{\text{ГР}} = 1/k$ необхідно зменшити значення ємності низьковольтного плеча C в $\left(1 + \dfrac{k-1}{k}\delta'\right)$ разів. З урахуванням слабкої залежності фактора $(k - 1)/k$ від k для високовольтних подільників подамо скоректоване значення ємності низьковольтного плеча (18.22) таким чином:

$$C' = \frac{C_0}{n} \cdot \frac{k-1}{1+\delta'}. \qquad (18.30)$$

Далі можна показати, що вирази АЧХ і ФЧХ (18.24), (18.25) набудуть вигляду:

$$\overset{*}{A}_K = \sqrt{\frac{1+\gamma^2(1+\delta')^2}{\left(1+\frac{k-1}{k}f\right)^2+\gamma^2\left(1+\frac{k-1}{k}\delta+\frac{\delta'}{k}\right)^2}}; \qquad (18.31)$$

$$\varphi_K = \operatorname{arctg}\left[\gamma\cdot\frac{\delta-f-\delta'(1+f)}{\left(f+\frac{k}{k-1}\right)+\gamma^2(1+\delta')\left(\delta+\frac{k}{k-1}+\frac{\delta'}{k-1}\right)}\right]. \qquad (18.32)$$

При значенні $\delta' = 0$ вирази (18.31), (18.32) перетворяться на (18.24), (18.25).

Для одержання залежностей частотних характеристик подільника за (18.31), (18.32) додатково до виконаного в п. 18.1 розраховували параметр δ':

$$\delta' = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma}\int_{-\vartheta\sigma}^{\vartheta\sigma}\frac{\alpha^2}{1+\alpha}e^{(-\alpha^2/2\sigma^2)}d\alpha \qquad (18.33)$$

при аналогічних межах і методиці інтегрування.

З урахуванням отриманих значень δ' для $\sigma = 0{,}05$; 0,1 проводився розрахунок характеристик $A'_K = \left(\overset{*}{A}_K - 1\right)\cdot 100\%$ та $\varphi_к$, залежності яких подані на рис. 18.3. При значеннях $\gamma << 1$ і $\gamma \to 0$ криві A' асимптотично прямують до нуля. На відміну від аналогічних кривих за відсутності коректування значення A_K' не змінюють свій знак в області $\gamma \equiv 1$, але також мають максимум у цій зоні. Зіставлення кривих рис. 18.3 показує, що застосування коригування АЧХ викликає істотне зниження амплітудних похибок. Так, для розглянутих випадків $\sigma = 0{,}05$ і $\sigma = 0{,}1$ зміна АЧХ з коригуванням зменшується більш ніж у 2 рази.

За результатами обробки сімейства кривих A_K' для значень σ від 0,1% до 17,5 % побудована крива максимальних змін АЧХ (див. рис. 18.4, крива *2*), що також монотонно зростає зі збільшенням σ, проте її амплітуда приблизно в 2 рази нижча аналогічної кривої *1*, отриманої без застосування коригування низьковольтного плеча.

Розрахункові криві $\varphi_K(\gamma)$ (див. рис. 18.3) відповідно до виразу (18.32) також асимптотично наближаються до нуля при значенні $\gamma \to 0$ та $\gamma >> 1$, однак на відміну від кривих $\varphi(\gamma)$ їх амплітуда виявляється в 1,6...1,8 раза більшою, що свідчить про зростання фазової похибки при введенні коректування. Максимальне значення фазової похибки спостерігається в області $\gamma \equiv 2$.

На рис. 18.5 наведена крива фазової похибки подільника з урахуванням коригування для різних значень σ. За даними цієї кривої, наприклад, для випадку σ = 3%, фазова похибка подільника становитиме: –3', а для σ = 5% (10%) — відповідно –9' (–38').

Таким чином, застосування коригування низьковольтного плеча згідно з (18.30) приводить до значного зменшення амплітудної похибки (приблизно у 2 рази) при одночасному зростанні фазової похибки подільника (у 1,6...1,8 раза). Вибираючи той чи інший ступінь коригування, ВВ ПН, можна керувати співвідношенням його амплітудних або фазових частотних характеристик.

18.3. Врахування просторово-польової взаємодії елементів та оцінка її впливу на характеристики подільника напруги

У попередніх підрозділах розглядалися процеси у «внутрішньому» (струмовому) і «зовнішньому» (просторово-польовому) колах подільника окремо, що було викликане, зокрема, необхідністю абстрагування від взаємного впливу кіл з метою дослідження їх особливостей.

Насправді ж, у подільнику існує єдина картина поля, яка й визначає його параметри і характеристики. Однак внаслідок значної кількості елементів високовольтного плеча подільника і через необхідність залучення методів розрахунку тривимірних полів зі складною геометрією електродів спільний підхід до визначення характеристик подільника на сьогодні є утрудненим і не дає можливості одержання практичних результатів у наявному для огляду часі. Тоді є допустимими окремий розгляд кіл подільника за умови досягнення ідентичного (чи близького до ідентичного) розподілу їх потенціалів, а також оцінка впливу можливої «неузгодженості» потенціалів кіл (як додаткового фактора) на основну характеристику подільника — похибку. Як математичну модель подільника розглянемо конструкцію (рис. 18.6), що складається з електродів *1*, *2*, струмопровідного кола *3* подільника і профільованого ізоляційного остова *4*. Припустимо, що струмопровідне коло виконане у вигляді спіралі з постійним кроком і виготовлене з однорідного матеріалу з активною та ємнісною провідностями, які забезпечують аналогічні фактичним значення активного опору і ємності вимірювального кола високовольтного плеча подільника.

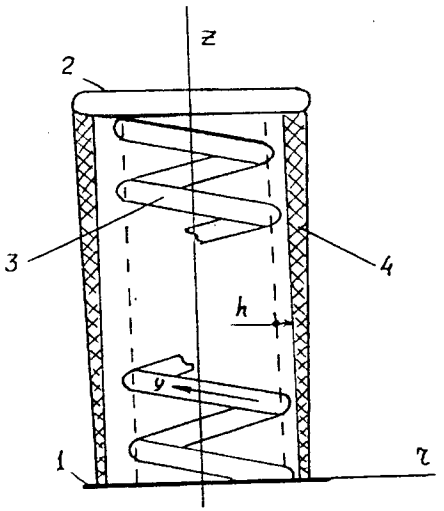


Рис. 18.6. Фізична модель розгляду просторово-польової взаємодії елементів подільника напруги.

При вибраній концепції вирівнювання розподілу поля в об'ємі подільника за допомогою електродів і профільованого ізоляційного остова потрібне одержати близькі інтегральні параметри ємності струмопровідного кола і системи електродів подільника. Справді, зміна цього співвідношення, наприклад, у бік великих значень ємності струмопровідного кола, викличе необхідність застосування в ньому конденсаторів значної ємності, що характеризуються, як правило, різко погіршеними характеристиками стабільності й збільшеними габаритами. Навпаки, вибір струмопровідного кола зі зниженою поздовжньою ємністю приведе до сильної залежності її струму від зовнішнього кола подільника, тобто до можливої нестабільності внаслідок недосконалості технології при монтажі й збиранні подільника.

Тоді вважатимемо, що додаткова похибка подільника у випадку деякого «неузгодження» потенціалів обох його кіл може бути зумовлена додатковими ємнісними струмами, які виникають між елементами «внутрішнього» кола та прилеглими елементами поверхні остова за наявності між ними різниці потенціалів. Приймаємо, що потенціали елементів поверхні остова дорівнюють розрахунковим потенціалам картини поля, знайденим у главі 17 для області розміщення високовольтного плеча, і розглянемо модель для визначення додаткових ємнісних струмів витоку, що навантажують струмопровідне коло подільника, подане на рис. 18.7, де: *1* — струмопровідне коло подільника, кругового перетину, умовно спрямоване уздовж осі *y*; *2* — поверхня ізоляційного остова, що знаходиться на відстані *h* від осі *y*.

Потенціал електрода *E*2 відповідає вхідній напрузі подільника U_2, *E*1 — напрузі низьковольтного плеча $U_1 \equiv U_2/k$, електрод *E*3 — заземлений. Подамо напругу U_2 у вигляді:

$$\dot{U}_2 = U_{m2} e^{j\omega t}, \quad (18.34)$$

де ω — значення частоти, що, як буде показано далі, не впливає на кінцеві результати у випадку ω >>1 (тобто розглядається область високих робочих частот). Розподіл напруги в струмопровідному колі визначатиметься співвідношенням:

$$\dot{U} = U_m(y) e^{j\omega t}. \quad (18.35)$$

Направляючи струми i та i_1, згідно з рис. 18.7, позначимо їх баланс для елемента A:

$$i + di = i + di_1, \quad (18.36)$$

звідки $$di = di_1. \quad (18.37)$$

Струм

$$i = \frac{dU_m(y)}{dy} \omega C'_{\text{П}} e^{j(\omega t + \pi/2)}, \quad (18.38)$$

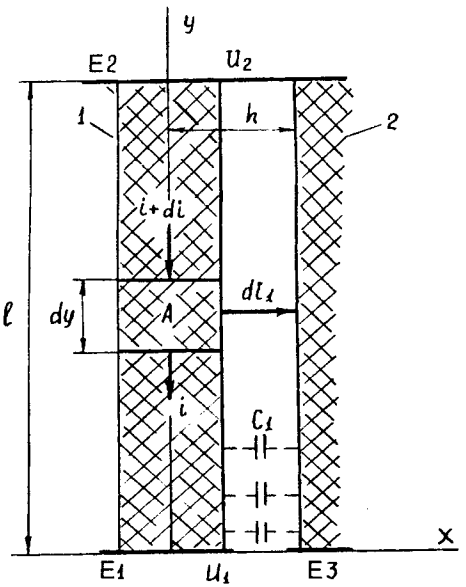


Рис. 18.7. Баланс струмів для струмопровідної частини високовольтного плеча подільника напруги.

де $C'_{\text{П}}$ — питома поздовжня ємність струмопровідного кола, що визначається $C'_{\text{П}} = C\frac{l}{n}$ (C — ємність і n — кількість конденсаторів струмопровідного кола високовольтного плеча подільника, l — його геометрична довжина по осі y).

Подаючи $di = \frac{\partial i}{\partial y} dy$ з (18.38), одержимо:

$$di - \left[\frac{d^2 U_m(y)}{dy^2} C'_{\text{П}} + \frac{dU_m(y)}{dy} \frac{dC'_{\text{П}}}{dy} \right] \omega \cdot e^{j(\omega t + \pi/2)} dy. \quad (18.39)$$

У даному випадку, оскільки $C'_{\text{П}}$ залишається незмінною, другий доданок у дужках (18.39) дорівнює нулю.

Вирази для струму di_1 подамо у вигляді:

$$di_1 = [U_m(y) - V_m(y)] C_1' \omega \cdot e^{j(\omega t + \pi/2)} dy, \quad (18.40)$$

де $V_m(y)$ відповідає розподілу потенціалу на внутрішній поверхні ізоляційного остова:

$$\dot{V} = V_m(y) e^{j\omega t}; \quad (18.41)$$

C_1' — погонна ємність між струмопровідним колом та ізоляційним остовом.

Підставляючи (18.39), (18.40) у (18.37) і скорочуючи, маємо:

$$\frac{d^2U_m(y)}{dy^2}=\left[U_m(y)-V_m(y)\right]\frac{C_1'}{C_\Pi'}. \qquad (18.42)$$

Тоді для першої похідної $dU_m(y)/dy$ можна записати:

$$\frac{dU_m(y)}{dy}=\left.\frac{dU_m(y)}{dy}\right|_{y=0}+\int_0^y\frac{d^2U_m(y)}{dy^2}dy=$$

$$=\left.\frac{dU_m(y)}{dy}\right|_{y=0}+\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^y[U_m(y)-V_m(y)]dy. \qquad (18.43)$$

Переходячи до визначення розподілу потенціалу в струмопровідному колі й інтегруючи (18.43), одержимо:

$$U_m(y)=U_{m2}\frac{1}{k}+\left.\frac{dU_m(y)}{dy}\right|_{y=0}y+\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^y\int_0^y[U_m(y)-V_m(y)]dydy. \qquad (18.44)$$

З (18.44) при $y=l$ знайдемо:

$$U_{m2}=U_m(l)=U_{m2}\frac{1}{k}+\left.\frac{dU_m(y)}{dy}\right|_{y=0}l+\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^l\left[\int_0^y[U_m(y)-V_m(y)]dy\right]dy. \qquad (18.45)$$

Перетворюючи (18.45), запишемо:

$$U_{m2}\left(1-\frac{1}{k}\right)=\left.\frac{dU_m(y)}{dy}\right|_{y=0}\cdot l+\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^l\left[\int_0^y[U_m(y)-V_m(y)]dy\right]dy, \qquad (18.46)$$

звідки

$$\left.\frac{dU_m(y)}{dy}\right|_{y=0}=\frac{1}{l}U_{m2}\left(1-\frac{1}{k}\right)-\frac{1}{l}\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^l\left[\int_0^y[U_m(y)-V_m(y)]dy\right]dy. \qquad (18.47)$$

Перша частина праворуч від знака рівності у виразі (18.47) визначає початкове значення напруженості поля в струмопровідному колі за відсутності ємнісних струмів витоку між його елементами і поверхнею остова, наприклад, у випадку $C_1'\to 0$. При $C_1'\neq 0$ останній член у виразі (18.47) визначає зміну напруженості поля на початку струмопровідного кола у випадку дії струмів витоку.

З (18.38) випливає, що значення струму струмопровідного кола є прямо пропорційним $dU_m(y)/dy$. Отже, струм на початку струмопровідного кола при дії струмів витоку може бути записаний таким чином:

$$i|_{y=0} = J_{m0} e^{j(\omega t+\pi/2)} \frac{\frac{1}{l}U_{m2}\left(1-\frac{1}{k}\right) - \frac{1}{l}\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^l\left[\int_0^y [U_m(y)-V_m(y)]dy\right]dy}{\frac{1}{l}U_{m2}\left(1-\frac{1}{k}\right)}, \quad (18.48)$$

де $J_{m0} = \frac{1}{l}U_{m2}\left(1-\frac{1}{k}\right)\omega C_\Pi'$.

Тоді, враховуючи, що напруга на низьковольтному плечі подільника (на межі $\gamma >> 1$) визначається як $U_н = i|_{y=0} \cdot \frac{1}{\omega C_н}$ (де $C_н$ — ємність низьковольтного плеча), дійдемо висновку, що вираз дробу в (18.48) може бути використаний для обчислення зміни початкової напруги подільника при дії струмів витоку.

Якщо визначити цю зміну у відносних одиницях як

$$\overset{*}{\Delta U}_н = \frac{U_н - U_{н0}}{U_{н0}} \quad (18.49)$$

(де $U_н$ — напруга низьковольтного плеча при дії струмів витоку, $U_{н0}$ — відповідно, напруга за відсутності струмів витоку у випадку $C_1' = 0$ або $[U_m(y) - V_m(y)] = 0$, тобто у випадку ідеального еквіпотенціального екранування струмопровідного кола ізоляційним остовом), то відповідно до (18.48), (18.49) виходить:

$$\overset{*}{\Delta U}_н = \frac{-\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^l\left[\int_0^y\left[\frac{U_m(y)}{U_{m2}} - \frac{V_m(y)}{U_{m2}}\right]dy\right]dy}{1-1/k},$$

або з урахуванням $k >> 1$:

$$\overset{*}{\Delta U}_н = -\frac{C_1'}{C_\Pi'}\int_0^l\left[\int_0^y\left[\frac{U_m(y)}{U_{m2}} - \frac{V_m(y)}{U_{m2}}\right]dy\right]dy. \quad (18.50)$$

Останній вираз визначає додаткову похибку подільника напруги за умови «неузгодженості» розподілу потенціалів у внутрішньому і зовнішньому колах подільника.

Як випливає з (18.50), додаткова похибка подільника збільшується при зростанні ємнісного зв'язку струмопровідного кола й ізоляційного остова (C_1') і зменшується при підвищенні поздовжньої ємності (C_Π') струмопровідного кола.

Практика виконаних розрахунків розподілу напруженості поля і потенціалу (див. гл. 17) (18.38) показує, що завдяки профілюванню остова вдається істотно зменшити різницю потенціалів між

залежністю $U_m(y)=U_{m2}\frac{1}{k}+U_{m2}\left(1-\frac{1}{k}\right)\frac{y}{l}$, яка при $k >>1$ фактично відповідає $U_m(y)=U_{m2}\frac{y}{l}$, і залежністю $V_m(y)$.

З іншого боку, домогтися ідеального збігу $U_m(y)$ та $V_m(y)$ практично не вдається. Тоді вираз (18.50) може бути використаний для визначення умови нейтралізації дії струмів витоку між внутрішнім і зовнішнім колом подільника у вигляді:

$$\int_0^l\left[\int_0^y\left(\frac{U_m(y)}{U_{m2}}-\frac{V_m(y)}{U_{m2}}\right)dy\right]dy=0. \qquad (18.51)$$

Приймаючи $U_m(y)=U_{m2}\frac{y}{l}$ з (18.51), одержимо:

$$\int_0^l\left[\int_0^y\frac{V_m(y)}{U_{m2}}dy\right]dy=\frac{1}{6}l^2.$$

Враховуючи, що

$$\frac{V_m(y)}{U_{m2}}=\frac{-\int_0^y E_y dy}{-l\cdot E_{\text{сер}}}=\frac{1}{l}\int_0^y E_y^* dy$$

(де $E_y^*=E_y/E_{\text{сер}}$ — відносне значення напруженості поля), сформулюємо вирази умови нейтралізації дії струмів витоку:

$$\frac{1}{l}\int_0^l\left[\int_0^y\left(\int_0^y E_y dy\right)dy\right]dy=\frac{1}{6}l^2. \qquad (18.52)$$

Представляючи E_y^* у вигляді

$$E_y^*=1+\Delta E_y^*, \qquad (18.53)$$

(де ΔE_y — відхилення дійсного значення відносної напруженості від однорідного поля $E_{y\,\text{однор.}}^*=1$), одержимо остаточну умову нейтралізації впливу струмів витоку на похибку подільника:

$$\int_0^l\left[\int_0^y\left(\int_0^y\Delta E_y^* dy\right)dy\right]dy=0. \qquad (18.54)$$

Використання даної умови дає критерій для перевірки різних типів розподілу $E_{\text{розр}}/E_{\text{сер}}$, що розраховуються у гл. 17, з метою виключення впливу струмів витоку на похибку подільника або його

істотної мінімізації; при цьому вираз для додаткової похибки подільника (18.50) перетвориться на такий:

$$\overset{*}{\Delta U}_{\text{н}} = \frac{1}{l}\frac{C_1'}{C_{\text{П}}'}\int_0^l\left[\int_0^y\left(\int_0^y \overset{*}{\Delta E}_y\, dy\right)dy\right]dy. \qquad (18.55)$$

Необхідно зазначити, що в області $\gamma \cong 1$ вплив ємнісних струмів витоку на похибку подільника (18.55) послаблюватиметься внаслідок додаткової дії струмів активної провідності струмопровідного кола подільника.

Вираз (18.55) було використано для оцінки можливої додаткової похибки подільника через «неузгодженість» розподілу потенціалів кіл подільника. Підставивши у (18.55) $\overset{*}{y} = y/l$ (де $\overset{*}{y} = y/l$ є відносним значенням y-координати), а також врахувавши співвідношення $\overset{*}{\Delta E}_y = \overset{*}{\Delta E}_z$; $\overset{*}{d}\,\overset{*}{y} = \overset{*}{d}\,\overset{*}{z}$; $\overset{*}{z} = z/H$ (де H — відстань між електродами *1* і *2* по осі z, див. рис. 19.3), вираз (18.55) перетворимо на вигляд:

$$\overset{*}{\Delta U}_{\text{н}} = \frac{C_1'\, l}{C_{\text{П}}'/l}\int_0^1\left[\int_0^{\overset{*}{z}}\left(\int_0^{\overset{*}{z}} \overset{*}{\Delta E}_z\, \overset{*}{d}\,\overset{*}{z}\right)\overset{*}{d}\,\overset{*}{z}\right]\overset{*}{d}\,\overset{*}{z}. \qquad (18.56)$$

У (18.56) розподіл $\overset{*}{\Delta E}_z$ від z може бути подано кривими, одержуваними при розрахунку картини поля в подільнику, аналогічними рис. 17.14,*а*, та рис. 17.15,*а* в області розміщення елементів високовольтного плеча подільника: параметр $C_1' \cdot l$ визначає повну «поперечну» ємність кола провідних елементів подільника стосовно внутрішньої поверхні ізоляційного остова, у той час як $C_{\text{П}}'/l$ — повну «поздовжню» ємність внутрішнього кола подільника.

Оскільки розмір перерізу спіралі є набагато меншою її діаметра, а також внутрішнього діаметра ізоляційного остова, погонну часткову ємність між елементами струмопровідного кола і поверхнею остова обчислювали за формулою для ємності між електродами типу «провід-площина» [4]

$$C_1' = \frac{2\pi\varepsilon}{\ln\dfrac{2h}{a}}, \qquad (18.57)$$

де ε — діелектрична проникність середовища (у даному випадку — повітря); h — відстань між центрами перерізу спіралі струмопровідного кола і поверхнею остова (див. рис. 18.6, 18.7 h = 18 мм згідно з даними гл. 19); a — середній радіус використовуваних

струмопровідних елементів кола подільника (a = 5,3 мм за даними гл. 19).

Проведений розрахунок виразу (18.56) з урахуванням (18.57) для реальної довжини кола струмопровідних елементів подільника ВДН-75 l = 4 м (див. гл. 19), а також з урахуванням значення поздовжньої ємності його вимірювального кола $C'_{\text{п}}/l = 10^{-11}$ Ф з використанням розподілів ΔE^*_z від z, одержаних для області розміщення елементів високовольтного плеча (гл. 17), дає: $\Delta U^*_{\text{н}} \sim 0{,}01$ (1 %), що дозволяє пояснити експериментально отриманий рівень похибки прецизійного широкосмугового високовольтного подільника напруги (див. гл. 19).

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Чим обумовлена частотна залежність характеристик вимірювального кола подільника високої напруги?
2. Поясніть первинну схему вимірювального кола подільника напруги (рис. 18.1).
3. Поясніть перетворену схему подільника напруги за рис. 18.2.
4. Яким чином знайдені вирази для АЧХ та ФЧХ подільника напруги (18.24; 18.25)?
5. Поясніть залежність АЧХ та ФЧХ подільника напруги від параметра γ за рис. 18.3.
6. Чим може бути визвана додаткова похибка високовольтного подільника напруги в області частот 0,3...150 Гц?
7. Поясніть можливість коригування частотних характеристик подільника напруги.
8. Які існують особливості фізичної моделі розгляду просторово-польової взаємодії елементів подільника напруги за рис. 18.6?
9. Які є особливості балансу струмів для струмопровідної частини високовольтного плеча подільника напруги за рис. 18.7?
10. Поясніть умову нейтралізації струмів витоку на похибку подільника за виразом (18.54).

ЛІТЕРАТУРА

1. *Нейман Л. Р., Демирчян К. С.* Теоретические основы электротехники: В 2-х томах. — Т. 1. — 3-е изд., перераб и доп. — Л.: Энергоиздат, Ленингр. отд-ие, 1981. — 536 с.

2. *Ашпер А. М.* Получение и измерение импульсных высоких напряжений: Пер. с нем. — М.: Энергия, 1979. — 120 с.: ил.
3. *Проценко А. Р.* Высоковольтные делители напряжения для автоматизированных систем электропитания вычислительных томографов: Дисс. ... канд. техн. наук. 05.14.12 — Киев, 1988. — 288 с.
4. *Иоссель Ю. Я., Кочанов Э. С., Струнский М. Г.* Расчет электрической емкости. — 2-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат, Ленингр. отд-ние, 1981. — 288 с.

Глава 19
ТИПИ РОЗРОБЛЕНИХ КОНСТРУКЦІЙ ТА ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНІ ДОСЛІДЖЕННЯ ПОДІЛЬНИКІВ ВИСОКОЇ НАПРУГИ

(О. В. Бржезицький, О. Р. Проценко)

На основі дослідження теорії і практики застосування в електротехнологічних [1], діагностичних [2] та інших установках подільників високої напруги кафедрою техніки та електрофізики високих напруг КПІ було розроблено ряд їх оригінальних конструкцій. Цю роботу виконано за договорами з Київським виробничим об'єднанням реле й автоматики (тепер СКТБ «Ритм»), яке було головним з випуску рентгенівських комп'ютерних томографів. У зазначених томографах існує необхідність прецизійного контролю високої напруги на електродах рентгенівських випромінювачів і забезпечення її певної зміни в часі (або ж стабілізації) з використанням систем автоматичного керування і регулювання (що дозволяє підвищити розпізнавальну здатність рентгенівських обстежень у медицині для ранньої діагностики небезпечних захворювань, а також знизити опромінення).

Отже, розробляючи томографи, передбачають як «вбудовані», робочі подільники високої напруги, що використовуються в складі схем керування і регулювання кожного томографа, так і подільники універсальні, призначенні для вимірювань при випробуваннях, дослідженнях, відпрацьовуванні режимів високої напруги різних зразків і типів томографів.

Класифікацію розроблених подільників високої напруги подано на рис. 19.1. Спільним для усіх цих подільників є комплексне використання переваг твердих діелектриків, а також мета розроб-

ки — підвищення точності вимірювання, розширення робочого частотного діапазону, зниження габаритних розмірів і підвищення надійності подільників в експлуатації. На рис. 19.1 наведено класифікаційні терміни, що враховують основні особливості типів подільників — (1) і (2), а також їх наступних розбивок — групи (1.1), (1.2) і (2.1), (2.2). Розроблені подільники напруги мають патентний захист.

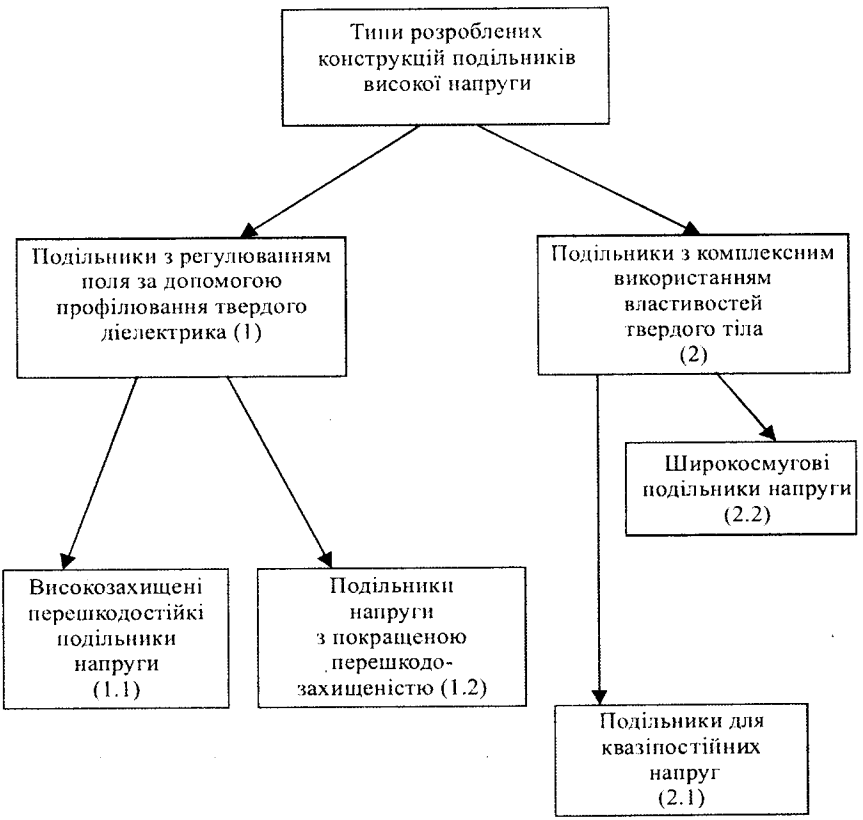


Рис. 19.1. Класифікація розроблених конструкцій подільників високої напруги.

Особливістю типу (1) є регулювання поля в подільнику напруги шляхом профілювання твердого діелектрика, тобто цілеспрямованої зміни геометрії його меж. Новизна і сутність даного типу ДН викладено вище у вступі до глави 17. Група (1.1) являє собою баковий варіант подільника (1) (рис. 17.8) і характеризується найвищою перешкодозахищеністю, а також максимальною захищеністю

від дії зовнішніх умов, електромагнітних та «електростатичних» перешкод (див. нижче). Як ізолююче середовище тут може використовуватися повітря, елегаз (газові суміші), трансформаторне масло й ін.

Подільники групи (1.2) — це лабораторний варіант подільника типу (1): вони полегшені за ваговими характеристиками, як ізолююче середовище використовується повітря, виконані з поширених діелектричних матеріалів. Характерною рисою подільників (1.2) є «напівзакриті» електроди зонтичного типу (див. нижче, рис. 19.4), що разом з профільованим ізоляційним остовом забезпечують їх вищу захищеність (порівняно зі звичайними конструкціями подільників).

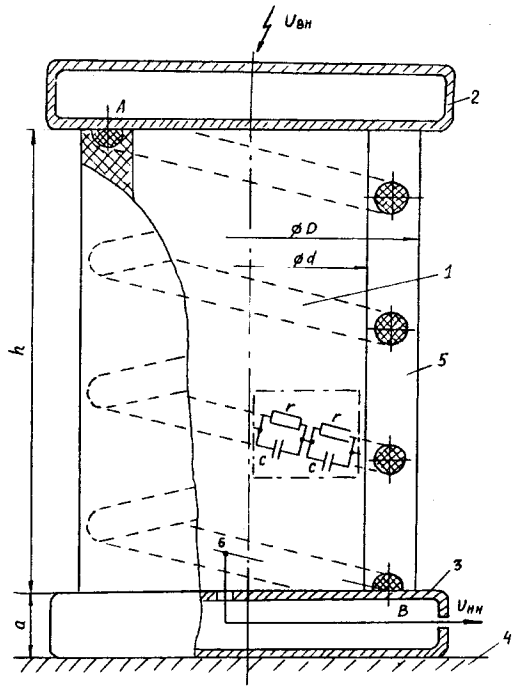


Рис. 19.2. Функціональна схема подільника напруги з комплексним використанням властивостей твердого діелектрика.

Тип (2) — це робочі подільники високої напруги, які «вбудовуються» і для яких характерні мінімальні розміри активних елементів при певному допустимому (порівняно з типом (1)) зростанням похибок. Для подільників (2) запропоновано високовольтне плече розміщувати безпосередньо усередині ізоляційного остова (використовуючи, наприклад, для його виготовлення технологію литої ізоляції), а поле в області розміщення високовольтного плеча регулювати вибором матеріалу остова з певним значенням діелектричної проникності. Дане рішення може бути використане в системах автоматизованого керування і регулювання високої напруги, у тому числі імпульсного режиму, в автономних джерелах електроживлення рентгенівських, променевих, лазерних випромінювачів, а також в електротехніці й електроенергетиці.

Подільник типу (2) містить коло *1* (рис. 19.2) з послідовно з'єднаних ємнісних і резистивних елементів між електродами високої напруги *2* і низьковольтним *3*. Останній електрод з'єднаний з корпусом *4* установки, у складі якої використовується подільник. Коло *1* охоплене циліндричним ізоляційним остовом з діелектрика *5*. У випадку лінійного розподілу потенціалу за висотою остова коло елементів *1* розташовується по гвинтовій лінії правого чи лівого напрямку (з постійним кроком) між точками його приєднання до електродів подільника (точки *А* і *В*).

У точці *Б* кола *1* подільника виконано вивід низьковольтного плеча, для підстроювання якого паралельно чи послідовно можуть бути включені додаткові елементи. Для усунення високочастотних коливань у високовольтне і низьковольтне плече подільника в коло елементів вводять демпферні опори. З метою зниження індуктивності подільника коло *1* виконують з двох паралельних гілок у вигляді гвинтових ліній правого і лівого напрямків. Технологічний процес виготовлення подільника може ґрунтуватись на формуванні ізоляційного остова, що охоплює коло *1*, закріплене попередньо на тканиноплетеній підкладці, заповненням форми порошковою масою або заливанням матеріалу остова в рідкій фазі з наступними температурною, а також іншими видами обробки. Ємність ізоляційного остова подільника може бути підвищена додаванням до початкового матеріалу компонентів з високою діелектричною проникністю, наприклад титанату барію тощо.

При подаванні високої напруги $U_{ВН}$ на електрод *2* подільника електричний потенціал розподіляється в колі елементів *1* згідно з їх опорами. При цьому паралельно струму провідності кола *1* протікає струм, обумовлений ємністю ізоляційного остова подільника між електродами *2* і *3*:

$$C_{із} = \varepsilon_д \varepsilon_0 \frac{S}{h}, \qquad (19.1)$$

де $\varepsilon_д$ — значення відносної діелектричної проникності матеріалу остова; ε_0 — абсолютна діелектрична проникність вакууму; S, h — відповідно, площа поперечного перерізу (м^2) і висота (м) ізоляційного остова подільника.

Між бічною зовнішньою поверхнею ізоляційного остова і корпусом *4* установки протікає просторово-розподілений струм зсуву, обумовлений ємністю на корпус C_0. Внаслідок дії цього струму вихідна напруга низьковольтного плеча подільника відрізняється від значення $U_{ВН}/K_п$, де коефіцієнт поділу подільника $K_п$ визна-

чається відношенням повних опорів кола *1* елементів подільника та його низьковольтного плеча на величину, пропорційну амплітудній похибці

$$f = \frac{1}{6} \cdot \frac{C_0}{C_к + C_{із}} \cdot \frac{(\omega\tau)^2}{1+(\omega\tau)^2} \cdot 100\,\%, \qquad (19.2)$$

де ω — кутова частота напруги; τ — постійна часу, обумовлена параметрами подільника $\tau = R(C_к + C_{із})$ при повному активному опорі кола елементів R.

На відміну від відомого виразу f для ємнісно-омічного подільника напруги [2], в знаменнику якого враховується тільки ємність конденсаторних елементів кола провідних елементів подільника $C_к$, у вираз (19.2) додатково введено ємність ізоляційної основи $C_{із}$. Вихідна напруга подільника $U_{НН} = \frac{U_{вн}}{K_п}\left(1 - \frac{f}{100}\right)$ надходить на вхід низьковольтного кола вимірювання або контролю напруги.

Для розглянутого подільника максимальне значення частотної похибки $f_{max}(\%)$, що визначається як модуль (абсолютна величина) різниці двох значень похибки f при різних частотах ω, відповідає виразу:

$$f_{max} = \frac{100}{6} \cdot \frac{C_0}{C_K + C_{із}} = 16{,}67 \cdot \frac{C_0}{C_K + C_{із}}, \%. \qquad (19.3)$$

Виходячи з припустимого значення частотної похибки $f_ω$, яке задається для подільника і яке характеризує його технічний рівень (у тому числі клас точності), приймаємо в (19.3) $f_{max} = f_ω$. Перетворюючи (19.3) шляхом підстановки $C_{із} = \varepsilon_д \varepsilon_0 \frac{S}{h}$ з умови $f \leqslant f_ω$, одержимо: $\varepsilon_д \geqslant \varepsilon_{дmin}$, де мінімальне значення відносної діелектричної проникності $\varepsilon_{дmin}$ діелектрика ізоляційного остову подільника становить:

$$\varepsilon_{дmin} = \frac{\frac{K}{f_ω} \cdot C_0 - C_K}{\varepsilon_0 \cdot \frac{S}{h}}, \qquad (19.4)$$

тут K — числовий коефіцієнт, що дорівнює 17 (отриманий округленням 16,67 з (19.3)); $f_ω$ — допустиме значення частотної похибки подільника, %.

Для випадку ізоляційного остова кільцевого перерізу з внутрішнім і зовнішнім діаметрами, відповідно, d та D, висотою h і від-

станню між остовом і корпусом a (див. рис. 19.2), C_0, Ф визначається за формулою [4]:

$$C_0 = \frac{1{,}11 \cdot 10^{-10} \cdot \varepsilon_c \cdot h}{2\ln\frac{2h}{D} - \ln\frac{3h+4a}{h+4a}}, \qquad (19.5)$$

де ε_c — відносна діелектрична проникність середовища, в якому знаходиться подільник, а ємність ізоляційного остова між електродами *2* і *3*

$$C_{із} = \varepsilon_д \varepsilon_0 \frac{S}{h} = \varepsilon_д \varepsilon_0 \frac{\pi(D^2 - d^2)}{4h}.$$

Підставивши $C_{із}$ у (19.4), одержимо вираз, конкретизований для розглянутого подільника:

$$\varepsilon_{д\min} = \frac{4h}{\pi\varepsilon_0(D^2 - d^2)} \cdot \left(\frac{1{,}11 \cdot 10^{-10} \cdot \varepsilon_c \cdot h \cdot \dfrac{K}{f_\omega}}{2\ln\dfrac{2h}{D} - \ln\dfrac{3h+4a}{h+4a}} - C_к \right). \qquad (19.6)$$

Розрахунок $\varepsilon_{д\min}$ за (19.6) для резистивного подільника, що працює в середовищі повітря $\varepsilon_c \cong 1$ при значеннях параметрів, наприклад, h = 0,2 м; a = 0,005 м; D = 0,06 м; d = 0,04 м; f_ω = 1%; $C_к$ = 0, дає: $\varepsilon_{д\min}$ = 1750. Таке значення відносної діелектричної проникності матеріалу остова є високим, однак воно істотно нижче за $\varepsilon_д$ для деяких твердих діелектриків [3], що становить 5000 одиниць і більше. Відносна діелектрична проникність матеріалу остова може бути знижена ще в 2—3 (і більше) разів введенням у коло провідних елементів подільника конденсаторних елементів ($C_к > 0$). Тоді ємність конденсаторних елементів кола *1* подільника становитиме, відповідно, 50—66,7% від того значення $C_к$, що потрібне для забезпечення заданого рівня f_ω при виготовленні ізоляційного остова з діелектриків зі звичайним значенням відносної діелектричної проникності $\varepsilon_д \sim 4$—8, коли ємність $C_{із}$ є нехтувально малою порівняно з ємністю конденсаторних елементів кола *1* подільника. При роботі подільника в умовах активної провідності середовища ізоляційна основа повинна мати напівпровідне покриття бічної поверхні. Для загального випадку ємність C_0 може уточнюватися щодо (19.5) з використанням методів розрахунку електричних полів на ЕОМ, а також фізичного і математичного моделювання.

Застосування пропонованого технічного рішення [4] дозволяє регулювати рівень похибки подільника вибором того чи іншого

значення діелектричної проникності ізоляційного остова. На відміну від відомого способу зниження частотної похибки омічного подільника шляхом різкого зниження опору і підвищення потужності , запропонований винахід [4] дозволяє реалізувати високоомний широкосмуговий подільник напруги. Зменшення габаритних розмірів подільника можливе внаслідок того, що ізоляційний остов виконано у вигляді єдиного вузла з колом провідних елементів і, крім ізолювання активних елементів (як це звичайно має місце), він виконує одночасно функцію несучої конструкції. Збільшення ємності ізоляційного остова дає можливість знизити на 40—50% і більше ємність кола елементів подільника, що також дозволяє зменшити габаритні розміри і додатково розширити робочий частотний діапазон внаслідок підвищення резонансної частоти подільника.

Використання пропонованого подільника в автоматизованих керованих системах електроживлення високою напругою рентгенівських томографів, потужних лазерних, електронно-променевих та інших установок підвищить їх ефективність внаслідок забезпечення високої стабільності відтворення їх дії і поліпшення настроювання.

Далі подано короткий опис результатів конкретних розробок подільників груп (1.2), (2.1), (2.2), проведених для Київського виробничого об'єднання реле й автоматики. Щодо подільника групи (1.1) теоретично показано можливість його технічного здійснення (глава 17).

Відповідно до замовлення Київського ВО реле й автоматики було розроблено і виготовлено подільник ВДН-75 (група (1.2)) з максимальним значенням амплітуди вимірюваної напруги 75 кВ і номінальним коефіцієнтом поділу 10 000. Подільник ВДН-75 призначений для масштабного перетворення постійної напруги (до 72 кВ) з накладеними пульсаціями з амплітудою до 3 кВ і частотою 0,2... 7,2 кГц. При розробці, випробуваннях та дослідженні даний подільник (крім відповідності вимогам технічного завдання) розглядався як широкосмуговий прецизійний універсального призначення.

При його розробці спочатку за допомогою методу інтегральних рівнянь I роду розв'язувалася задача оптимізації форми електродів подільника, що забезпечує мінімальну неоднорідність поля в області розміщення високовольтного плеча. Розглянуті типи електродів подано на рис. 19.3 — дискові електроди *1*, *2* з'єднані тонким провідником *5* з тороїдними екранами *3* (ліва половина рисунка), і дискові електроди з конусоподібними екранами *4* (права половина рисунка). Розрахунок проводився за розробленою про-

грамою на ЕОМ з урахуванням впливу землі на картину розподілення поля. Геометрію вибраної форми електродів задавали параметри H, h, $R_д$, R, l_z, r (рис. 19.3). Аналіз існуючих високовольтних подільників класів напруги 110, 220 кВ показав, що область відношення їх розміру $R_д$ до висоти H звичайно становить 0,2...0,3, у зв'язку з чим у розрахунковій моделі було прийнято: $R_д/H = 0{,}25$. Значення радіуса екрана R та рівень його розташування над землею l_z варіювалися в таких межах:

$$R = (0{,}3...0{,}7)H;\ l_z = (0{,}06...0{,}4)H.$$

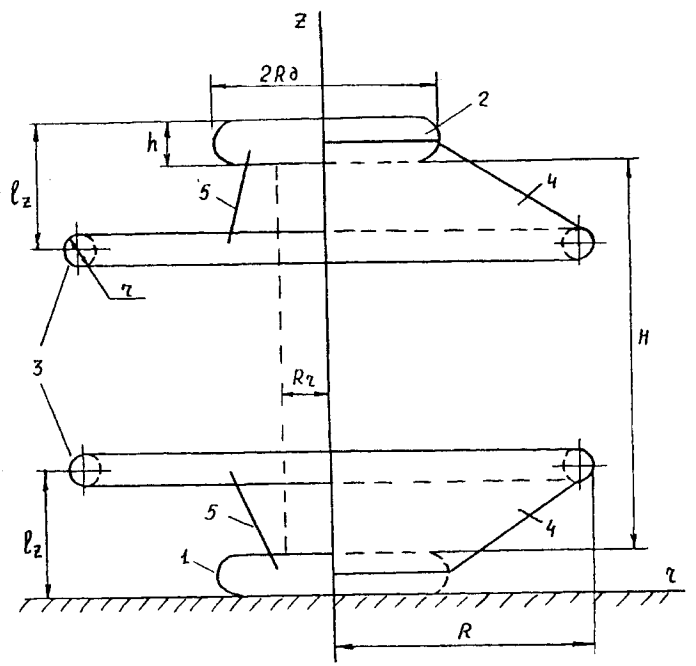


Рис. 19.3. Типи електродів подільника напруги для розрахунків електричного поля.

Істотним обмеженням для вибору можливих варіантів було допущення, що максимальний діаметр елементів системи не повинен перевищувати висоти міжелектродного проміжку H.

З досліджень розподілу напруженості поля на поверхні тороїдного екрана *3* видно, що для досягнення не менш ніж півтораразового запасу електричної міцності проміжку екран-екран достатньо вибрати радіус труби тороїда $r = 0{,}025H$ при $l_z/H \leqslant 0{,}4$.

Для аналізу ефективності регулювання поля в області розміщення високовольтного плеча подільника, яка обумовлена значенням R_r на рис. 19.3, використовувався аналогічно главі 17 коефіцієнт спотворення поля $K_{СП}$.

Результати проведених досліджень показали, що вирівнювання розподілу напруженості поля в міжелектродному проміжку подільника за допомогою системи тороїдних екранів недостатньо. Застосування конусоподібних екранів забезпечує зниження неоднорідності поля подільника (порівняно з тороїдними екранами) у 1,5—2 рази і дозволяє одержати значення $K_{СП} \sim 40\%$ при оптимальному співвідношенні $l/H = 0{,}2$. Подальшого зниження неоднорідності досягли при додатковому регулюванні розподілу поля шляхом профілювання ізоляційного остова (при використанні в розрахунках інтегральних рівнянь I і II роду).

На рис. 19.4 наведено одну з розрахункових моделей електродної системи подільника з профілем ізоляційного остова, виконаного з поліметилметакрилату ($\varepsilon_д = 3{,}5$), за якою отримане значення $K_{СП}$ в області розміщення високовольтного плеча становить менше 10%. Цю розрахункову модель електродної системи було реалізовано у виготовлених зразках подільника ВДН-75.

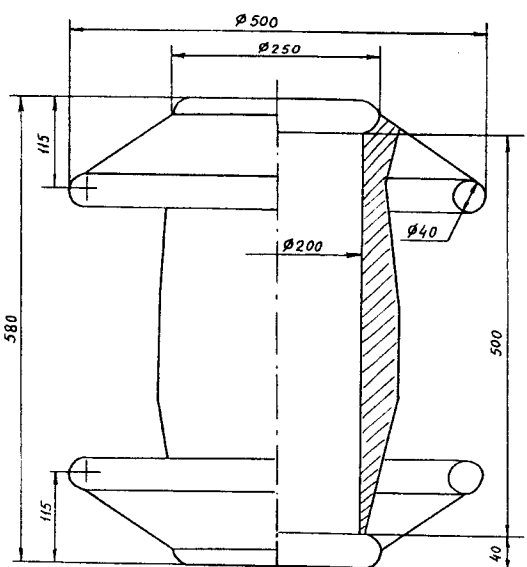


Рис. 19.4. Електродна система та ізоляційний остов подільника напруги з використанням регулювання електричного поля.

Як елементи високовольтного плеча подільника вибрали резистори типу С2-29В-0,5-1,5 МОм ±0,1% -А, що мають значення ТКО приблизно $\pm 50 \cdot 10^{-6}$ 1/град з робочою напругою 500 В, та конденсатори типу КСОТ-2-500-1500 пФ ±5% -Г на ту ж робочу напругу, що мають аналогічне значення температурного коефіцієнта ємності (ТКЄ).

Високовольтне плече подільника ВДН-75 містить електричне коло з послідовно включених 150 комірок, кожна з яких складається з паралельно з'єднаних резистора R та конденсатора C названих типів.

Для демпфування струмопровідного кола подільника через кожні 10 комірок встановлювали демпфуючі резистори $R_{д1}...R_{д15}$ типу С2-23-2,0-27 ±1%. Таким чином, номінальне значення опору високовольтного плеча, знайдене за номінальним значенням його елементів, становило:

$$R_{вх} = 225000405 \text{ Ом}.$$

Елементи, які утворюють високовольтне плече подільника і з'єднані в послідовне коло завдовжки близько 4 м, розміщали в полівінілхлоридній трубі діаметром 25 мм, що навивалася на циліндричному оправленні діаметром 140 мм. Зовнішній діаметр навивки становив 190 мм, а її крок — 50 мм при кількості витків, що дорівнює 8,5.

Для центрування R-C елементів у полівінілхлоридній трубі використовували центруючі шайби, попередньо відлиті з епоксидного компаунда, застосовуваного для ізоляції подільника.

Високовольтне плече подільника заливали епоксидним компаундом на вакуумній установці, доповненій устаткуванням для підігріву і дегазації похідних компонентів компаунда, їх змішування і заливання.

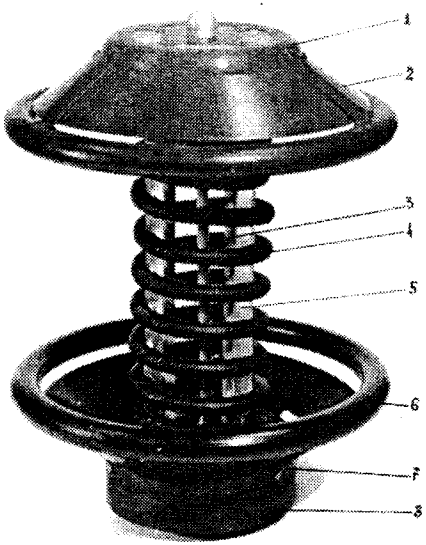


Рис. 19.5. Електродна система та внутрішня струмопровідна частина подільника напруги.

На рис. 19.5 наведено фотографію подільника напруги ВДН-75 (без ізоляційного остову), де: *1* — високовольтний електрод; *2*, *6* — відповідно, високовольтний і заземлений конусоподібні екрани; *3* — несучий ізоляційний стрижень (3 шт.); *4* — високовольтне плече; *5* — ізоляційна розпірка (3 шт.); *7* — корпус низьковольтного плеча; *8* — корпус блоку охолодження (вентилятора).

На рис. 19.6 також подано фотографію профільованого ізоляційного остова, а на рис. 19.7 — фотографію поділь-

ника ВДН-75 у зборі зі сполучним кабелем та узгоджуючим блоком.

Профільований ізоляційний остов (див. рис. 19.6) виконували з поліметилметакрилату (оргскла), виготовляючи окремі циліндричні заготовки завтовшки 100 мм з наступним їх склеюванням дихлоретаном і спільною обробкою на токарському верстаті з ЧПУ до одержання необхідного профілю поверхні.

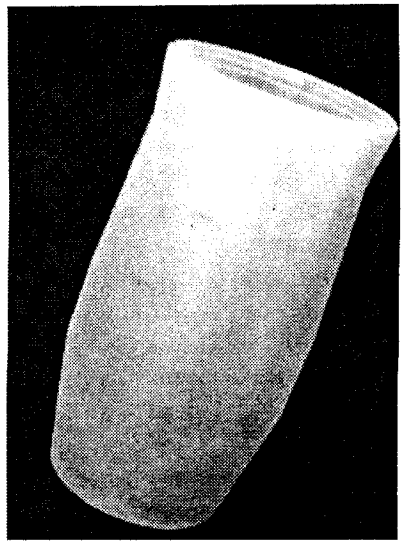


Рис. 19.6. Профільований ізоляційний остов подільника напруги.

При виготовленні кола високовольтного плеча проводили попереднє підбирання R, C елементів шляхом вимірювання їх значень, відповідно, цифровим вольтметром В7-16А та автоматичним мостом Р5016 (ємність вимірювали на частоті 1 кГц). З партії резисторів і конденсаторів було відібрано 150 елементів, при цьому максимальні відхилення значень опорів та ємностей елементів від середнього становили, відповідно, ±0,25% для резисторів і ±1% для конденсаторів. Можливу додаткову похибку внаслідок нестабільності АЧХ подільника, обумовлену неідентичністю його елементів, оцінювали за формулами глави 18 і знайшли, що її значення не перевищує 0,01%.

Характеристики вимірювального подільника значною мірою також залежать від низьковольтного плеча. Оскільки у ВДН-75 коефіцієнт поділу $K_п$ = 10 000, вимоги до значення індуктивності низьковольтного плеча є дуже жорсткими. Великий коефіцієнт поділу на-

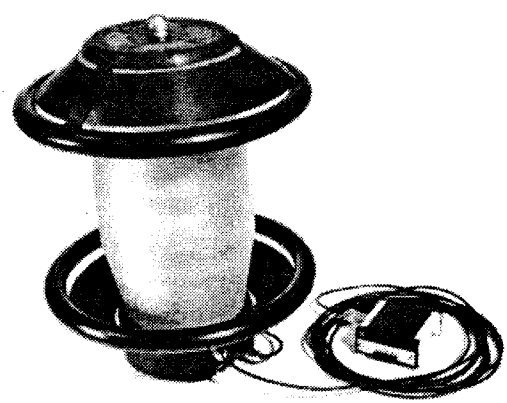


Рис. 19.7. Загальний вигляд широкосмугового подільника напруги з узгоджувальним блоком.

кладає певні вимоги і на ємнісні елементи; і для забезпечення постійності коефіцієнта поділу в робочому діапазоні температур необхідно застосовувати конденсатори з близькими значеннями ТКЄ для обох пліч подільника. У цьому випадку необхідної ємності низьковольтного плеча можна досягти паралельним з'єднанням значної кількості конденсаторів.

Враховуючи усе викладене вище, було розроблено схему широкосмугового подільника ВДН-75 (рис. 19.8) і конструкцію його низьковольтного плеча. Резистивна частина низьковольтного плеча складається з паралельно включених дев'яти резисторів $R_н$ типу С2-29В-0,25-221 кОм ±1-А. Значення опору низьковольтного плеча вибрано з умови

$$r = \frac{nR_0}{K-1} \cong 22{,}5 \text{ кОм}.$$

Для підстроювання опору низьковольтного плеча передбачено коло опорів, яке включене паралельно резисторам $R_{н1} - R_{н9}$ і містить послідовно з'єднані резистор $R_п$ типу С2-29В-0,25-200 кОм ±1% –А і прецизійні підстроєчні резистори $R_{п1...3}$ типу СП-5-1Ва ±1% — 10 кОм. Останні дозволяють змінювати значення опору низьковольтного плеча в межах +2,77%; –1,5% від номінального значення r.

Ємнісна частина низьковольтного плеча складається з паралельно включених десяти конденсаторів типу КСОТ-5-250-0,01 мкФ ±5% -Г. Для підстроювання ємності низьковольтного плеча в його

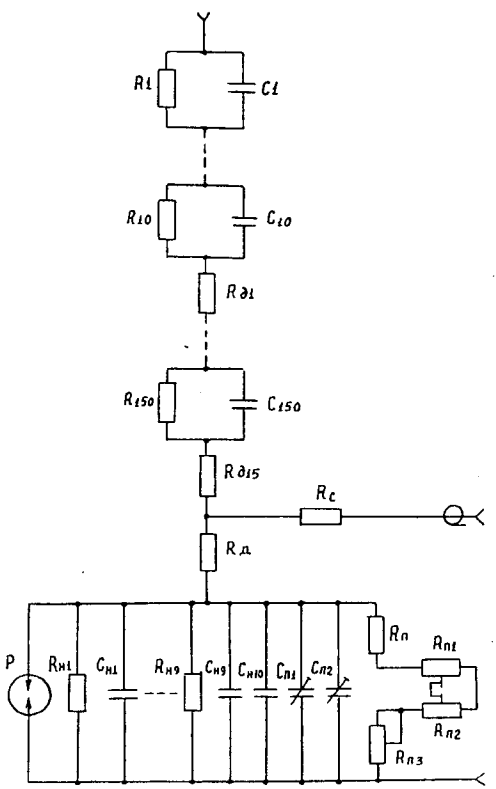


Рис. 19.8. Електрична схема високовольтного та низьковольтного плеча широкосмугового подільника напруги.

схему введені також елементи $C_{п1}$, $C_{п2}$ типу КПК 2/250 пФ. Послідовно з R, C елементами низьковольтного плеча включено демпфуючий резистор $R_д$, опір якого було вибрано в $K_п$ разів меншим за значення відповідного опору високовольтного плеча, тобто

$$R_д = \frac{405}{10000} = 0{,}0405 \text{ (Ом)}.$$

З метою зменшення габаритних розмірів подільника (особливо висоти), а також для зниження індуктивності низьковольтного плеча вибрали радіальне розміщення його елементів на низьковольтній платі в екранованому корпусі *7* (див. рис. 19.5). На платі, крім названих елементів, також встановлено захисний розрядник P та узгоджуючий резистор $R_с$ з опором 75 Ом (рис. 19.8).

Блок охолодження подільника *8* (див. рис. 19.5) містить вбудований у корпус вентилятор ВН-2, який забезпечує циркуляцію повітря, що надходить у подільник через фільтр-сітку (розташовану на високовольтному електроді) уздовж високовольтного плеча. Повітря, що нагрівається, обдуває елементи низьковольтного плеча, надходить у вентилятор і видаляється назовні через основу подільника. Така схема вентиляції забезпечує своєрідну температурну компенсацію зміни коефіцієнта поділу від самонагрівання в процесі тривалої роботи подільника.

При розробці малогабаритного подільника напруги групи (2.1) (див. рис. 19.1), призначеного для роботи в середовищі трансформаторного масла, у раніше проведених дослідженнях було виявлено явища нестабільності характеристик високовольтного плеча й отримано висновки про можливість їх стабілізації при використанні як ізоляції високовольтного плеча твердого діелектрика. З цією метою коло струмопровідних елементів високовольтного плеча, виконане у вигляді гвинтової лінії, заливали епоксидним компаундом безпосередньо у заливальній формі ізоляційного остова. Крім того, застосування компаунда з добавками, які підвищують відносну діелектричну проникність матеріалу остова до 10—20 одиниць, дозволяє відповідно до розвитих пропозицій виключити додаткове шунтування резисторів подільників для квазіпостійних напруг конденсаторами, необхідне для запобігання перенапруг при включеннях чи відключеннях ДН. Розроблена на підставі даного технічного рішення конструкція високовольтного малогабаритного подільника напруги подана на рис. 19.9 і фотографія подільника — на рис. 19.10, де: *1*, *7* — внутрішні високовольтний та заземлюваний екрани; *2*, *8* — високовольтний і заземлювальний електроди;

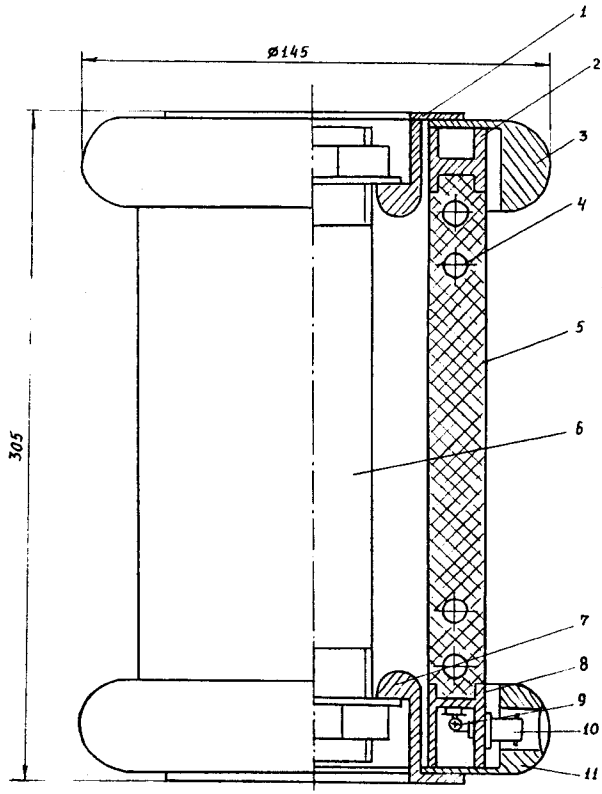


Рис. 19.9. Конструкція малогабаритного подільника напруги.

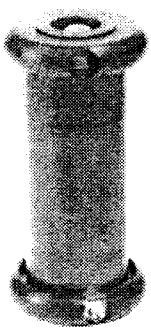


Рис. 19.10. Зовнішній вигляд малогабаритного подільника напруги.

3, *11* — зовнішні високовольтний і заземлювальний екрани; *4* — резистори С2-29В-0,5–1,5 МОм ±0,25% –А високовольтного плеча; *5* — ізоляційний остов подільника; *6* — діелектричний стрижень-стяжка; *9* — низьковольтне плече подільника; *10* — вихідний роз'єм.

Резистори високовольтного плеча (150 шт.) закріплювали між електродами *2*, *8* на десяти напрямних, виготовлених зі склотекстоліту, встановлених рівномірно по колу. Для заливання високовольтного плеча подільника разом з електродами *2*, *8* було розроблено спеціальні ливарні форми і технологію, які забезпечили виготовлення єдиного блоку високовольтного плеча — остова з такими габаритними розмірами: діаметром 145 мм і висотою 305 мм.

Подільник було розроблено для встановлення в бак джерел електроживлення рентгенівських обчислювальних томографів, що випускаються серійно.

На рис. 19.11 подано фотографію обох типів розроблених подільників високої

напруги. Далі наводимо результати їх експериментальних досліджень і випробовувань.

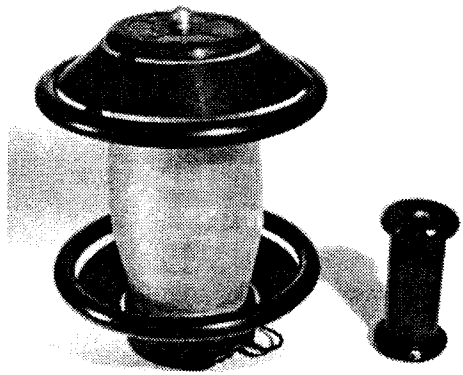


Рис. 19.11. Широкосмуговий та малогабаритний подільники напруги.

Конструкції даних подільників передбачають заходи, що забезпечують необхідну стабільність роботи, у тому числі в режимі квазіпостійних напруг. У зв'язку з цим при проведенні експериментальних досліджень потрібно було враховувати вимоги до подільників постійної напруги як засобів вимірювальної техніки, що передбачають, зокрема, операції:

1) визначення вхідного і вихідного опорів подільника;

2) визначення опору нормувального резистора;

3) перевірку електричної міцності ізоляції вимірювального кола подільника;

4) випробування;

5) визначення відносної основної похибки подільника при вимірюванні напруги постійного струму;

6) визначення зміни відносної основної похибки подільника від самонагрівання;

7) визначення зміни відносної похибки подільника при вимірюванні напруги постійного струму в робочих умовах застосування та ін.

Для забезпечення режиму роботи подільника ВДН-75 з постійним навантаженням на виході паралельно низьковольтному плечу включали нормувальний резистор зі значенням опору 1 МОм ±0,25%. При вимірюванні напруги змінного струму еквівалентом даного опору є вхідний опір вольтметрів відповідної напруги, що дорівнює 1,0±0,02 МОм. У зв'язку з цим виникла необхідність приєднання до кінця сполучного кабеля подільника (РК-75-4-15, довжина 10 м) узгоджуючого вихідного блоку БС, електрична схема якого показана на рис. 19.12, де: $R_{нр}$ — нормуючий резистор (С2-29В-0,5-1,0 МОм ± 0,25%); R_1 — резистор, що демпфує і використовується при роботі подільника на імпульсній напрузі.

Перемикач S_1 передбачає з'єднання вихідного плеча подільника з вимірювальними приладами в таких режимах:

— при вимірюванні напруги змінного струму (положення «1»);

— при вимірюванні імпульсних напруг (положення «2»);

— при вимірюванні напруги постійного струму (положення «3»);

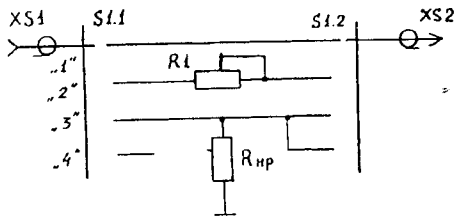


Рис. 19.12. Електрична схема узгоджувального блока.

— при контролі опору нормуючого резистора узгоджуючого блока (положення «4»).

Перевірку електричної міцності ізоляції подільника ВДН-75 відповідно до вимог ГОСТ 22261-82 проводили напругою промислової частоти з діючим значенням

$$U_{вип} = (1{,}1U_{вх.п.н} + 15) = 98 \text{ кВ}, \qquad (19.7)$$

де $U_{вх.п.н}$ — номінальне значення амплітуди напруги на вході подільника (75 кВ) при витримці випробувальної напруги протягом 1 хв. Під час випробовування не спостерігалося перекриття зовнішньої або внутрішньої ізоляції і коронування елементів конструкції подільника. Слід зазначити також, що амплітуда випробувальної напруги в 1,85 раза перевищувала номінальну напругу на вході подільника.

Відносну основну похибку подільника при вимірюванні напруги постійного струму, як і інші зазначені операції, визначали при проведенні державної метрологічної атестації подільника напруги ВДН-75 в органах Держстандарту.

Як зразковий засіб при визначенні похибки подільника використовувався диференціальний високовольтний вимірник напруги ДВІНА-100 класу точності 0,01.

Відносну основну похибку подільника при вимірюванні напруги постійного струму визначали в нормальних умовах при температурі навколишнього середовища +21 °С у трьох точках діапазону вимірювання і напрузі $U_{вх}$ на вході подільника (36, 54, 72 кВ) за методикою [6].

Отримані значення відносної основної похибки подільника при вимірюванні напруги постійного струму (її верхня $\Delta_{ов}$ і нижня $\Delta_{он}$ межі при $p = 0{,}95$) наведені в табл. 19.1.

У досліджуваному діапазоні напруги значення похибки подільника знаходяться в інтервалі –0,076...+0,054%.

Зміну відносної основної похибки подільника від самонагрівання визначали при безупинному режимі подільника і напрузі по-

Таблиця 19.1

Відносна основна похибка подільника при вимірюванні напруги постійного струму (верхня $\Delta_{ов}$ і нижня $\Delta_{он}$ межі при $p = 0,95$)

Характеристики	Нормовані значення напруги на вході подільника, кВ		
	36	54	72
$\Delta_{ов}$, %	–0,040	0,0152	0,0540
$\Delta_{он}$, %	–0,076	–0,0164	0,0226

стійного струму 72 кВ. Внаслідок фактичної відсутності такої зміни протягом 90 хв. (виявлена зміна не перевищує 0,003%) її подальше дослідження було визнано недоцільним.

Для знаходження зміни відносної похибки в робочих умовах застосування подільник вміщували в кліматичну камеру. Після витримки там при температурі +10 °С вимірювали похибку подільника (будова камери забезпечувала можливість подачі високої напруги на подільник і виведення його вихідної напруги без вилучення подільника з камери). Одержана максимальна зміна похибки подільника в даному випадку становила 0,0046%, що свідчить про високу температурну стабільність коефіцієнта поділу подільника на постійній напрузі.

Показники точності подільника ВДН-75 при вимірюванні напруги змінного струму визначали відповідно до програми державної метрологічної атестації в робочому діапазоні частот 0,2...7,2 кГц, встановленому замовником. Вибір даного діапазону зумовлений частотою живильної напруги високовольтних джерел електроживлення обчислювальних рентгенівських томографів, яка становить $f_р$ = 400—600 Гц (при цьому межі випробовувань частотного діапазону роботи подільника визначалися частотою від 1/2 $f_р$ до 12 $f_р$, відповідно).

Відносну основну похибку подільника при вимірюванні напруги змінного струму знаходили відповідно до ГОСТ 17512-82 [7] методом двох вольтметрів при вхідній напрузі подільника 3 кВ (діюче значення) у нормованих точках частотного діапазону: 0.2; 0,4; 1,0; 3,6; 7,2 кГц.

Результати обробки експериментальних даних, а також результати визначення відносної основної похибки подільника (її верхньої $\Delta_{ов}$ і нижньої $\Delta_{он}$ меж при довірчій імовірності $p = 0,95$) при температурі оточуючого середовища +21 °С свідчать, що значення відносної основної похибки подільника в робочому частотному діапазоні знаходяться в інтервалі (–0,72+...+0,943)%.

Зміни відносної похибки подільника в робочих умовах застосування визначали аналогічно відповідним операціям при вимірюванні напруги постійного струму. Результати обробки експериментальних даних і даних про зміни відносної похибки подільника при вимірюванні напруги змінного струму в робочих умовах застосування показують, що максимальне значення даної зміни становить 0,02%, що свідчить про високу температурну стабільність коефіцієнта поділу подільника в робочому діапазоні частот.

З метою розширення експериментальних досліджень і вивчення характеристик розробленого подільника додатково до програми державної метрологічної атестації було проведено звірення подільника з комплексом еталонних засобів вимірювання високих змінних напруг УкрЦСМ при номінальній напрузі подільника (частота 50 Гц), а також у розширеному діапазоні частот 7,2...100 кГц при напрузі 1 кВ.

Експериментальні дані звірення подільника при рівнях вхідної напруги 53; 40; 27 кВ (діючі значення), а також результати їх обробки показують, що отримані значення відносної основної похибки подільника знаходяться в інтервалі (0,47...0,54)%. При цьому похибка незначно змінюється при зміні робочої напруги в діапазоні (50...100)% від номінальної.

Додатково до програми державної метрологічної атестації також було проведено експериментальні дослідження подільника в діапазоні частот (7,2...100) кГц при вхідній напрузі 1 кВ (діюче значення). Для цього використовувався калібратор напруги типу В1-9 у комплекті з вихідним підсилювачем Я1В-22. Вимірювання вихідної напруги подільника виконувалося вольтметром типу Ф584 при п'ятиразовому повторенні спостережень у кожній точці досліджуваного частотного діапазону.

На рис. 19.13 наведено дані визначення відносної основної похибки подільника при вимірюванні напруги змінного струму за результатами наведених вище експериментальних досліджень. Хоча три групи даних рис. 19.13 отримані при різних рівнях напруг на вході подільника (27...53 кВ при частоті 50 Гц; 3 кВ у діапазоні частот 0,2...7,2 кГц і 1 кВ у діапазоні 7,2...100 кГц), а також на різному випробному устаткуванні, можна відзначити їх задовільне узгодження.

Відповідно до результатів метрологічної атестації подільника на змінній напрузі значення його похибки знаходяться в діапазоні ±0,95%. Подільник відповідає нормованому для нього рівню похиб-

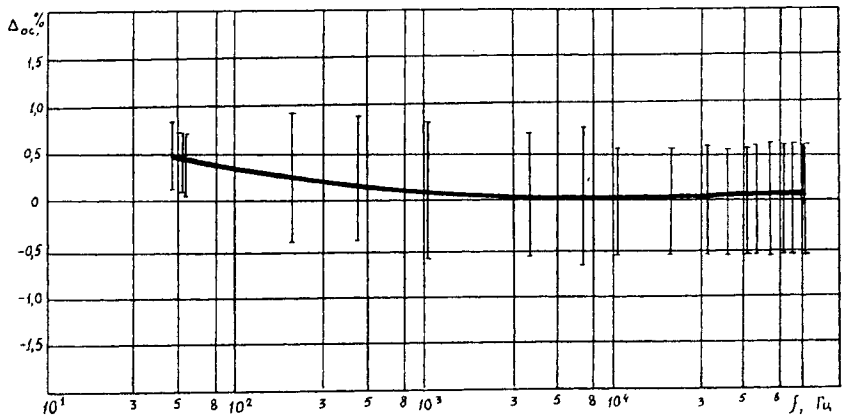


Рис. 19.13. Відносна основна похибка широкосмугового подільника напруги в діапазоні частот.

ки при вимірюванні напруги змінного струму 1,0% при оцінці нестабільності його коефіцієнта поділу в діапазоні частот (що визначається за отриманими максимальними значеннями відносної основної похибки) ±(0,3...0,4)%.

Крім того, було експериментально досліджено стабільність коефіцієнта поділу подільника при розміщенні поблизу нього вертикальної заземленої «стінки» розміром 0,5×0,5 м², яка імітує вплив на подільник устаткування, що знаходиться поруч з ним. Для цього також використовували калібратор напруги В1-9 з підсилювачем Я1В-22 і вольтметр Ф584. За результатами обробки експериментальних даних знаходили значення систематичної складової додаткової похибки подільника $\tilde{\Delta}_c$, яка виникає внаслідок досліджуваного впливу заземленої «стінки» (розрахунок $\tilde{\Delta}_c$ проводили при заміні номінального значення коефіцієнта поділу дійсним значенням коефіцієнта подільника з ізоляційним остовом, одержуваним при віддаленні «стінки» на значну відстань, тобто при відсутності її впливу). Отримані залежності $\tilde{\Delta}_c$ від робочої частоти, а також від відстані *d* між «стінкою» та екранами подільника подано на рис. 19.14 (група кривих *I*).

Наближення заземленої «стінки» до подільника у всіх розглянутих випадках приводило до зниження вихідної напруги (зростання коефіцієнта поділу) подільника (відповідає від'ємному значенню $\tilde{\Delta}_c$), що є наслідком появи струмів витоку зі струмопровідного кола високовольтного плеча подільника на землю. Для порівняння

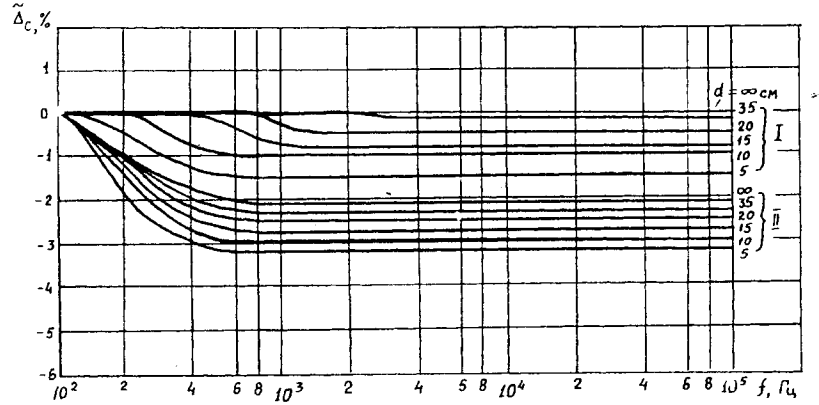


Рис. 19.14. Залежність додаткової похибки подільника напруги від відстані d до заземленої «стінки».

на тому ж рисунку наведено аналогічні залежності $\tilde{\Delta}_c$, отримані для подільника без ізоляційного остова (криві групи II). Як випливає з даних рис. 19.14, при дії заземленої «стінки» за відсутності ізоляційного остова додаткова похибка подільника в 1,8—2 рази більша, ніж при впливі «стінки» за наявності ізоляційного остова. Криві групи I (на відміну від групи II) характеризуються особливим ефектом, який виявляється в тому, що при віддаленні «стінки» частотна межа її впливу зрушується в область більш високих частот (від 200 Гц до 2 кГц), у той час як для подільника без остова даний ефект не спостерігається. При цьому криві групи II відхиляються від нуля в області значно нижчих частот — 100 Гц.

Отримані експериментальні дані підтверджують стабілізуючу дію ізоляційного остова, зокрема щодо впливу того заземленого устаткування, яке знаходиться поблизу подільника.

Дійсно, звичайно високовольтні подільники розміщують на можливо більшій відстані від заземлюваного устаткування, яке викликає спотворення поля подільника. Відстань d, що мінімально допускається від подільника до заземлених предметів, у відомих літературних джерелах визначається по-різному. У [8] вона становить не менше п'яти висот подільника. Розроблений подільник ВДН-75 з електродами зонтичного типу і профільованим ізоляційним остовом дозволяє знизити у 3 рази мінімальні допустимі ізоляційні відстані до заземлених предметів при збереженні практично свого рівня похибки вимірювання.

Для з'ясування можливості використання розробленого подільника ВДН-75 при вимірюванні імпульсних напруг було експериментально досліджено час реакції вимірювальної системи з подільником напруги. Реакцію ПН на східчастий імпульс визначали відповідно до ГОСТ 17512-82 [7].

На рис. 19.15 наведено осцилограму перехідної характеристики вимірювальної системи подільника напруги ВДН-75. Викид перехідної характеристики становить близько 4%, а експериментальний час реакції $T_п = 23$ нс. З урахуванням поправки на дію вертикального проводу відповідно до ГОСТ 17512-82 [7], яка не перевищує в даному випадку 2 нс, отриманий час реакції T вимірювальної системи становить 25 нс. Оцінка часу встановлення перехідної характеристики за осцилограмою рис. 19.15 дає значення 90 нс. Аналогічні випробування для подільника без ізоляційного остова дали зростання $T_п$ до 39 нс, а часу встановлення перехідної характеристики — до 650 нс.

За експериментально знайденою перехідною характеристикою вимірювальної системи подільника напруги (рис. 19.15) і з використанням інтеграла Дюамеля за [9] було розраховано динамічну складову похибку при застосуванні даної системи для вимірювання амплітуди повного грозового імпульсу напруги 1,2/50 (мкс). Отримане значення даної складової похибки становить менше 0,3% і свідчить, що подільник ВДН-75 з профільованим ізоляційним остовом задовольняє вимоги [7] і може бути використаний як

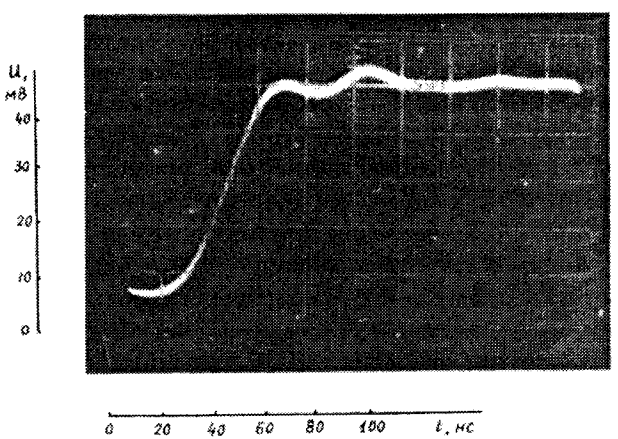


Рис. 19.15. Експериментальна перехідна характеристика широкосмугового подільника напруги.

прецизійний подільник високої напруги для вимірювання комутаційних, грозових і зрізаних грозових імпульсів напруги.

Розроблений подільник ВДН-75 згідно з усіма, описаними вище матеріалами пройшов усі можливі на цей час випробування та атестації. Результати проведених випробовувань показують, що даний тип подільника може бути рекомендований як високовольтний прецизійний широкосмуговий подільник високої напруги для вимірювання постійних, змінних та імпульсних (до стандартних зрізаних грозових імпульсів включно) напруг.

Відповідно до свого призначення розроблений малогабаритний подільник напруги групи (2.1) (див. рис. 19.10) має використовуватись як високостабільний масштабний перетворювач високої постійної (квазіпостійної) напруги в колах зворотного зв'язку автоматизованої системи електроживлення томографа. При порівнянні вихідної напруги подільника з опорною стабілізованою напругою виробляється сигнал керування, який після посилення за напругою і потужністю надходить на органи керування вихідною високою напругою системи електроживлення рентгенівського випромінювача. Внаслідок цього через нестабільність звичайних конструкцій резистивного подільника в середовищі трансформаторного масла для розробленого малогабаритного подільника напруги стали найважливішими дослідження стабільності його коефіцієнта поділу при роботі безпосередньо у рентгенівському живильному пристрої обчислювального томографа або в аналогічних умовах.

Окремо було проведено дослідження нестабільності малогабаритного подільника при його розміщенні в середовищі трансформаторного масла за номінальної напруги 72 кВ і при використанні як опорного подільника напруги ВДН-75, а як джерела високої напруги — установки постійного струму УПТ-400 (TUR). Виконані дослідження для чотирьох видів трансформаторного масла зі значеннями питомого об'ємного опору ρ_V = $1{,}2\cdot10^{13}$; $5{,}9\cdot10^{12}$; $1{,}1\cdot10^{12}$; $0{,}82\cdot10^{12}$ Ом·см привели до ідентичних результатів: зміни коефіцієнта поділу подільника внаслідок можливих струмів витоку по трансформаторному маслу не виявлені. Дослідження ж зміни коефіцієнта поділу подільника залежно від часу показали, що вона досягає максимального значення ~0,02% протягом 3—4 хв від моменту подачі напруги і далі залишається незмінною. Аналіз отриманих особливостей зміни коефіцієнта поділу малогабаритного подільника в часі дозволяє зробити висновок, що вони викликані встановленням теплового режиму у високовольтному плечі подільника.

Порівняльні дослідження розробленого малогабаритного подільника напруги і подільника-прототипу, який використовувався в джерелах електроживлення томографів, були проведені при розміщенні подільників безпосередньо у джерелі електроживлення томографа бакового виконання в середовищі трансформаторного масла з типовим для нього значенням

$$\rho_V = 1 \cdot 10^{12} \text{ Ом·см}.$$

На рис. 19.16 подано отримані криві зміни похибки подільників (у вигляді різниць $\tilde{\Delta}_{ct} - \tilde{\Delta}_{c0}$, де $\tilde{\Delta}_{c0}$ — значення похибки, яка визначається протягом перших шести секунд після включення джерела) залежно від часу.

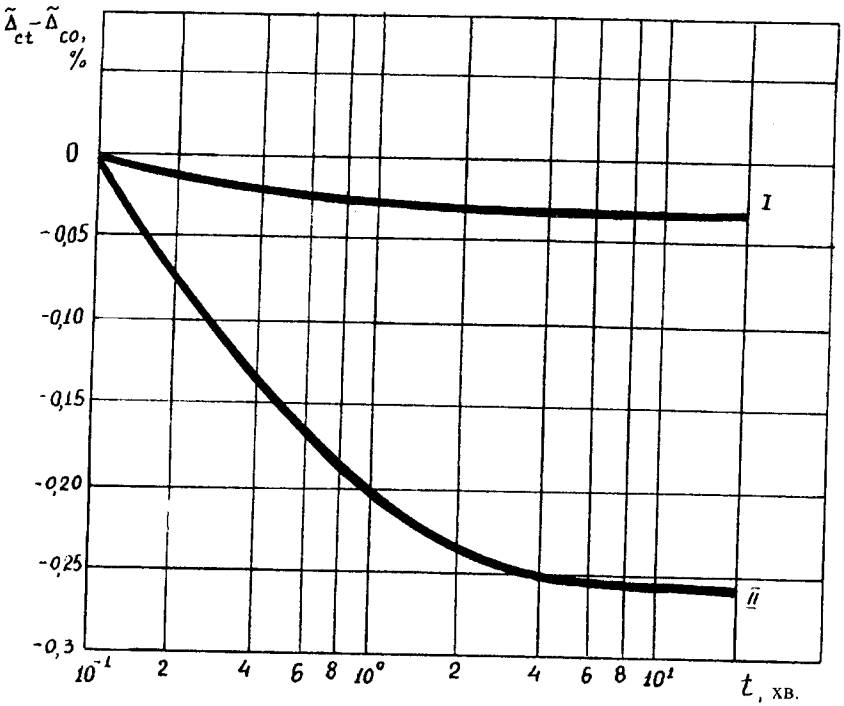


Рис. 19.16. Залежність похибки подільників напруги в умовах джерела електроживлення рентгенівського томографа від тривалості прикладеної високої напруги (в хвилинах).

Як випливає з наведених даних, зміна похибки розробленого малогабаритного подільника (крива I) досягає постійного значення 0,028% протягом 4 хв., при цьому одержані результати є аналогіч-

ними описаним вище даним досліджень подільника в середовищі трансформаторного масла.

Зміна похибки «штатного» подільника напруги джерела електроживлення (крива II) значно перевищує відповідну нестабільність розробленого малогабаритного подільника з литою ізоляцією струмопровідного кола і досягає значення 0,26% протягом 5—6 хв., що, очевидно, може бути пояснене встановленням струмів витоку (у тому числі з утворенням провідних містків) з елементів високовольтного плеча подільника на розташовані поблизу нього заземлені конструкції і стінки бака джерела [10].

Досягнута в розробленому зразку малогабаритного подільника групи (2.1) нестабільність його характеристик є прийнятною для відповідних типів автоматизованих систем стабілізації високої напруги РЖУ обчислювальних рентгенівських томографів.

Для забезпечення працездатності малогабаритного подільника не тільки в режимі квазіпостійних, але і змінних у часі (імпульсних) напруг елементи його високовольтного плеча були доповнені необхідними згідно з [4] *С*-елементами. Сформований таким чином (з відповідними змінами низьковольтного плеча) подільник групи (2.2) (див. рис. 19.1) типу РДН-75 за зовнішнім виглядом і габаритними розмірами не відрізняється від подільника групи (2.1) (див. рис. 19.10). Дослідження його АЧХ у діапазоні 20 Гц... 100 кГц показали, що зміна його коефіцієнта поділу в даній області частот знаходиться в діапазоні ±1%. При цьому внесена подільником РДН-75 похибка є прийнятною для розроблюваних томографів імпульсного режиму.

Розроблені високовольтні подільники напруги різних груп з огляду на відомі літературні дані є одними з кращих за характеристиками серед аналогічних ЗВТ за класом напруги і габаритними показниками.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Поясніть принцип дії подільника напруги з комплексним використанням властивостей твердого діелектрика.
2. Які типи електродів подільника напруги використовувались для розрахунків електричного поля (рис. 19.3)?
3. Поясніть особливості електродної системи та ізоляційного остова подільника напруги з використанням регулювання електричного поля (рис. 19.4).

4. Поясніть різницю застосування та конструкції широкосмугового та малогабаритного подільників напруги.
5. Поясніть електричну схему високовольтного та низьковольтного плеча широкосмугового подільника напруги за рис. 19.8.
6. Поясніть схему узгоджувального блока подільника ВДН-75 (рис. 19.12).
7. Поясніть залежність додаткової похибки подільника напруги від відстані d до заземленої стінки за рис. 19.14.
8. Поясніть експериментальну перехідну характеристику широкосмугового подільника напруги за рис. 19.15.
9. Поясніть можливість застосування широкосмугового подільника напруги для вимірювання високовольтних імпульсів.
10. Поясніть залежність похибки подільників напруги в умовах джерела електроживлення рентгенівського томографа від тривалості прикладеної високої напруги за рис. 19.16.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Техника высоких напряжений*: Лабораторный практикум /В. А. Бржезицкий, О. С. Ильенко, Б. Н. Кондра и др.; Под ред. М. Е. Иерусалимова. — К.: Вища школа: Головное изд-во, — 1987. — 216 с.
2. *Введение в современную томографию* /К. С. Терновой, М. В. Синьков, А. И. Закидальский и др.; Под общ. ред. К. С. Тернового, М. В. Синькова — Киев: Наукова думка, 1983. — 232 с.
3. *Электротехнические материалы* /Н. П. Богородицкий, В. М. Пасынков, Б. М. Тареев. — 7-е изд., перераб. и доп. — Л.: Энергоатомиздат, 1985. — 304 с.
4. А.с. 1669322 А1 СССР, МКИ³ Н 01G 4/38. Высоковольтный делитель напряжения /М. Е. Иерусалимов, В. А. Бржезицкий и др. (СССР). — № 4626826/21; Заявлено 27.12.88.
5. *Бржезицкий В. А., Проценко А. Р. и др.* Выравнивание распределения напряженности электрического поля в рабочем объеме изоляционной конструкции с помощью электродов //Известия вузов: Энергетика. — 1988. — № 7. — С. 3—7.
6. *РД 50-363-82.* Методические указания. Делители напряжения постоянного тока измерительные высоковольтные. Методы и средства поверки. — Введ. 01.07.85. — М.: Изд-во стандартов, 1983. — 20 с.
7. *ГОСТ 17512-82.* Электрооборудование и электроустановки на напряжения 3 кВ и выше. Методы измерения при испытаниях высоким напряжением. — Введ. 01.01.83.

8. *Высоковольтное испытательное оборудование и измерения.* /Под ред. А. А. Воробьева. — М.: Госэнергоиздат, 1960. — 584 с.: ил.
9. *Базуткин В. В. и др.* Техника высоких напряжений. Изоляция и перенапряжения в электрических системах: Учебник для вузов /В. В. Базуткин, В. П. Ларионов, Ю. С. Пинталь; Под ред. В. П. Ларионова. — 3-е изд., перераб. и доп. — М.: Энергоатомиздат, 1986. — 464 с.
10. *Рыжсенко В. И.* Влияние эксплуатационных факторов на электрическую прочность трансформаторной изоляции маслобарьерного типа: Диссерт. ... канд. техн. наук. 05.14.12. — Запорожье, 1984. — 185 с.

Розділ V
ВИКОРИСТАННЯ ТВН У ТЕХНОЛОГІЯХ

Глава 20
МАГНІТНО-ІМПУЛЬСНА ОБРОБКА МЕТАЛІВ

(І. В. Білий, Л. Т. Хименко)

20.1. Сутність процесу

Магнітно-імпульсна обробка металів (МІОМ) ґрунтується на силовій взаємодії магнітних полів індуктора з магнітним полем оброблюваної заготовки.

Імпульсне магнітне поле при МІОМ створюється за допомогою магнітно-імпульсної установки (МІУ) шляхом розряду високовольтних малоіндуктивних конденсаторів на робочий інструмент — індуктор, навколо, усередині чи біля якого розташовується оброблювана заготовка. Між індукованим магнітним полем у заготовці і магнітним полем індуктора виникають електромагнітні сили взаємодії. Ці сили, що мають імпульсний характер (тривалість силового впливу — менша за 10^{-3} с), передають оброблюваній заготовці запас кінетичної енергії. Швидкість деформування заготовки при жорстко закріпленому індукторі досягає сотень метрів за секунду. При зустрічі заготовки з матрицею чи оправленням якої-небудь іншої деталі відбувається бажана обробка: формування, калібрування, складання, а за певних умов і зварювання.

На рис. 20.1 наведено розрядний контур МІУ, що складається з батареї високовольтних конденсаторів — C, комутатора (розрядника) — КП, енергопровода (ошиновки) і навантаження (системи індуктор—оброблювана заготовка).

Енергія ємнісного нагромаджувача в момент розряду t може бути подана таким виразом:

$$\frac{CU_0^2}{2} = \frac{L_c i_1^2}{2}\Bigg|_0^{t_1} + \frac{1}{2}\int_0^{t_1} i_1^2 \frac{dL_c}{dt}dt + \frac{L_н i_1^2}{2}\Bigg|_0^{t_1} + \frac{1}{2}\int_0^{t_1} i_1^2 \frac{dL_н}{dt}dt +$$

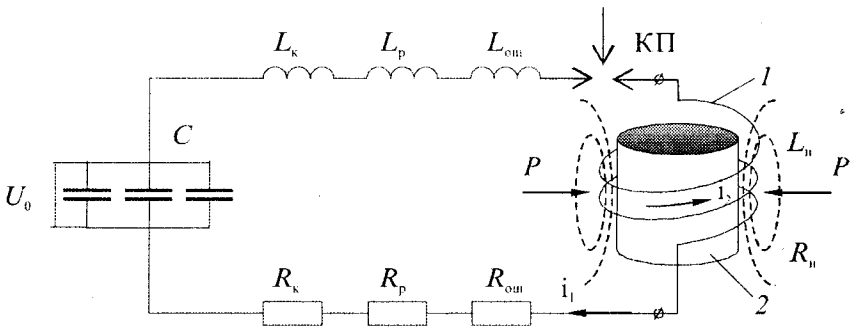


Рис. 20.1. Розрядний контур МІУ: *1* — робочий індуктор, *2* — оброблювана заготовка.

$$+\int_0^{t_1} R_c i^2 dt + \int_0^{t_1} R_н i^2 dt + \frac{CU_{t_1}^2}{2}, \qquad (20.1)$$

де $L_c = L_к + L_{ош} + L_р$ та $R_c = R_к + R_{ош} + R_р$ — відповідно власна індуктивність та активний опір розрядного контуру (конденсатори, ошиновка, розрядник), $\left.\frac{L_c i_1^2}{2}\right|_0^{t_1}$ — магнітна енергія, що накопичується у власних елементах; $\frac{1}{2}\int_0^{t_1} i_1^2 \frac{dL_c}{dt} dt$ — кінетична енергія, пов'язана з механічною роботою (пружна деформація власних елементів); $\left.\frac{L_c i_1^2}{2}\right|_0^{t_1}$ — магнітна енергія, що накопичується в індуктивності кола; $\int_0^{t_1} R_в i_1^2 dt$ — активні втрати у власних елементах установки (конденсаторах, ошиновці, розряднику); $\int_0^{t_1} R_н i_1^2 dt$ — енергія, виділювана в активному опорі навантаження (у спіралі індуктора та в оброблюваній заготовці); $\frac{1}{2}\int_0^{t_1} i_1^2 \frac{dL_н}{dt} dt$ — кінетична енергія, що пов'язана з механічною роботою системи індуктор—заготовка.

Розглядаючи випадок повного згасання магнітного поля в заготовці $\delta_0 > \Delta_3 = \sqrt{\frac{2\rho_3}{\omega\mu_0}}$, де δ_0 — товщина оброблюваної заготовки, Δ_3 — глибина проникнення магнітного поля в оброблювану заготовку, ρ_3 — питомий електричний опір заготовки; ω — кругова частота, $\omega = \frac{1}{\sqrt{(L_в + L_н)\cdot C}}$, тиск магнітного поля p на металеву заготовку з боку індуктора визначається за формулою Максвелла:

$$p = \frac{\mu_0 H^2}{2}, \qquad (20.2)$$

де H — миттєве значення напруженості магнітного поля між індуктором і оброблюваною заготовкою.

Беручи до уваги, що при розрядженні ємнісного нагромаджувача магнітне поле в індукторі вимірюється за законом $H(t) = H_{мо} e^{-bt} \sin \omega t$, де b — коефіцієнт згасання $b = \frac{R_с + R_н}{2(L_с + L_н)}$, миттєве значення тиску можна подати у вигляді:

$$p(t) = \frac{\mu_0 H_{мо}^2}{2} e^{-2bt} \sin^2 \omega t. \qquad (20.3)$$

Тиск магнітного поля в заготовці на глибині Δ_3 (рис. 20.2) формується серією уніполярних згасаючих імпульсів, амплітуда яких послідовно зменшується. Абсолютний максимум тиску магнітного поля матиме місце при $t \approx \frac{T}{4}$:

$$p_{м1} = \frac{\mu_0 H_{мо}^2}{2} e^{-\pi\frac{b}{\omega}}. \qquad (20.4)$$

Повний імпульс тиску, що, врешті-решт, визначає механічну роботу, можна одержати шляхом інтегрування виразу (20.3):

$$I = \int_0^\infty p(t)dt = \frac{\mu_0 H_{мо}^2}{4}\left(\frac{1}{b} + \frac{b}{b^2 + \omega^2}\right). \qquad (20.5)$$

З викладеного випливає, що для підвищення ефективності МІУ в режимі МІОМ необхідно:

— зменшувати власні активні й індуктивні опори установки (ошиновка, розрядники, конденсатори): $R_в \to 0$, $L_в \to 0$;

— зменшувати активний опір індуктора й оброблюваної заготовки: $R_н \to 0$;

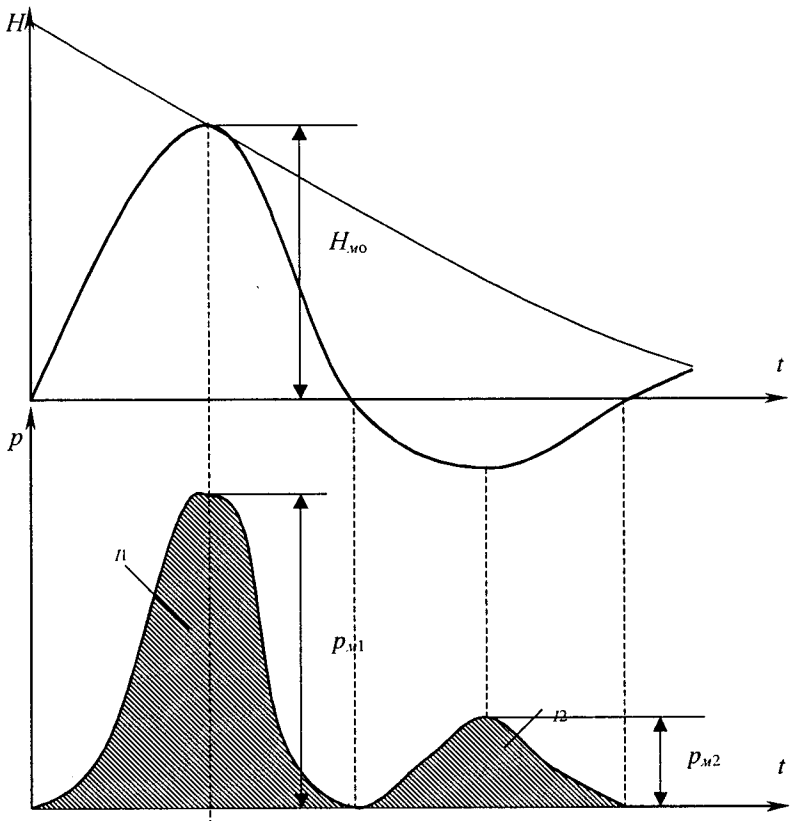


Рис. 20.2. Залежності напруженості магнітного поля і тиску поля в системі індуктор—заготовка МІУ.

— зменшувати роботу, пов'язану з можливою деформацією власних елементів установки й індуктора: $\frac{dL_в}{dt} \to 0$, $\frac{dL_н}{dt} \to 0$;

— збільшувати частоту розрядного контуру МІУ через використання високовольтних малоіндуктивних ємнісних нагромаджувачів та інших елементів розрядного контуру;

— збільшувати коефіцієнт перетворення магнітної енергії

$$\eta_L = \frac{L_н}{L_н + L_с} \to 1. \qquad (20.6)$$

Звичайно, η_L вибирають у межах $\eta_L = 0,7 \div 0,9$, оскільки виконати умову (20.6) збільшення $L_н$ (збільшення числа витків індукто-

ра) не дозволяє вимога $\Delta_3 < \delta_3$. Глибина магнітного поля Δ_3 не повинна перевищувати товщини оброблюваної заготовки;

— використовувати для обробки матеріал з низьким питомим електричним опором;

— віддавати перевагу формам оброблюваних заготовок, що забезпечують умови для безупинного протікання індукованого струму.

20.2. Схеми формоутворення

Технологічні операції при магнітно-імпульсній обробці залежно від форми заготовки та застосовуваного індуктора можуть виконуватися за трьома основними схемами: обтиску, роздачі й листового формування.

Схема обтиску трубчастої заготовки наведена на рис. 20.3,*а*. Циліндричний спіральний індуктор *1* охоплює оброблювану ділянку трубчастої заготовки *2*. За межами оброблюваної заготовки розташована деталь, що обпресовується, або знімний вкладиш *3*.

Тиск магнітного поля прагне роздати індуктор і стиснути заготовку.

Технологічні операції, виконувані за даною схемою, у практиці МІОМ одержали назву *обтиск*.

Схема роздачі трубчастої заготовки подана на рис. 20.3,*б* і полягає в тому, що циліндричний індуктор *1* розташований усередині заготовки *2*, а за межами оброблюваної заготовки розміщено деталь чи рознімну матрицю *3*. Тиск магнітного поля прагне стиснути індуктор і роздати заготовку. Технологічні операції, виконувані за цією схемою, одержали назву *роздача*.

Схема листового формування наведена на рис. 20.3,*в*. Спіральний плоский індуктор *1* розташовується над (чи під) оброблюваною плоскою заготовкою *2*. З протилежного боку оброблюваної заготовки встановлюється матриця *3*. Тиск магнітного поля прагне відкинути оброблювану заготовку. Технологічні операції, що виконуються за цією схемою, одержали назву *листового формування*.

Зазначені три схеми формоутворення мають багато різновидів. Два з них подані на рис. 20.3,*в,д*.

У тих випадках, коли процес МІОМ через «просочування» поля за межі оброблюваної заготовки є важко виконуваним, використовують контактний спосіб, що ґрунтується на силовій взаємодії двох провідників. Над оброблюваною листовою заготовкою *2* розташовується струмопровід *1*, а під нею матриця *3*. Контакт

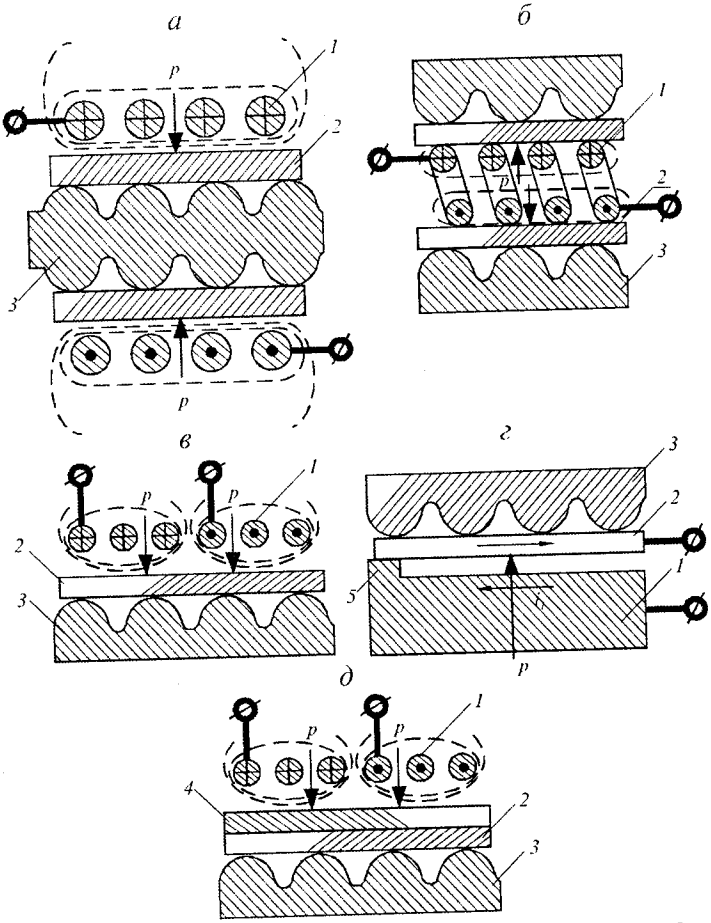


Рис. 20.3. Схеми формоутворення при МІОМ: *1* — індуктор; *2* — оброблювана заготовка; *3* — оправлення або розпімна матриця; *4* — добре провідний матеріал — «супутник»; *5* — контактні з'єднання.

забезпечує проходження струму в системі «струмопровід — оброблювана заготовка». Можливий також і безконтактний спосіб формування погано провідних заготовок. У цьому випадку використовують так звані «супутники» (рис. 20.3,*д*). Між індуктором *1* та оброблюваною заготовкою розташовується добре провідний матеріал — «супутник», для якого виконується нерівність $\Delta_c < \delta_c$, де Δ_c — глибина проникнення магнітного поля в матеріал «супутника»; Δ_c — товщина «супутника».

У цьому випадку можливе формоутворення оброблюваної заготовки *2* незалежно від її електропровідності. Тиск магнітного поля на оброблювану заготовку передається через «супутник».

20.3. Магнітно-імпульсні установки

Незалежно від прийнятої схеми і призначення магнітно-імпульсної установки можна розглядати як комплекс, що складається з технологічного й енергетичного устаткування.

Для нагромадження енергії і виділення її в індукторі використовується генератор імпульсних струмів (ГІС) (рис. 20.4).

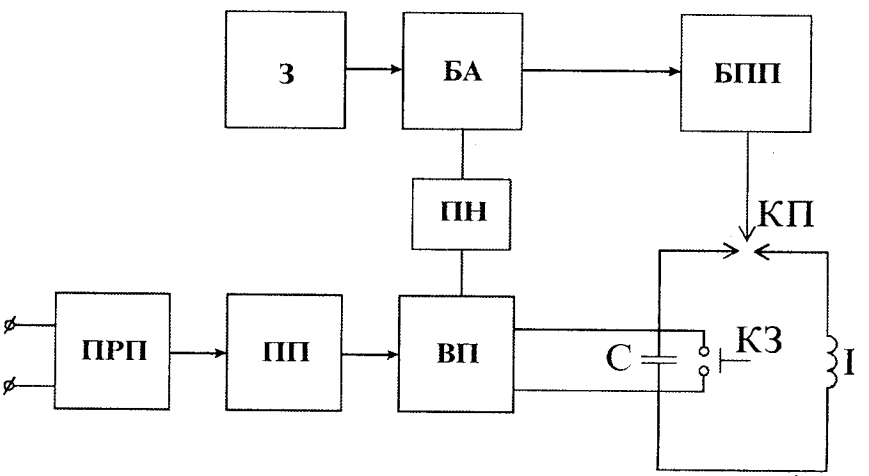


Рис. 20.4. Схема генератора імпульсних струмів (ГІС).

Генератор має такі елементи: ємнісний нагромаджувач С; зарядний пристрій, що складається з підвищувального ПП та випрямного ВП пристроїв; комутуючий пристрій КП; індуктор І; пускорегулюючий пристрій ПРП; апаратура й автоматика, що складаються з блоків підпалювального пристрою БПП, автоматики БА та задавача З; захисний пристрій, що складається з короткозамикача КЗ, блокувань та інших елементів; вимірювальна апаратура, що містить високовольтний подільник напруги ПН.

Задавач З, призначений для певної кількості енергії, що запасається в конденсаторах нагромаджувача, являє собою багатопозиційний перемикач. Кожне його положення відповідає певній кількості енергії, що запасається установкою. За допомогою задавача забезпечується спрацьовування БПП в момент, коли енергія

нагромаджувача у процесі заряджання досягає значення, необхідного для виконання заданої технологічної операції.

БА служить для дозування енергії батареї конденсаторів і здійснення розряду за допомогою автоматичного керування комутатором. Як комутатор використовується трьохелектродний розрядник, імпульсний ігнітрон та ін. ПН призначений для подачі зниженої напруги в БА і вимірювальний прилад (кіловольтметр).

ПП являє собою високовольтний трансформатор з індуктивним струмообмеженням зарядного струму, а ВП — групу послідовно з'єднаних кремнієвих чи селенових діодів. КЗ призначений для шунтування високовольтного кола через струмообмежуючий резистор і забезпечує необхідну безпеку роботи на установці. МІУ має також механічний КЗ, що забезпечує розрядження батареї конденсаторів при відкриванні захисного кожуха індуктора.

Найважливіший енергетичний вузол МІУ — ємнісний нагромаджувач.

З метою підвищення ефективності МІУ батарея конденсаторів повинна мати низьку власну індуктивність, здатність витримувати велике число імпульсних розрядів, а також невеликі масу і габаритні розміри. Параметри ємнісного нагромаджувача визначають основні техніко-економічні показники МІУ: термін служби, вартість однієї технологічної операції, габаритні розміри і масу.

Основним параметром ємнісного нагромаджувача, що визначає його масу, габаритні розміри і число конденсаторів, є енергія, що запасається, — $W_н$. У сучасних установках застосовують малоіндуктивні конденсатори на робочу напругу $U_н = 5 \div 20$ кВ.

Довговічність конденсаторів залежить від таких характеристик: максимальна напруга, до якої здійснюється їх заряд; час перебування в зарядженому стані; частота проходження імпульсів заряду і розряду. При правильній експлуатації конденсаторів у режимах, нижче граничних, термін їх служби в сучасних МІУ становить кілька мільйонів імпульсів.

Зарядний пристрій ЗП незалежно від умов роботи і схеми МІУ має забезпечувати заданий час заряду, високу надійність використовуваної апаратури і мінімальну вартість однієї технологічної операції. Ємнісні нагромаджувачі МІУ звичайно заряджають за двома різними схемами: заряджання від джерела постійної напруги; заряджання від джерела постійного струму. При заряджанні за першою (досить простою) схемою ЗП містить три основних елементи: підвищувальний трансформатор; випрямляч; струмообмежувальний

ний пристрій (активний чи індуктивний резистор, послідовно включений у коло випрямляча). Як струмообмежувальний пристрій може бути використаний підвищувальний трансформатор з великим реактансом розсіювання. Друга схема забезпечує вищий ККД заряджання, однак є дещо складнішою, оскільки, крім елементів першої схеми, містить додаткові елементи, які автоматично регулюють силу струму заряду.

Як пристрої для керування початком розряджання ємнісного нагромаджувача використовують трьохелектродні розрядники (ігнітрони, тиратрони), а також різні механічні двохелектродні комутатори. До розрядників, що застосовуються у МІУ, висувають такі вимоги: мінімальна індуктивність; малий електричний опір; висока працездатність; зручність заміни зношених деталей (електродів); здатність комутувати струми силою до 200 кА при частоті розрядного контуру 5÷50 кГц.

Залежно від енергії ємнісного нагромаджувача, що запасається, схемного рішення і призначення установки вузли МІУ доцільно комплектувати в одному блоці з технологічним устаткуванням або в окремих, конструктивно незв'язаних блоках.

Беручи до уваги масу і габарити вузлів МІУ, а також безпеку і зручність обслуговування, для універсальної МІУ можна рекомендувати компонування, наведене в табл. 20.1.

Таблиця 20.1

Конструктивне компонування МІУ

Енергія, що запасається, кДж	Число блоків	Призначення блоків
2—10	1	
10—20	2	1. Блок ємнісного нагромаджувача і високовольтної апаратури. 2. Технологічне устаткування з робочим індуктором і пультом керування
	3	1. Блок ємнісного нагромаджувача і високовольтної апаратури. 2. Технологічне устаткування з робочим індуктором і пультом керування. 3. Пульт керування

На рис. 20.5 і 20.6 наведено загальний вигляд МІУ, розроблених у Національному технічному університеті «Харківський політехнічний інститут» (НТУ «ХПІ») на кафедрі «Інженерна електрофізика».

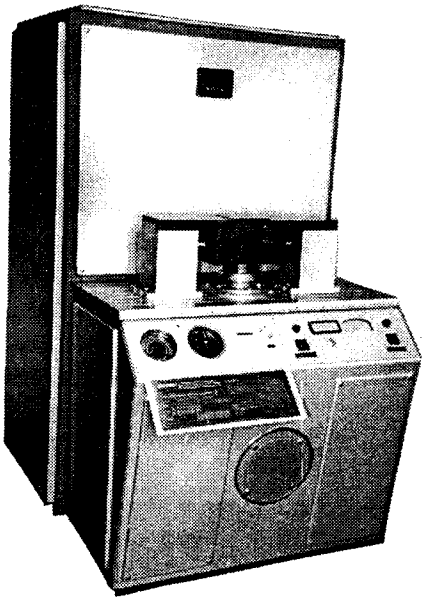


Рис. 20.5. Загальний вигляд установки МІУ-20 з енергією, що запасається, 20 кДж.

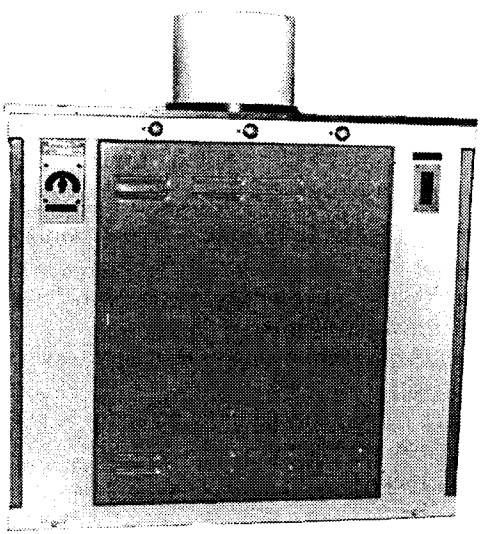


Рис. 20.6. Загальний вигляд установки МІУ-5 з енергією, що запасається, 5 кДж.

На рис. 20.5 зображена установка МІУ–20/5. Установка складається з двох блоків: *1* — блоки ємнісного нагромаджувача, зарядного пристрою і високовольтної апаратури; *2* — блоки пульта керування, робочого індуктора і комутуючого пристрою. Блоки установки можна віддаляти один від одного на відстань до 3 м. Установка укомплектована малоіндуктивними конденсаторами на номінальну напругу $U_н = 20$ кВ, $W_н$=20 кДж. Власна частота розрядного контуру $f_c = 50$ кГц. Продуктивність — 360 операцій на годину.

На рис. 20.6 показано загальний вигляд установки МІУ-5 НТУ «ХПІ». Установка змонтована в одному блоці. Укомплектована малоіндуктивними конденсаторами на номінальну напругу $U_н = 6$ кВ, $W_н = 5$ кДж. Власна частота розрядного контуру установки $f_c = 30$ кГц. Продуктивність — 600 операцій на годину.

20.4. Індуктори магнітно-імпульсних установок

Найбільш відповідальним елементом МІУ є індуктор. За його допомогою енергія магнітного поля перетворюється в роботу деформації заготовки. Від надійності роботи індуктора залежить функціонування магнітно-імпульсних установок. У процесі роботи індуктор зазнає значних динамічних теплових навантажень, а до його ізоляції прикладається висока напруга.

За часом експлуатації розрізняють індуктори одноразового та багаторазового використання.

Індуктори одноразового використання застосовуються для відпрацьовування нових технологічних операцій, а також для одержання магнітних полів понад 50 Тл. Такі індуктори є простими за конструкцією (один чи кілька витків відкритої спіралі, виконаної з ізольованих мідних шин), дешеві у виготовленні, але не мають високої міцності (руйнуються після виконання однієї чи двох операцій). До свого руйнування індуктор устигає сформувати в заготовці імпульс з тиском тим вищим, чим швидшим буде процес розряджання. Внаслідок цього індуктори одноразової дії доцільно застосовувати на установках з високою частотою розрядного струму, а також при виконанні операцій, що вимагають зусиль, які перевищують межу міцності матеріалу спіралей. У серійному виробництві застосовують індуктори багаторазової дії, термін служби яких досягає кілька тисяч розрядів.

Як зазначено в п. 20.2, за характером виконуваної технологічної операції індуктори поділяються на три основних класи: для виконання технологічних операцій з обтиску оброблюваної заготовки (складання вузлів, напресовка, калібрування, редукування труб, зварювання); для технологічних операцій з роздачі заготовок (складання, вирубування отворів на бічних стінках, відбортовка, зигування, калібрування) та для листового формування (пуклювання, вирубування, відбортовка, зигування, рихтування).

У свою чергу, кожен клас індукторів за основними конструктивними особливостями поділяється на такі різновиди: спіральні; спіральні з концентратором магнітного поля; одновиткові; одновиткові з узгоджувальними пристроями; коаксіальні та петльові.

Залежно від технологічних операцій робоча поверхня індуктора може бути циліндричної, конічної, плоскої чи якої-небудь іншої форми.

До конструктивних і схемних рішень індуктора висувають дві основні вимоги:

— забезпечення високого коефіцієнта перетворення електричної енергії, запасеної в установці, на роботу пластичної деформації заготовки;

— забезпечення достатньої стійкості індуктора.

Першу вимогу виконують шляхом підбору конфігурації спіралі, її індуктивності, перерізу проводу й електропровідності матеріалу, що дозволяє одержати на оброблюваній ділянці заготовки магнітне поле необхідного значення, форми, швидкості наростання і тривалості.

Виконання другої вимоги пов'язане з великими труднощами. Руйнування індуктора є результатом механічного і теплового впливу магнітного поля на його спіраль та ізоляцію. Для кожного матеріалу існує гранична напруженість магнітного поля, яку можна одержати без руйнування спіралі. Значення граничної напруженості визначається фізико-механічними властивостями матеріалу спіралі.

Матеріал спіралі та матеріал концентраторів магнітного поля повинні мати високу електропровідність і високу механічну міцність. До таких матеріалів належать латунь, бронза, низьконавуглероджені сталі. Добрі показники мають високоміцні матеріали (вольфрам і молібден) і сплави (берилієва бронза, сплави міді з кадмієм і цирконієм).

Спіралі індуктора звичайно укладають у корпус й ізолюють від нього. Стійкість індуктора значною мірою залежить від якості застосовуваної ізоляції. Ізоляційні матеріали в індукторі використовують і як міжвиткову чи корпусну ізоляцію, і як засіб для створення механічного кріплення струмопровідних частин, тому, крім високих електричних показників, ізоляція повинна мати високу механічну міцність. Ізоляційними матеріалами, застосовуваними в індукторах, служать лавсанові та фторопластові плівки, слюда, склотекстоліт, скловолокно, просочене епоксидними смолами, та ін.

Товщина шару ізоляції між витками індуктора становить 0,3—2 мм, товщина шару ізоляції між витками індуктора і поверхнею заготовки звичайно не перевищує 0,5—2 мм, оскільки зі збільшенням товщини ізоляції збільшується розсіювання магнітного поля і, як наслідок, знижується ККД установки і зменшується тиск магнітного поля на заготовку.

Стійкість індуктора підвищується зі збільшенням маси витків, а його міцність — через застосування бандажів і стяжок.

Стійкість багатовиткових індукторів можна збільшити через застосування концентраторів — спеціальних металевих уставок, що концентрують магнітне поле індуктора на тій ділянці заготовки,

що деформується. Напруженість магнітного поля на цій ділянці може в кілька разів перевищувати напруженість поля в області спіралі індуктора.

Робочу обмотку індуктора виготовляють з ізольованої електропровідної шини прямокутного перетину. Прямокутний перетин витків індуктора сприяє створенню рівномірного магнітного поля.

Струмопідводи до спіралі індуктора виконують за малоіндуктивною схемою — коаксіальними чи у вигляді широких плоских шин з мінімально можливою товщиною ізоляції між ними і мінімально можливим питомим опором матеріалу шин.

Виділюване при розрядженні тепло розігріває індуктор. У залежності від інтенсивності роботи індуктори можуть бути неохолоджуваними (із природним повітряним охолодженням) і охолоджувані шляхом пропущення води чи олії по трубчастій спіралі. Охолоджувані спіралі значно підвищують стійкість індукторів, що працюють з великою частотою проходження імпульсів.

На мал. 20.7 наведені конструкції багатовиткових спіральних індукторів, використовуваних в установках МІУ-20 ХПІ.

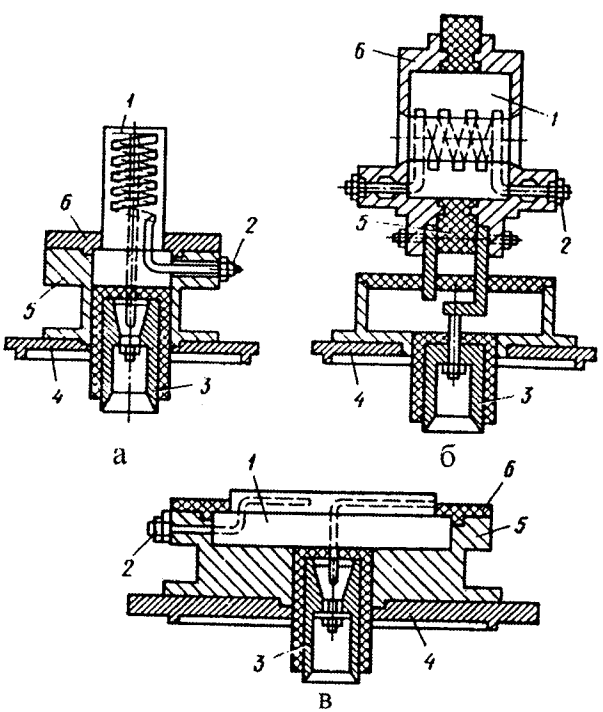


Рис. 20.7. Спіральні індуктори для роздачі (*а*), обтиску (*б*) і листового формування (*в*). *1* — залиті епоксидною смолою спіралі *2* — затиски спіралі; *3* — контактні виводи; *4* — фланці; *5* — корпуси; *6* — притискні кришки.

20.5. Особливості магнітно-імпульсної обробки металів і галузі застосування МІУ

Істотною особливістю МІОМ є відсутність передатного середовища в системі індуктор—оброблювана заготовка. Заготовки з високою електропровідністю можна штампувати через діелектричні і слабкопровідні матеріали, що не перешкоджають виникненню електродинамічних сил між індуктором і заготовкою.

Унаслідок відсутності рідкого, сипучого чи іншого середовища, що передає заготовці імпульсне навантаження, тиск, що діє на заготовку, практично не залежить від швидкості її руху. Час додавання електромагнітних сил дорівнює часу існування створеного індуктором магнітного поля.

Короткочасність додавання навантаження і високі швидкості деформування (100—200 м/с) підвищують пластичність деяких матеріалів і викликають у заготовці значні інерційні сили.

Інерційний характер МІОМ неминуче обмежує товщину заготовок, що деформуються: максимальна товщина заготовок з важких металів (мідь, латунь, сталь) становить 3—5 мм, а з легких металів і сплавів — 10 мм. Ці обмеження пов'язані з тим, що зі збільшенням маси заготовки знижується ефективність перетворення енергії магнітного поля в кінетичну енергію руху заготовки.

Сили інерції в МІОМ використовуються при виконанні розділових операцій. Так, наприклад, при пробиванні отворів між заготовкою і матрицею утворюється невеликий зазор, проходячи який, та ділянка заготовки, що деформується, набуває високої швидкості руху. Коли заготовка стикається з крайками матриці, що ріжуть, її кінетична енергія переходить у роботу пластичної деформації зрізу.

Калібрування деталей і заготовок за допомогою МІОМ здійснюється шляхом зіткнення розігнаних заготовок з оснащенням.

Як показав досвід ХПІ, МІОМ можна використовувати для виконання багатьох технологічних операцій, здійснюваних традиційними способами листового штампування.

Однак найбільш ефективне застосування МІОМ у тих випадках, коли технологічна операція важко здійсненна чи зовсім нездійсненна іншими способами, наприклад складання деталей у керамічних чи скляних судинах, зварювання труб з матеріалів, що важко зварюються, обпресування (складання) різних деталей та ін.

Особливо ефективна МІОМ при деформації металів з високою електропровідністю (мідь, алюміній та їхні сплави), однак у висо-

кочастотних установках піддаються обробці і заготовки з низьковуглеродистої сталі з питомим електричним опором ρ до $1{,}2 \cdot 10^{-9}$ Ом·м.

Деформацію металів, що важко деформуються, крихких (магнію і його сплавів) і металів з низькою електропровідністю можна здійснювати, застосовуючи попереднє нагрівання заготовок, що підвищує пластичність металу заготовки. Заготовку перед формоутворенням можна нагрівати різними способами. Як показав досвід Харківського політехнічного інституту, найбільш доцільне індукційне нагрівання за допомогою загального (для нагрівання і деформації) індуктора.

У комбінованій установці МІУ-20/2-ПІ ХПІ нагрівання здійснюється імпульсним індукційним генератором, зібраним на базі основних елементів установки для магнітно-імпульсної обробки.

Принцип роботи установки полягає в тому, що для попереднього нагрівання заготовки загальний ємнісний нагромаджувач С заряджається безпосередньо від мережі змінного струму через зарядний блок генератора нагрівання ЗБГН і розряджається на індуктор І через тиристорний комутатор В, ВУ, що представляє собою тиристори, з'єднані зустрічно-паралельно і некерованим вентилем. Комутатор включається в схему перемикачем ПР. Енергія, що накопичена конденсаторами, недостатня для деформування. Серія циклів «зарядження—розрядження» з частотою до 1 кГц викликає тільки нагрівання заготовки.

По досягненні заданої температури за допомогою задавача температури ЗТ і блоку автоматики схема переключається на режим формоутворення. Установка в цьому режимі працює як генератор однократного імпульсу струму, що здійснює формоутворення нагрітої заготовки.

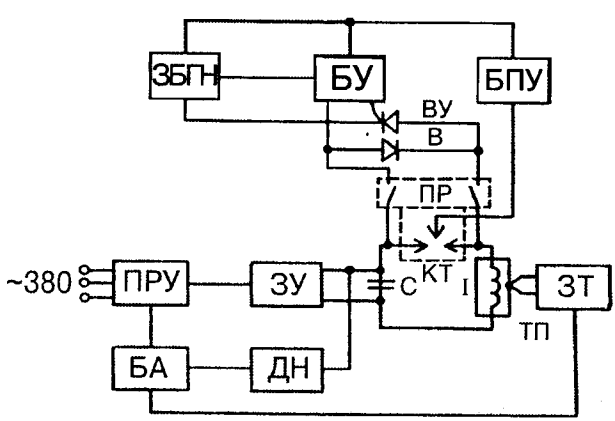


Рис. 20.8. Схема магнітно-імпульсної установки МІУ-20/2-ПН ХПІ з попереднім нагріванням оброблюваної заготовки.

Галузь застосування високовольтних магнітно-імпульсних установок постійно розширю-

ється і не обмежується тільки обробкою металів тиском. Магнітно-імпульсні установки знаходять застосування для: сколювання криги на різних об'єктах, зварювання труб із матеріалів, що важко зварюваються (мідь—алюміній), стерилізації харчових продуктів, намагнічування постійних магнітів, струшування пилу з осаджувальних електродів у електрофільтрах, прискорення різних об'єктів, імпульсної поверхневої термообробки, очищення литих заготовок від окалини, поділу біметалевих виробів та ін.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Чому при проектуванні МІУ прагнуть зменшення індуктивності власних елементів розрядного контуру?
2. Як впливає на механічну роботу МІУ зазор між індуктором і оброблюваною заготовкою?
3. Як впливає матеріал оброблюваної заготовки (питомий електричний опір, товщина) на створюваний тиск магнітного поля в індукторній системі?
4. Як впливає на механічну роботу системи індуктор—заготовка форма і конструкція заготовки?
5. Обґрунтуйте, чому при збільшенні активного опору елементів ошиновки МІУ зменшується механічна робота системи індуктор—заготовка?
6. Поясніть, чому при збільшенні індуктивності елементів ошиновки МІУ зменшується механічна робота системи індуктор—заготовка?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Белый И. В., Хименко Л. Т., Фертик С. М.* Справочник по магнитноимпульсной обработке металлов. — Харьков: Вища школа, 1977. — 168 с.
2. *Белый И. В., Горкин Л. Д., Хименко Л. Т.* Деформирование металлов импульсным электромагнитным полем с предварительным нагревом заготовок. — Кузнечно-штамповочное производство. — № 7. — 1984. — С. 28.
3. *Хименко Л. Т.* Магнітно-імпульсна технологія //Вісник науки і техніки. Харківський будинок науки і техніки. — Вип. 3. — Харків. — 1999. — С. 17—18.

Глава 21
КВІД-ТЕХНОЛОГІЯ
(М. І. Бойко)

Високовольтні технології є дуже перспективними. Сьогодні розвиваються як традиційні технології (наприклад, магнітно-імпульсна обробка металів (матеріалів), технології озонування повітря і води, технології на основі електрогідравлічного ефекту (ЕГЕ), електроерозійної обробки матеріалів, електротехнології на основі електровибуху в конденсованому середовищі (які містять ЕГЕ-технології), в основному у твердих утвореннях (гірських породах, рудах тощо, які належать за питомою електропровідністю до діелектриків або напівпровідників, тобто таких речовин, які забезпечують можливість електричного пробою)), так і нові, наприклад, КВІД-технології (КВІД — комплекс високовольтних імпульсних дій), ШЕМІТ-технології (ШЕМІТ — широкосмугова електромагнітна імпульсна терапія)).

З основами деяких традиційних високовольтних технологій можна ознайомитися за такими джерелами [1—3].

Зосередимо увагу на технології обробки харчових продуктів за допомогою нової технології — КВІД.

Використання електрики в технологічних цілях нараховує третю сотню років. Однак високовольтні імпульси з метою інактивації мікроорганізмів у різних електрофізичних технологіях систематично почали застосовуватися з початку 60-х років XX століття. При цьому інтенсивність розвитку електроімпульсних технологій, досліджень фундаментальних процесів при впливі сильних імпульсних електричних полів (з напруженістю 1÷100 кВ/см і більше) на живі клітини (від мікроорганізмів до клітин людського організму) неухильно зростає [4]. Незважаючи на це, серійний випуск комерційних КВІД-установок для інактивації мікроорганізмів у різних середовищах поки що ніде у світі не здійснюється.

21.1. Основні поняття і визначення

Основним (первинним, початковим) діючим фактором у комплексі високовольтних імпульсних дій є імпульсне електричне (електромагнітне) поле. Тому, мабуть, у західній науковій літературі обробку різних продуктів, середовищ, що містять мікроорганізми, за допомогою високовольтних імпульсів називають PEF-treatment (ІЕП-обробка — обробка за допомогою імпульсних електричних

полів). У загальному ж випадку комплекс високовольтних імпульсних дій (КВІД) містить кілька діючих факторів, вплив яких на мікроорганізми може бути як інактивуючим (у тому числі необоротно), тобто таким, що призводить до повної й остаточної загибелі мікроорганізмів, так і активуючим залежно від розміру та інтенсивності дії факторів. Перелічимо основні діючі фактори КВІД у загальному випадку:

напруженість імпульсного електричного поля і напруженість пов'язаного з ним імпульсного магнітного поля;

температура;

швидкість зростання температури в середовищі (речовині), яке піддається обробці;

час обробки;

тривалість імпульсу;

густина струму;

спектр частот, закладений у кожному імпульсі;

форма імпульсів;

тиск у робочій камері;

випромінювання від іскрового та імпульсного коронного розряду, якщо як комутуючі енергію елементи використовуються високовольтні іскрові розрядники;

діючі фактори від електрогідравлічного ефекту, коли для КВІД-обробки застосовується іскровий розряд у рідині.

Необхідно пам'ятати, що при використанні іскрового розряду для КВІД-обробки харчових продуктів неприпустиме потрапляння продуктів іскрового розряду в оброблюване середовище через різке погіршення в цьому випадку споживчих якостей (у тому числі органолептичних) останнього.

Основні галузі застосування КВІД-технології:

обробка харчових продуктів з метою продовження термінів їх зберігання без погіршення (зменшення) початкової біологічної цінності;

обробка природної і стічної води з метою усунення біозабруднень;

обробка біопрепаратів з метою інактивації мікроорганізмів;

обробка добрив та інших речовин для підвищення їх якості.

Одна з центральних проблем при створенні КВІД-технології — це забезпечення взаємодії зовнішнього імпульсного електромагнітного поля, з одного боку, і живої матерії, біомолекул, біологічних клітин, органічних речовин — з іншого. Базовими галузями науки для створення КВІД-технології є такі: фізика і техніка сильних електричних і магнітних полів; фізика діелектриків і напівпровідників;

техніка високих напруг; радіофізика й електроніка; біологія (зокрема, мікробіологія); біофізика; біохімія; хімія координаційних сполук; медицина.

Можна виділити три основних варіанти КВІД-обробки різних продуктів, речовин: 1) проточний; 2) стаціонарний (обидва ці варіанти допускають наявність гальванічного контакту з оброблюваною речовиною, продуктом); 3) безконтактний варіант (імпульсне електромагнітне поле створюється в об'ємі оброблюваного продукту без гальванічного контакту останнього з електродами (електродом) — джерелом поля).

В усіх варіантах КВІД-обробки намагаються створити в оброблюваному об'ємі продукту однорідне поле для рівномірної обробки.

Пристрій, у якому відбувається КВІД-обробка продуктів, може бути названо робочою камерою або пристроєм полеутворення й енерговиділення. Саме в цьому пристрої в оброблюваному об'ємі продукту виділяється електромагнітна енергія, попередньо запасена в нагромаджувальних елементах генератора імпульсів. При цьому частота проходження імпульсів від генератора має бути узгоджена з кількістю енергії цих імпульсів, що виділяється в одиниці об'єму оброблюваного продукту. Це необхідно для того, щоб, з одного боку, не допустити надлишкових питомих енерговитрат, і, з іншого боку, забезпечити достатній ступінь інактивації мікроорганізмів.

Напруженість електричного поля при КВІД-обробці — один з основних діючих факторів — повинна підтримуватися в контактному варіанті на предпробойному рівні (для двохекспоненціальних імпульсів тривалістю в діапазоні 100÷500 нс при напруженості ≈100 кВ/см) без доведення до пробоїв з метою досягнення максимального інактивуючого ефекту.

21.2. Інактивація мікроорганізмів та інші результати комплексу високовольтних імпульсних дій на харчові продукти

Роботи різних дослідницьких груп у США, Німеччині, Франції, інших країнах, а також наші дослідження показують, що на відміну від традиційних способів обробки (насамперед, теплової пастеризації і стерилізації) КВІД-обробка істотно краще зберігає первинну біологічну цінність харчових продуктів при достатньому ступені інактивації мікроорганізмів. Тут важливо зазначити, що КВІД-оброблені харчові продукти зберігають біологічну цінність не тільки для споживача — людини, але також і для мікроорганіз-

мів, залишаючи живе, живильне середовище для останніх. Це означає, що вторинне обсіменіння КВІД-обробленого харчового продукту мікроорганізмами (наприклад, після розкриття стерильної тари з цим продуктом) призведе до їх бурхливого росту і, внаслідок цього, до швидкого псування продукту.

Центральним питанням, відповідь на яке істотно підвищить ефективність КВІД-технології, є питання про механізми інактивації мікроорганізмів при КВІД-обробці. При пошуку відповідей дуже ефективними виявляються підходи фізики діелектриків до опису процесів впливу електромагнітного поля на мікроорганізми.

Біофізика широко використовує основні поняття і підходи фізики діелектриків при визначенні електричних характеристик біологічних клітин: діелектрична проникність; питомий об'ємний і поверхневий опір; ємність зовнішньої клітинної мембрани і мембран органел; трансмембранний потенціал; напруга пробою мембрани; електричні заряди, що переносяться у клітині; електричне поле у мембрані.

На цей час виявлено кілька механізмів інактивації мікроорганізмів, що знаходяться у визначеному середовищі, при впливі на них сильних імпульсних електромагнітних полів.

Питома електропровідність і діелектрична проникність мембран клітин, білків і нуклеїнових кислот (біополімерів) є значно меншими, порівняно з цитоплазмою клітин, а для харчових продуктів, води, як правило, є значно меншими, ніж для середовища, в якому знаходяться клітини. Внаслідок цього навіть при подачі однорідного імпульсного електричного поля воно істотно спотворюється клітинами.

При цьому протікають процеси поляризації і струм провідності, процеси розподілу і перерозподілу поля усередині і поблизу клітин, мають місце діелектричні втрати і виділення теплової енергії в результаті протікання струму.

На рис. 21.1 зображено клітини сферичної форми в імпульсному електричному полі, яке було б однорідним за відсутності в ньому клітин.

На цьому рисунку прийнято, що діелектрична проникність і питома електропровідність цитоплазми та зовнішнього середовища приблизно однакові. Варто підкреслити, що на довгих імпульсах після перехідного процесу електричне поле може прикладатися тільки до мембрани, а всередині клітини бути відсутнім у зв'язку з високою питомою електропровідністю (низьким питомим опором) цитоплазми. При цьому напруженість поля в мембрані

клітини може у багато разів перевищувати напруженість зовнішнього прикладеного поля.

Електромагнітні процеси, що відбуваються в клітинах при подачі зовнішніх електромагнітних полів, описуються системою рівнянь Максвелла:

$$\text{rot}\vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \qquad (21.1)$$

$$\text{div}\vec{B} = 0; \qquad (21.2)$$

$$\text{rot}\vec{H} = +\vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \qquad (21.3)$$

$$\text{div}\vec{D} = \rho; \qquad (21.4)$$

матеріальні рівняння

$$\vec{D} = \varepsilon_0 \varepsilon \vec{E}; \quad \vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}; \quad \vec{j} = \sigma \vec{E}, \qquad (21.5)$$

де t — час; E, H — напруженість електричного і магнітного полів; D, B — електрична і магнітна індукція відповідно; ε_0, μ_0 — електрична і магнітна сталі відповідно; σ — питома електропровідність; ε, μ — відносна діелектрична і магнітна проникність відповідно.

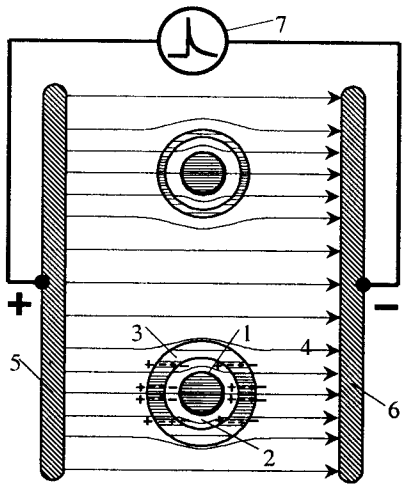


Рис. 21.1. Клітини у зовнішньому імпульсному електричному полі E: *1* — ядро (для еукаріотичної клітини) чи хромосома (для прокаріотичної клітини) клітини; *2* — цитоплазма; *3* — клітинна (зовнішня) мембрана; *4* — зовнішнє середовище, у якому знаходяться клітини; *5*, *6* — електроди, між якими створене імпульсне електричне поле; *7* — генератор високовольтних імпульсів. Згущення ліній показує посилення електричного поля.

Для повільних процесів можна прийняти: $\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \ \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \approx 0, \ \vec{j} >> \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$,

для дуже швидких: $\vec{j} << \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$.

Найбільш вивченим механізмом інактивації живих біологічних клітин у сильних електричних полях є пороутворення в мембранах клітин [5, 6]. При накладанні зовнішнього сильного поля (не менше 10 кВ/см) у мембранах клітин утворюються струмопровідні пори (відбувається так званий електричний пробій мембран), що можуть виявитися необоротними. Через ці пори некеровано вміст клітини потрапляє в зовнішнє середовище, а зовнішнє середовище проникає в клітину, що і призводить до її загибелі.

Явище пороутворення, яке збільшує проникність клітинних мембран, широко використовується в біотехнологіях: для збільшення виходу сировини при переробці плодів та овочів, при електросинтезі клітин, у генній інженерії і т.д.

Прикладення зовнішнього електричного поля може привести до електромеханічного стискання мембран, конформаційних, структурних змін у клітинах та інших явищ.

Ученими США, Німеччини, Японії отримані експериментальні дані з використанням електронної мікроскопії, які показують, що при впливі сильних електромагнітних імпульсних полів без підвищення температури в оброблюваній речовині ушкоджувалися не тільки клітинні мембрани, але й органели клітин: рибосоми, мембрани ядер клітин. При цьому робиться висновок, що первинним (основним) механізмом інактивації клітин (наприклад, дріжджових) є викликане зовнішнім електричним полем масове руйнування органел (особливо рибосом) у клітині, а електропорація мембран діє як вторинний механізм інактивації.

Відомий американський учений Карл Шоенбах (Karl Schoenbach) знайшов, що при переході з мікросекундного в наносекундний діапазон тривалості імпульсів дії електричного поля на клітину більшою мірою ушкоджуються ядерні мембрани, а не клітинні зовнішні цитоплазматичні мембрани. Відзначається, що зі збільшенням амплітуд напруженості поля ступінь ушкоджень у клітині зростає.

Однак мають місце і варіанти, коли видимих ушкоджень у клітині немає, а вона цілком інактивована, що можливе при конформаційних змінах у компонентах (біомолекулах) клітини. Білкові молекули і молекули нуклеїнових кислот містять безліч слабких зв'язків (водневих і ще слабших). Ці зв'язки при впливі сильного зовнішнього електричного поля можуть порушитися і не повністю відновитися, що може бути основною причиною подальшої загибелі (інактивації) клітини. Варто враховувати посилення електричного поля в біомолекулах, що мають низьку відносну діелектричну проникність порівняно з діелектричною проникністю цитоплазми, яка наближається до діелектричної проникності води $\varepsilon_ц = 81$. На межі поділу біомолекула-цитоплазма має місце співвідношення

$$E_м \varepsilon_м = E_ц \varepsilon_ц , \qquad (21.6)$$

де $E_м$ — нормальна до поверхні поділу складова напруженості поля в мембрані або в біомолекулі; $E_ц$ — нормальна до поверхні поділу складова напруженості поля в цитоплазмі (або у зовнішньому середовищі); $\varepsilon_м$, $\varepsilon_ц$ — діелектрична проникність мембрани (або біомолекули) і цитоплазми (чи зовнішнього середовища).

У мембрані та біомолекулах напруженість поля може бути істотно вищою, ніж у зовнішньому прикладеному полі (у кілька разів і більше). Ступінь збільшення поля залежить також від форми клітини і біомолекул та їх орієнтації щодо зовнішнього поля.

Для ефективної інактивації необхідно досягти рівня зовнішніх полів, які забезпечують істотне перевищення природного значення трансмембранного потенціалу, що має місце при напруженостях зовнішніх полів $E \geqslant 10^7$ В/м. У перерозподілі прикладеного зовнішнього поля в структурах клітини визначальну роль відіграють процеси поляризації й електропровідності. Характерні природні (без наявності зовнішнього поля) напруженості в мембранах становлять $\approx 10^7$ В/м.

Розглянемо тепер, які основні фактори при комплексі високовольтних імпульсних дій впливають на інактивацію мікроорганізмів і, можливо, на біологічну цінність середовища (речовини, продукту), в якому знаходяться ці мікроорганізми.

21.2.1. Напруженість електричного поля

Напруженість електричного поля є первинним чинником при КВІД-обробці. Існує кілька моделей, що узгоджують значення напруженості електричного поля зі ступенем інактивації мікроорганізмів. Згідно з [7],

$$S = \left(\frac{t}{t_c}\right)^{-(E-E_c)/K}, \qquad (21.7)$$

де S — частка мікроорганізмів, що вижили; t — тривалість імпульсу; E — напруженість прикладеного поля; E_c — критична напруженість поля, при якій і нижче значення якої інактивація не спостерігається; t_c, K — константи, що залежать від типу клітин і середовища.

Згідно з (21.7) існує деяка гранична (критична) напруженість, при перевищенні якої відбувається інактивація, яка дуже залежить від ступеня перевищення реальної напруженості над критичною.

У [8] описана інша модель інактивації мікроорганізмів, яка має таку формулу:

$$S = \frac{1}{1 + e^{\frac{E-E_c(n)}{K(n)}}}, \qquad (21.8)$$

де позначення відповідають позначенням у (21.7), а n — кількість імпульсів, прикладених до оброблюваного продукту з мікроорганізмами.

Деякі автори вказують на відсутність граничних (критичних) значень напруженості поля і наявність при цьому граничних густин енергій, необхідних для лізису (розчинення, розсмоктування) клітини:

$$W = \frac{\tau}{\rho} E^2, \qquad (21.9)$$

де τ — тривалість імпульсу; ρ — питомий опір оброблюваного середовища; E — максимальна напруженість поля в імпульсі.

Це означає, що, на думку деяких авторів, напруженість електричного поля важлива не сама по собі, а в сукупності з тривалістю імпульсів і питомим електричним опором оброблюваного середовища. На думку інших авторів, усе ж таки існують критичні поля і не існує критичних енергій.

Відповідно до отриманих нами експериментальних даних на прикладі ціанобактерій Anabaena напруженості зовнішнього імпульсного електричного поля в діапазоні 10÷120 кВ/см самі по собі не можуть бути чинником, що призводить до необоротної інактивації мікроорганізмів. Такі напруженості можуть бути як тимчасово інактивуючим фактором, так і фактором, що активує залежно від кількості прикладених імпульсів. Чим більше імпульсів, тим сильніше виявляється інактивуюча дія. Необоротна інактивація (при E = 10÷120 кВ/см) відбувається тільки тоді, коли температура оброблюваного середовища перевищує деяке критичне значення $t°>t_{крит}$ (без примусового відведення тепла від робочої камери). Для Anabaena $t_{крит} \approx 60$ °С. Гранична (критична) температура залежить від амплітуди прикладеної напруженості поля: чим більша амплітуда поля, тим менша критична температура, вище якої настає необоротна інактивація.

21.2.2. Час обробки, частота проходження і кількість імпульсів

Час обробки залежить і від тривалості кожного імпульсу, і від сумарної кількості імпульсів. Згідно з (21.7) зі збільшенням часу обробки ступінь інактивації мікроорганізмів зростає, але зростає істотно повільніше, ніж при підвищенні напруженості поля понад критичну напруженість. Формулу (21.7) перевіряли на результатах своїх експериментів ряд авторів, у тому числі K. Schoenbach і Sensoy. Ці автори дійшли висновку про задовільний збіг експериментальних даних з розрахунковими за (21.7). Цей збіг характерний насамперед для мікросекундних тривалостей імпульсів. Для наносекундного діапазону тривалостей істотно, за даними

K. Schoenbach та ін., зростають критичні напруженості E_c. Однак у принципі (21.7) дає задовільне узгодження з експериментом.

За нашими експериментальними даними час обробки є менш значущим фактором, ніж напруженість прикладеного зовнішнього поля, проте не набагато менш значущим.

Занадто тривалий час обробки може призвести до небажаного перегріву продуктів і втрати частини їх біологічної цінності.

Частота проходження імпульсів визначає швидкість введення енергії в продукт у робочій камері, швидкість зростання температури в ньому і є додатковим інактивуючим фактором.

21.2.3. Температура обробки

Температура обробки при правильному її виборі є дуже впливовим інактивуючим фактором. Однак висока температура (100 °С і вище) може зруйнувати багато біологічно цінних речовин у харчових продуктах (наприклад, привести до денатурації білків, зруйнувати вітаміни, зменшити кількість мікроорганізмів та ін.). Підвищена температура (45—100 °С) діє односпрямовано (інактиваційно) з напруженістю електричного поля. Через прикладення до робочої камери з оброблюваним продуктом сильного імпульсного електричного поля можна досягти дуже швидкого зростання температури в продукті (зі швидкістю ≈50 °С/с), що забезпечує більшу збережуваність біологічної цінності продуктів при високих фінальних (кінцевих) температурах обробки, ніж при повільнішому нагріванні. У [9] наведено таку залежність ступеня інактивації від напруженості прикладеного зовнішнього поля і від температури:

$$S = e^{-Kt},$$

$$K = K_{T_0}\left(E - E_c\right) = K_{E_0} e^{\frac{W_a}{RT}}, \qquad (21.10)$$

де S — частка мікроорганізмів, що вижили; K — константа, що характеризує частку мікроорганізмів, що вижили, $с^{-1}$; K_{T_0}, K_{E_0} — константи, $[K_{T_0}]$ = М/(В·с); $[K_{E_0}]$ = $с^{-1}$; R — універсальна газова стала, $R = 8{,}31\times10^3$ Дж/(кмоль·град) = 1,987 кал/(моль·град); T — абсолютна температура середовища, К; W_a — енергія активації; E_c — критична напруженість поля; E — діюча напруженість поля.

21.2.4. Тиск

Підвищений порівняно з атмосферним тиск у робочій камері сприяє зростанню ступеня інактивації мікроорганізмів, завдяки збільшенню температури кипіння і зменшенню виходу з розчиненого стану газів усередині оброблюваної рідини. Вихід газів з розчиненого стану усередині робочої камери може привести до наскрізного іскрового розряду усередині камери, а отже, до появи необроблених порцій рідини при обробці в потоці та до неприпустимого погіршення біологічної цінності, у тому числі органолептичних властивостей, харчового продукту.

Тиск може бути й окремо діючим самостійно інактивуючим фактором, якщо він становитиме 1000 атмосфер і більше. Такі високі тиски при КВІД-обробці не використовуються.

21.2.5. Форма і частотний спектр імпульсу

Форма і частотний спектр імпульсу є важливими факторами при інактивації мікроорганізмів.

Основними формами імпульсів, що використовуються при КВІД-обробці, є двохекспоненціальна (рис. 21.2), коливальна (рис. 21.3), прямокутна (трапецієподібна) (рис. 21.4), біполярні імпульси (рис. 21.5), імпульси з полярністю, що змінюється «миттєво» (рис. 21.6), пачки імпульсів позитивної, негативної або поляр-

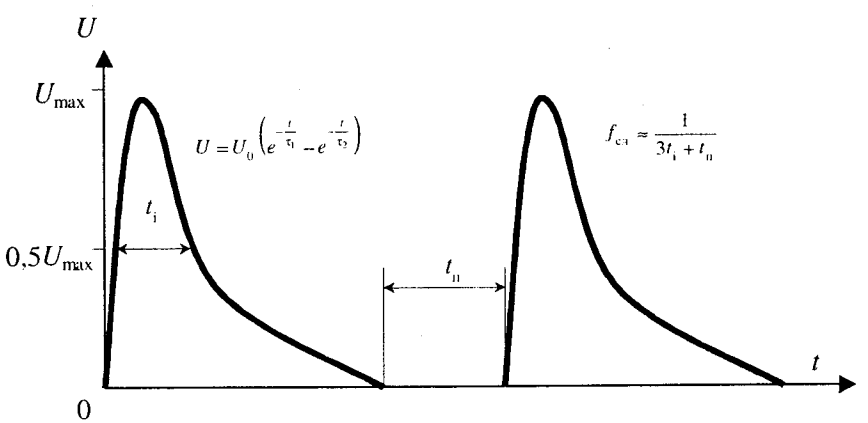


Рис. 21.2. Імпульси двохекспоненціальної форми: $t_п$ — тривалість паузи між імпульсами; $t_і$ — тривалість імпульсу за напіввисотою; U_{max} — максимальна напруга в робочій камері.

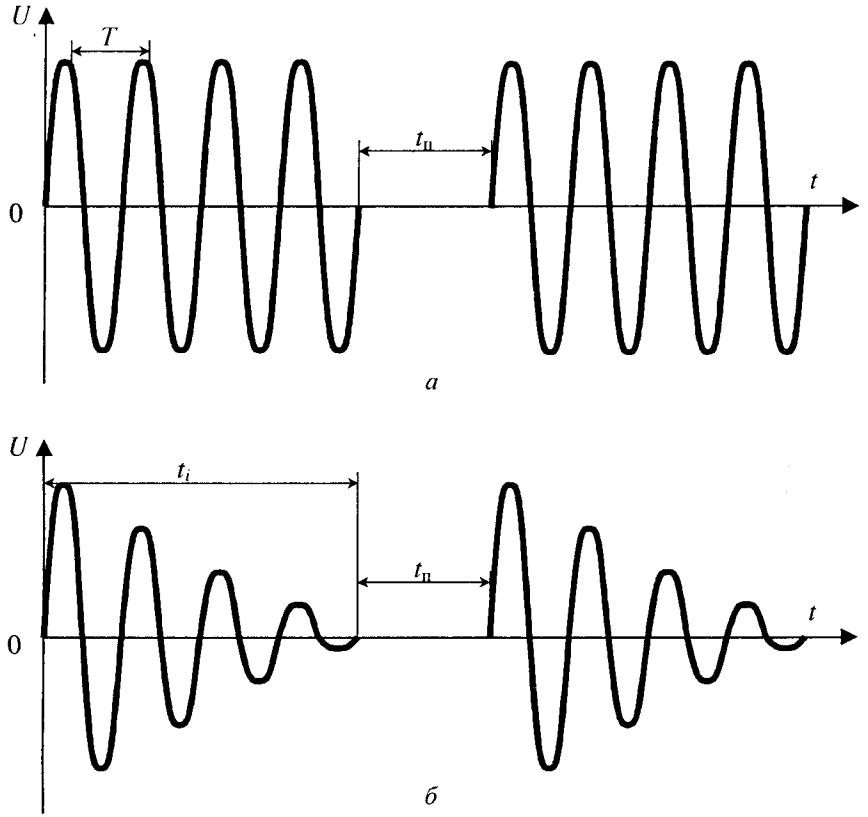


Рис. 21.3. Імпульси коливальної форми: *а* — слабкозатухаюча синусоїда (з малим декрементом коливань); *б* — затухаюча синусоїда (з великим декрементом коливань). *Т* — період коливань в імпульсі; $t_і$ — тривалість імпульсу; $t_п$ — тривалість паузи між імпульсами.

ності, що чергується (рис. 21.7). Інактивуюча дія імпульсів даної форми залежить від їхнього частотного спектра.

Експериментально перевірено, що за інших однакових умов (наприклад, при однакових U_{max}) прямокутна (трапецієподібна, трапецеїдальна) форма імпульсів є ефективнішою, ніж двохекспоненціальна (при прямокутній формі досягається вищий ступінь інактивації). Біполярні імпульси й імпульси з полярністю, що змінюється «миттєво», є ефективнішими, ніж однополярні. Для низьких частот коливань ($\approx 10^5 \div 10^6$ Гц) коливальні імпульси найменш ефективні. Однак відповідно до проведених нами експериментів з інак-

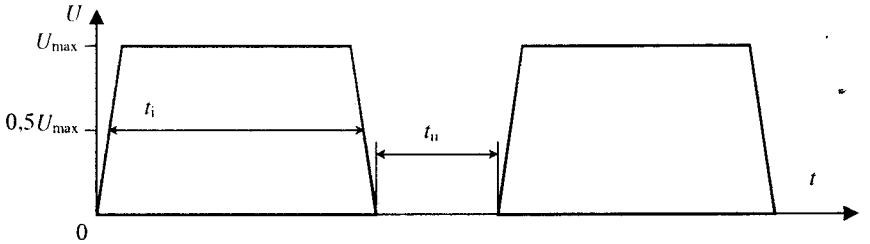


Рис. 21.4. Імпульси прямокутної (трапеціеподібної) форми: $t_і$ — тривалість імпульсу; $t_п$ — тривалість паузи між імпульсами.

тивації показових мікроорганізмів (синьо-зелених водоростей Anabaena) ступінь інактивації для двохекспоненціальних імпульсів і коливальних при характерних частотах $10^6 \div 10^7$ Гц був приблизно

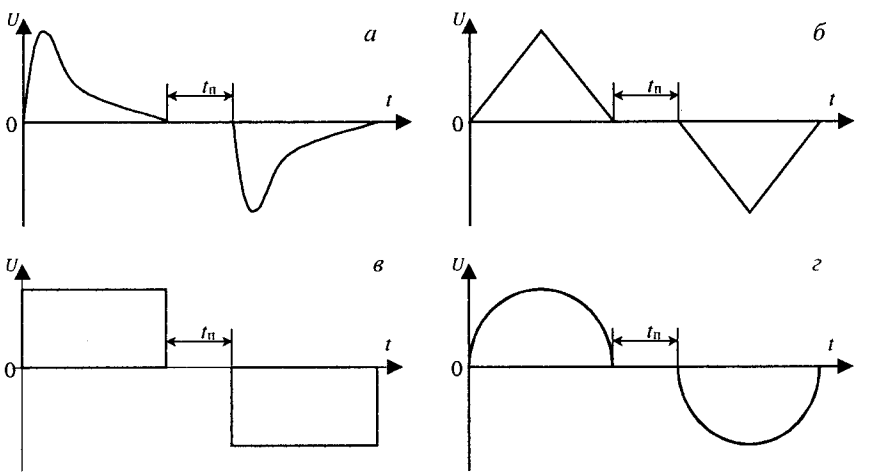


Рис. 21.5. Біполярні імпульси: $t_п$ — тривалість паузи між імпульсами.

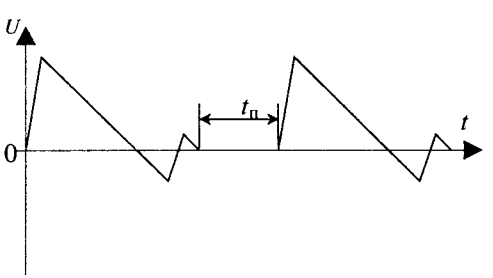


Рис. 21.6. Імпульси з полярністю, що змінюється миттєво: $t_п$ — тривалість паузи між імпульсами.

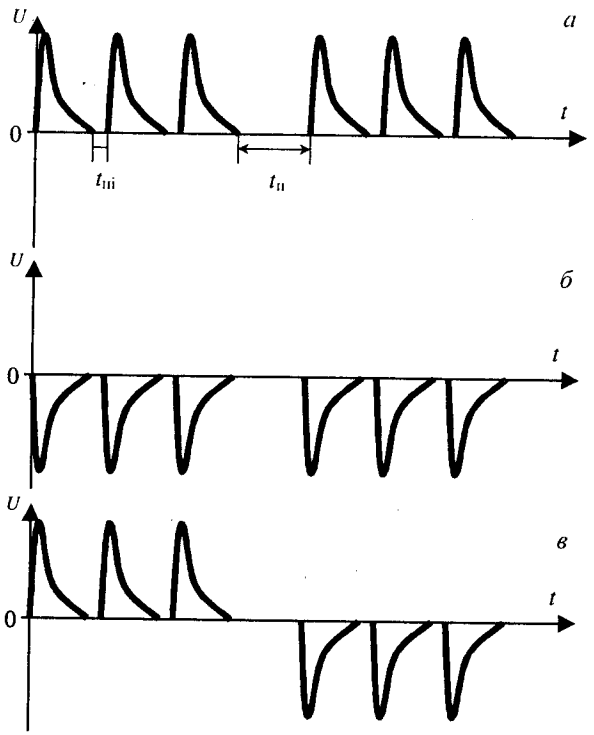


Рис. 21.7. Пачки імпульсів позитивної (*а*), негативної (*б*) або полярності, що чергується (*в*): $t_{п-і}$ — тривалість паузи між імпульсами; $t_п$ — тривалість паузи між пачками.

однаковим. При цьому слід зазначити, що для двохекспоненціального імпульсу ККД експериментальної установки був вищим.

Широкомасштабні експериментальні роботи в галузі високих напруг ($U \geqslant 100$ кВ) і напруженостей ($E \approx 10 \div 100$ кВ/см), а також характерних частот ($f > 10^6 \div 10^7$ Гц) для інактивації мікроорганізмів у харчових продуктах тільки починаються. Саме в зоні (області) цих частот і напруженостей електричне поле всередині клітини стає істотним й активно протікають процеси поляризації і діелектричних втрат у клітині. Ця зона частот наближає КВІД-обробку до НВЧ-обробки. Серйозною відмінністю КВІД-обробки від традиційної НВЧ-обробки харчових продуктів є значно вищі напруженості поля (що, мабуть, дозволяють помітно скоротити час обробки і зменшити нагрівання продукту при такій же високій ін-

активуючій дії), а також значна глибина проникнення поля в оброблюваний продукт.

21.2.6. Тип, розміри мікроорганізмів і стадія їх росту

Ступінь інактивації при КВІД-обробці залежить від типів мікроорганізмів. Спори є суттєво стійкішими до КВІД-обробки, ніж вегетативні форми мікроорганізмів. Чим більші розміри має мікроорганізм, тим, у загальному випадку, чутливішим він є до КВІД-обробки. Грамнегативні бактерії більш чутливі до дії КВІД, ніж грампозитивні. У стадії логарифмічного зростання (проліферації) мікроорганізми є найчутливішими до КВІД. У [10] показано, що інактивуючий ефект у логарифмічній фазі росту мікроорганізмів більш ніж на 30 % перевищує такий для стаціонарної фази.

21.2.7. Концентрація, форма й орієнтація мікроорганізмів у прикладеному зовнішньому полі

Уведемо позначення:

$$n_{\text{відн}} = \frac{n_{\text{поч}}}{n_{\text{р}}},$$

де $n_{\text{відн}}$ — ступінь інактивації; $n_{\text{поч}}$ — початкова концентрація мікроорганізмів; $n_{\text{р}}$ — результуюча концентрація мікроорганізмів.

Для вегетативних форм мікроорганізмів даного типу в діапазоні початкових концентрацій $10^4 \div 10^7$ мт/мл (мт — мікробне тіло) $n_{\text{відн}} \approx \text{const}$. При підвищенні концентрації можливе як збільшення $n_{\text{відн}}$, так і зменшення. Збільшення відбувається за рахунок появи більшої кількості чутливих до дії КВІД мікроорганізмів, що знаходяться в стадії зростання. Зменшення проходить внаслідок потрапляння достатньої кількості мікроорганізмів у зону послабленого поля.

При зниженні концентрації $n_{\text{поч}}$ до значень, менших 10^3 мт/мл, після КВІД-обробки виживають одиничні мікроорганізми, але через низьку $n_{\text{поч}}$ зменшується й $n_{\text{відн}}$.

Мікроорганізми спотворюють прикладене поле. Ступінь перекручування, збільшення поля в ділянках мікроорганізмів з низькою діелектричною проникністю і, як результат, ступінь інактивації при КВІД залежить від форми мікроорганізмів та їх органел, а також їх орієнтації щодо зовнішнього поля. Найбільше імпульсне поле всередині клітин зростає при плоскій формі мікроорганізму, коли вектор напруженості зовнішнього поля є перпендикулярним його плоскій поверхні.

21.2.8. Вплив властивостей (характеристик) середовища, що піддасться КВІД-обробці, на результати обробки з інактивації мікроорганізмів

На результати КВІД-обробки з інактивації мікроорганізмів впливають: pH середовища; вміст у середовищі антимікробних хімічних речовин; питома електропровідність середовища; іонний склад та ін.

Зі збільшенням pH той самий режим КВІД-обробки приводить до меншого ступеня інактивації.

Вміст у середовищі антимікробних хімічних речовин викликає збільшення ступеня інактивації мікроорганізмів при КВІД-обробці. Як приклад такої речовини наведемо етиловий спирт (наприклад, у натуральних винах).

За інших однакових умов у середовищі з більшою питомою електропровідністю складніше створити необхідну високу напруженість електричного поля (≈100 кВ/см). За даними ряду дослідників [5, 10] зі збільшенням електропровідності середовища від 0,1 до 0,5 $Ом^{-1} \times м^{-1}$ ступінь інактивації мікроорганізмів S. Dublin зменшується приблизно у 30 разів. Згідно з даними [7], іони Ca і Mg сприяють протидії інактивуючій КВІД-обробці.

На закінчення доцільно підкреслити, що найбільш ефективні режими КВІД-обробки (що приводять до повної стерилізації харчових продуктів), можливо, знаходяться в області оптимально підібраних основних факторів, таких, наприклад, як напруженість зовнішнього поля і характерна частота в спектрі імпульсу.

21.3. Будова сучасних КВІД-установок

Установки для КВІД-обробки продуктів складаються з таких основних елементів: 1 — генератору потужних високовольтних електромагнітних імпульсів з джерелом живлення; 2 — система полеутворення, що складається, принаймні, з однієї робочої камери з оброблюваним продуктом, що є навантаженням для генератора, у якій виділяється енергія, що запасається в нагромаджувачах генератора; 3 — система підготовки і подачі оброблюваного продукту в робочу камеру; 4 — система керування і вимірювання. Обробка продукту в робочій камері може вестися проточно і порціонно, у тому числі в укупореній діелектричній тарі. На цей час майже готовим до широкомасштабного застосування в промисловості є проточний варіант КВІД-обробки — значно простіший за технічними рішеннями, на яких він ґрунтується.

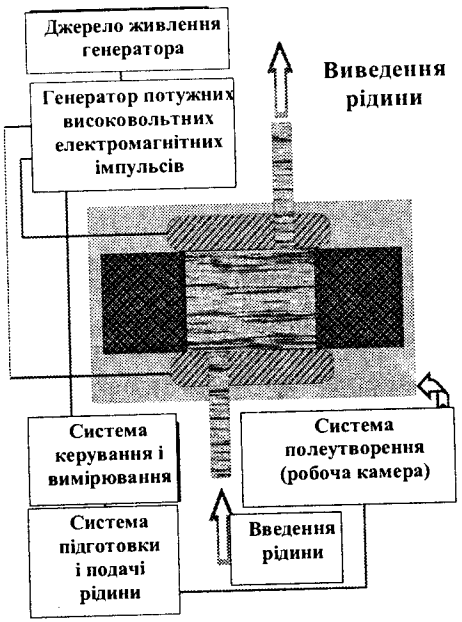


Рис. 21.8. Схема КВІД-установки для обробки рідин у потоці.

На рис. 21.8 подана схема КВІД-установки з проточним варіантом обробки різних рідин і текучих продуктів.

21.3.1. Генератори

У сучасних КВІД-установках, як правило, використовуються генератори з ємнісними нагромаджувачами енергії і високовольтними комутаторами замикаючого типу (іскровими газовими, у тому числі повітряними розрядниками, вакуумними комутаторами, тиратронами, твердотільними комутаторами типу транзисторних зборок та ін.). Однак конкуренцію цим генераторам можуть скласти генератори з індуктивними (як основними) нагромаджувачами і високовольтними комутаторами типу, що розмикає (плазмові розмикачі, SOS-діоди тощо).

Тут ми зупинимося на генераторах з ємнісними нагромаджувачами.

Найпростіший варіант схеми генератора імпульсів з ємнісним нагромаджувачем і керованим іскровим розрядником наведено на рис. 21.9.

Генератор, схема якого наведена на рис. 21.9, у випадку, коли $R_н > 2\sqrt{\frac{L_S}{C}}$, $C >> C_н$, забезпечує одержання в навантаженні — робочій камері аперіодичних імпульсів (близьких до двохекспоненціальних). Частота проходження імпульсів і їх полярність задаються зарядним пристроєм і генератором високовольтних керуючих імпульсів.

Генератор імпульсів напруги в найпростішому однокаскадному варіанті (рис. 21.9) можна виконати до рівнів робочих напруг ≈100 кВ, хоча оптимальним слід визнати рівень напруг 30÷40 кВ,

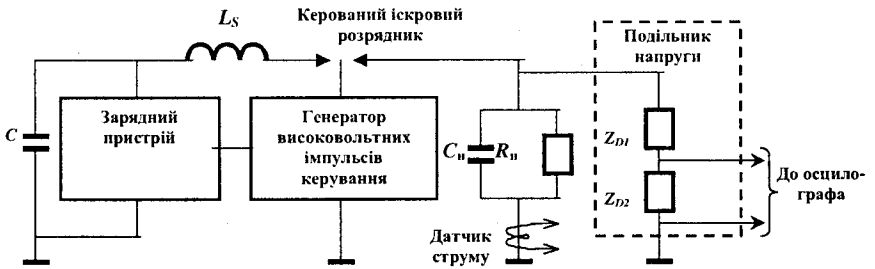


Рис. 21.9. Схема генератора імпульсів з ємнісним нагромаджувачем: C — ємність високовольтного нагромаджувача енергії; $C_н$, $R_н$ — ємність та активний опір, відповідно, навантаження генератора — робочої камери з оброблюваним продуктом; Z_{D1}, Z_{D2} — імпеданс високовольтного і низьковольтного плеча подільника напруги, відповідно; L_S — паразитна індуктивність.

після чого починає розвиватися коронний розряд у повітрі при повільному заряді (за $10^{-4}\div10^{-3}$с).

При робочих напругах понад 100 кВ кращим стає варіант використання високовольтних схем з імпульсними трансформаторами і (або) генераторами імпульсних напруг (ГІН) за схемою Аркадьєва—Маркса. Останній варіант наведено на рис. 21.10.

Необхідність підвищення робочої напруги на навантаженні — робочій камері з оброблюваним продуктом понад 100 кВ для тех-

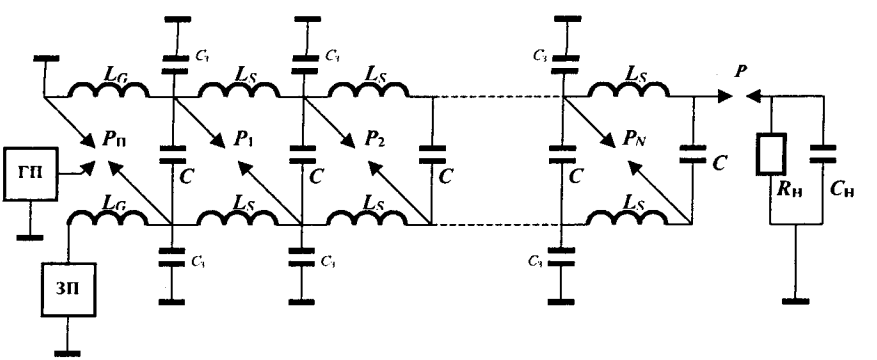


Рис. 21.10. Генератор імпульсних напруг за схемою Аркадьєва—Маркса з навантаженням — робочою камерою: ГП — генератор підпалюючих імпульсів; ЗП — зарядний пристрій; N — кількість каскадів у генераторі; C — ємність каскаду; P_1, P_2,…,P_N — розрядники каскадів; $P_п$ — розрядник, що підпалює; L_G — зарядна індуктивність; L_S — зарядна індуктивність каскаду; C_1 — ємність каскаду щодо землі; P — вихідний розрядник ГІН; $R_н$, $C_н$ — відповідно активний опір та ємність навантаження робочої камери з оброблюваним продуктом.

нологічних установок з продуктивністю понад 1000 л/год стає зрозумілою, якщо врахувати, що для таких характерних оброблюваних сирих продуктів, як молоко, соки, вина і т. д. при поперечних розмірах робочого об'єму камери (відносно напрямку протікання активного струму) понад 10 см і подовжньому розмірі понад 1 см активний опір навантаження генератора становить менше 20 Ом. Справді:

$$R_н = \frac{\rho l}{S}, \qquad (21.11)$$

де ρ — питомий об'ємний опір оброблюваного продукту в робочій камері; l — подовжній розмір (відносно напрямку протікання електричного струму в оброблюваному продукті); S — площа поперечного перерізу в робочій камері.

При типовому ρ = 10 Ом×м; $l = 10^{-2}$ м; $S = 10^{-2}$ м².

$$R_н = \frac{10(\text{Ом}\times\text{м})\times 10^{-2}(\text{м})}{10^{-2}(\text{м}^2)} = 10 \text{ Ом}.$$

При цьому об'єм робочої камери, заповнений оброблюваним продуктом,

$$V = S \times l = 10^{-2}(\text{м}^2)\times 10^{-2}(\text{м}) = 10^{-4}(\text{м}^3) = 100 \text{ мл},$$

$$1000 \text{ л/год} = \frac{1}{3{,}6} \text{ л/с} = 277 \text{ мл/с}.$$

При продуктивностях проточних КВІД-установок понад 1000 л/год небажано, щоб об'єм робочої камери був меншим, ніж 50 мл, оскільки елементарний об'єм продукту за час перебування в робочій камері може виявитися недостатньо обробленим (на нього діятиме недостатня кількість імпульсів). Зменшення об'єму робочої камери приводить до необхідності збільшення частоти проходження імпульсів. При продуктивності понад 1000 л/год й об'ємі робочої камери 50 мл частота проходження імпульсів повинна перевищувати 5 імпульсів/с, інакше на елементарний об'єм оброблюваного продукту за час його перебування в робочій камері припадатиме менше одного імпульсу.

Збільшення об'єму робочої камери за рахунок збільшення її поперечних розмірів призведе до неприпустимого зниження активного опору оброблюваних водомістких рідин і текучих продуктів, оскільки при цьому зменшаться напруга і напруженість поля в робочій камері. Залишається варіант збільшення об'єму робочої камери за рахунок збільшення її подовжнього розміру. При довжині l = 2 см і потрібній напруженості однорідного поля в камері E = 100 кВ/см до робочої камери необхідно прикласти напругу

U = 200 кВ. Отже, із зростанням подовжнього розміру робочої камери і збереженням високих напруженостей в оброблюваних продуктах необхідно відповідним чином підвищувати вихідну напругу генератора імпульсів. Крім того, збільшення розмірів робочої камери (як і збільшення поперечних розмірів тракту, що по ньому передається оброблюваний продукт) дозволяє обробляти текучі продукти із твердими включеннями великих розмірів, такі, які ще здатний передати тракт без засмічення.

Генератори імпульсів за схемою Аркадьєва—Маркса зі збільшеною ємністю на землю (відносно корпуса) дозволяють також здійснити режим розряду, при якому на навантаженні — робочій камері утвориться імпульс з плоскою вершиною, близький до прямокутного (трапецієподібного). Цей режим здійснюється підбором параметрів ГІН і навантаження, у результаті чого наростання напруги після фронту на навантаженні через прихід відбитих сигналів від початку (входу) ГІН на навантаження, підключене до виходу ГІН, компенсується розрядженням ємностей каскадів ГІН. Крім того, ГІН за схемою Аркадьєва—Маркса дозволяє здійснити режим покаскадного загострення фронту імпульсів. Це забезпечує можливість збільшення амплітуди напруги і напруженості поля в робочій камері з оброблюваним продуктом.

Традиційна схема генератора прямокутних імпульсів, що використовується у КВІД-технології, наведена на рис. 21.11.

Наявність одного високовольтного комутатора P в генераторі прямокутних імпульсів не дозволяє одержати короткий фронт імпульсів на робочій камері, що зменшує допустиму амплітуду напруженості поля в ній. Виправити цей недолік дозволяють гене-

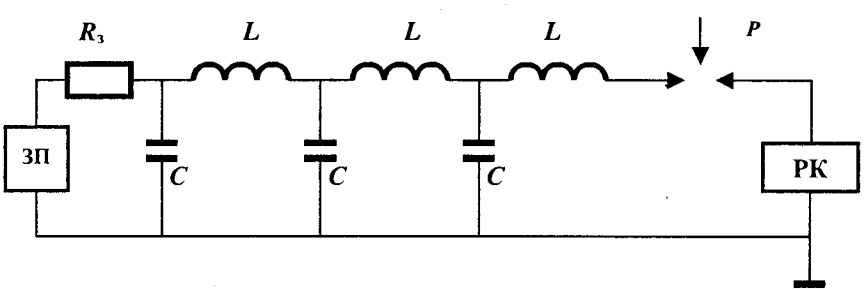


Рис. 21.11. Схема генератора прямокутних імпульсів: ЗП — зарядний пристрій; $R_з$ — зарядний резистор; C — ємність накопичувального конденсатора; L — індуктивність, що формує імпульс; P — комутатор; РК — робоча камера.

ратори, в яких використовується загострення фронту імпульсів. Спрощена схема одного з варіантів такого високовольтного генератора наведена на рис. 21.12, а опис його подано у [11].

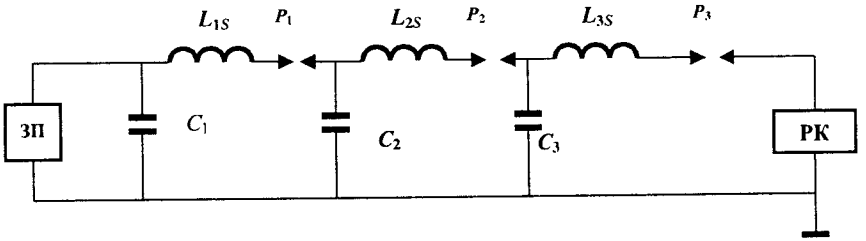


Рис. 21.12. Схема високовольтного генератора із загостренням фронту імпульсів: ЗП — зарядний пристрій; РК — робоча камера; C_1 — ємність нагромаджувального конденсатора; C_2, C_3 — ємності першого і другого ступенів загострення відповідно; L_{1S}, L_{2S}, L_{3S} — паразитні індуктивності; P_1 — стартовий багатозазорний розрядник; P_2, P_3 — розрядники, що загострюють; $C_1 > C_2 > C_3$; $L_{1S} > L_{2S} > L_{3S}$.

Генератор (рис. 21.12) дозволяє загострити фронт імпульсів на навантаженні принаймні до одиниць наносекунд. При цьому форма імпульсів на резистивному (досить високоомному) навантаженні — робочій камері — аперіодична, близька до двохекспоненціальної.

21.3.2. Нагромаджувачі

Нагромаджувачами енергії в КВІД-установках є в основному високовольтні конденсатори (імпульсні, силові). На відміну від традиційних імпульсних конденсаторів до них висуваються підвищені вимоги щодо ресурсу, який має бути понад $10^{10} \div 10^{11}$ імпульсів зі збереженням традиційних вимог низької індуктивності, мінімальних габаритів і маси при даній ємності. Крім того, конденсатори в КВІД-установках із загостренням фронту імпульсів працюють у нетрадиційному режимі, а саме: час їх заряджання менше часу розряджання. Наприклад, час заряджання — 50 нс, час розряджання — 200 нс. Робота високовольтних імпульсних конденсаторів у складі КВІД-установки з частотою проходження до 500 імпульсів за секунду описана в [12]. Типові робочі напруги конденсаторів для КВІД-установок лежать у діапазоні від 20 до 150 кВ, а типові ємності приблизно від 10^{-9} Ф (нанофаради) до десятків мікрофарад.

Крім конденсаторів, як ємнісні нагромаджувачі і формуючі елементи у КВІД-установках можуть використовуватися високовольтні коаксіальні і смужкові лінії, лінії Блюмляйна.

21.3.3. Комутатори

Вимоги, які повинні задовольняти високовольтні комутатори КВІД-установок у промисловому виконанні, наведені в табл. 21.1.

Таблиця 21.1

Вимоги до високовольтних комутаторів промислових КВІД-установок

Побоча напруга, В, не менше	Амплітуда струму, А, не менше	Час комутації, с, менше	Частота проходження імпульсів, Гц, не менше	Ресурс, кількість імпульсів, не менше
5×10^4, краще понад 10^5	5×10^3, краще понад 10^4	10^{-7}, краще менше 10^{-8}	10, краще понад 100	10^9, краще понад 10^{10}

Нам невідомі комутатори, що повною мірою задовольняли б перелічені вимоги. Найбільше їх, очевидно, задовольняють іскрові газові розрядники. З існуючих на цей час комутаторів замикаючого типу, крім іскрових розрядників, у КВІД-установках лабораторного масштабу можуть застосовуватися: тиратрони, ігнітрони, вакуумні розрядники, тиристори, потужні транзистори та їх збірні конструкції, тетроди тощо.

Основними недоліками іскрових газових (повітряних) розрядників, що працюють при атмосферному тиску, є такі: недостатня допустима частота проходження (понад 100 Гц без застосування додаткових заходів), підвищений розкид напруг спрацьовування на самопробої, гучність у роботі.

Основними їх перевагами є високі робочі напруги (понад 200 кВ), великі припустимі амплітуди струмів, що пропускаються (понад 100 кА), найбільш короткі часи комутації великих струмів (менше 10 нс), нижча вартість іскрових розрядників порівняно з іншими високовольтними комутаторами, у тому числі через відсутність у них дефіцитних матеріалів.

Недоліки іскрових розрядників можуть бути усунуті. На рис. 21.13 зображено приклад (фотографія) багатозазорного багатоканального повітряного іскрового розрядника, у якому підвищення частоти проходження імпульсів досягнуте завдяки багатозазорності, а підвищення ресурсу — за рахунок багатоканальності, збільшеної площі робочої поверхні електродів і раціонального вибору матеріалу електродів, що виконані зі сталі 3, яка повільно і рівномірно еродує. Цей розрядник (рис. 21.13) описано у [13].

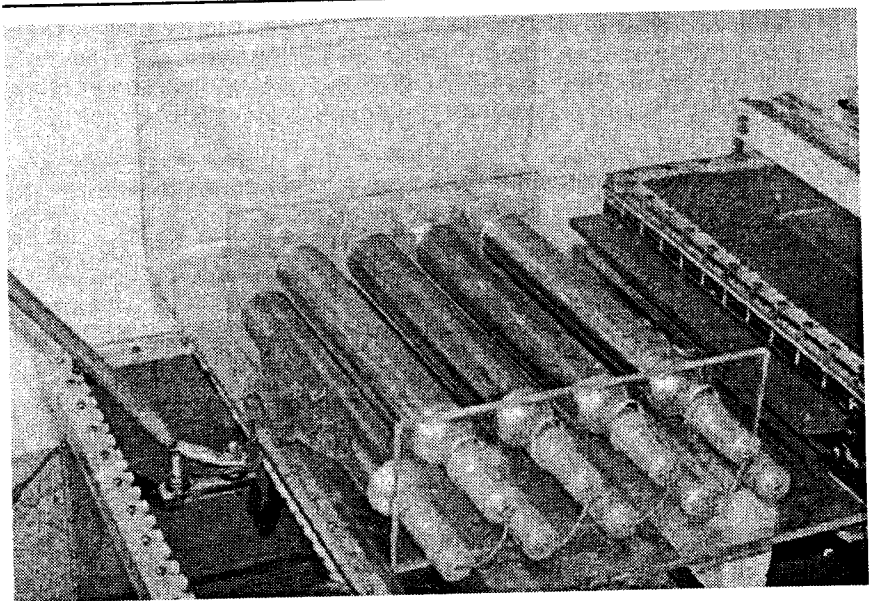


Рис. 21.13. Зовнішній вигляд одного з варіантів багатозазорного багатоканального повітряного іскрового розрядника.

21.3.4. Робочі камери

У робочих камерах КВІД-установок відбувається обробка харчових продуктів. Типові камери типових КВІД-установок можна розділити на стаціонарні та проточні. Стаціонарні камери використовуються, як правило, у лабораторних КВІД-установках для обробки продуктів порціями. Принципово конструкції стаціонарних і проточних камер не відрізняються. Основна відмінність полягає лише в тому, що в стаціонарних камерах немає отворів для введення і виведення рідких і текучих продуктів. Тому зупинимося докладніше на проточних камерах.

Найбільш зручними є камери з плоскопаралельними електродами, які дозволяють створювати поле, близьке до однорідного (поле плоского конденсатора):

$$E = \frac{U}{d}, \qquad (21.12)$$

E — напруженість поля в міжелектродному зазорі; U — напруга, прикладена між електродами; d — відстань між електродами в камері.

Крім того, зручними є також осесиметричні конструкції робочих камер, насамперед циліндричні. При цьому напруженість поля в оброблюваному продукті може бути оцінена (визначена) за такою формулою (поле циліндричного конденсатора):

$$E_r = \frac{U}{r \times \ln(R_2/R_1)}, \qquad (21.13)$$

де E_r — напруженість поля в циліндричному конденсаторі; R_1 — зовнішній радіус внутрішнього електрода; R_2 — внутрішній радіус зовнішнього електрода; r — радіус точки, у якій визначається напруженість поля E_r:

$$R_1 \leqslant r \leqslant R_2 . \qquad (21.14)$$

Варіанти робочих камер з плоскопаралельними електродами наведено на рис. 21.14—21.18. Типовий варіант циліндричної робочої камери подано на рис. 21.19.

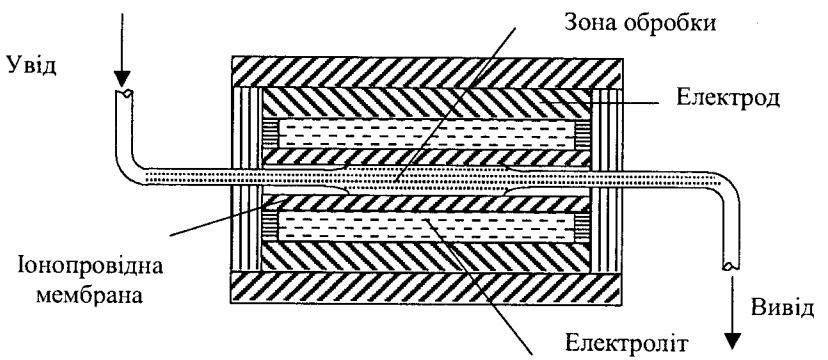


Рис. 21.14. Проста проточна камера з плоскопаралельними електродами.

Камера на рис. 21.14 характерна тим, що в ній немає гальванічного контакту металевих електродів з оброблюваною рідиною. В іншій камері (рис. 21.15) відбуваються різкі зміни напряму руху рідини усередині зони (об'єму) обробки і є зменшеною електрична міцність усередині камери, оскільки відстань між електродами в камері однакова через товщу оброблюваного продукту й уздовж поверхні поділу оброблюваного продукту та ізолятора камери.

У камері, зображеній на рис. 21.16, мінімізовано напруженість поля біля робочої поверхні металевих електродів, а функції практично еквіпотенційних електродів, що контактують безпосередньо з оброблюваним об'ємом продукту, виконують відповідні порції самої оброблюваної рідини, яка знаходиться в гальванічному кон-

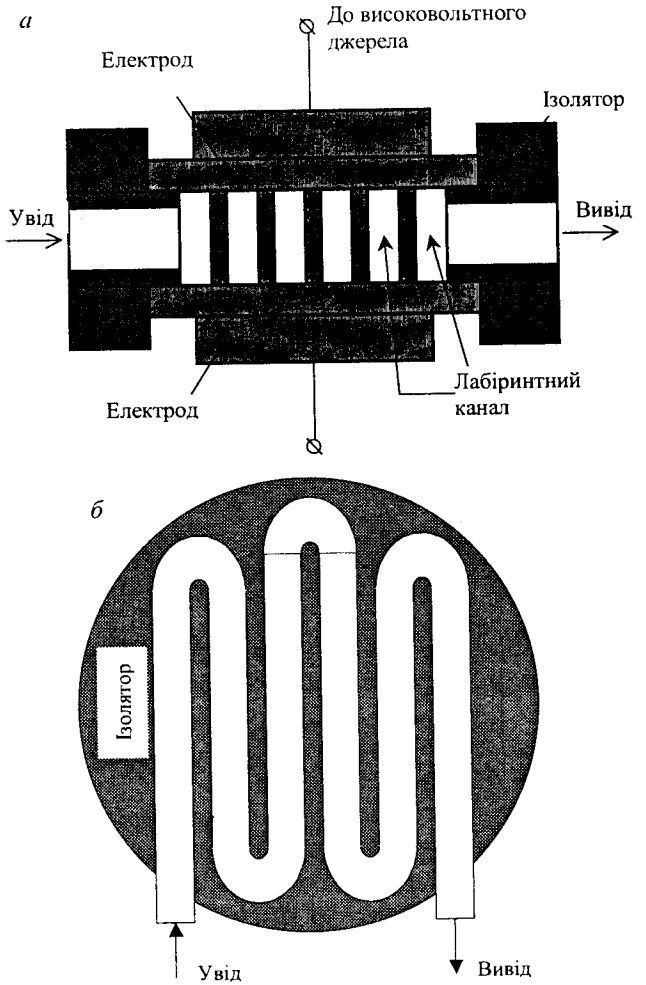


Рис. 21.15. Камера з лабіринтним каналом для протоку рідини.

такті з металевими електродами. В міру протікання оброблюваного продукту через робочу камеру він спочатку відіграє роль одного рідинного електрода, потім потрапляє в об'єм обробки, обробляється і виступає як інший рідинний електрод. Основна напруга прикладається до об'єму обробки, оскільки його поперечний переріз є істотно меншим поперечного перерізу іншої частини оброблюваної рідини (відносно струму, що протікає) у робочій камері. Недоліком цієї камери є те, що в робочому об'ємі

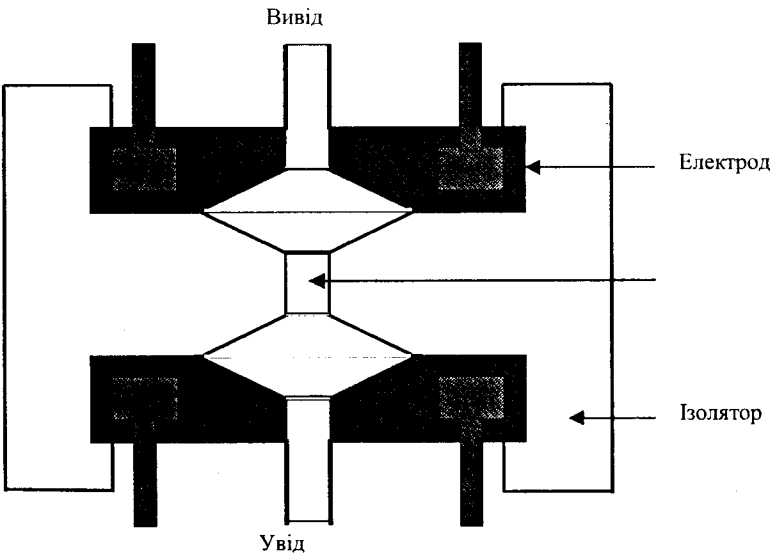


Рис. 21.16. Камера з підвищеною робочою напруженістю поля, близькою до електричної міцності уздовж поверхні розділу, у малому об'ємі.

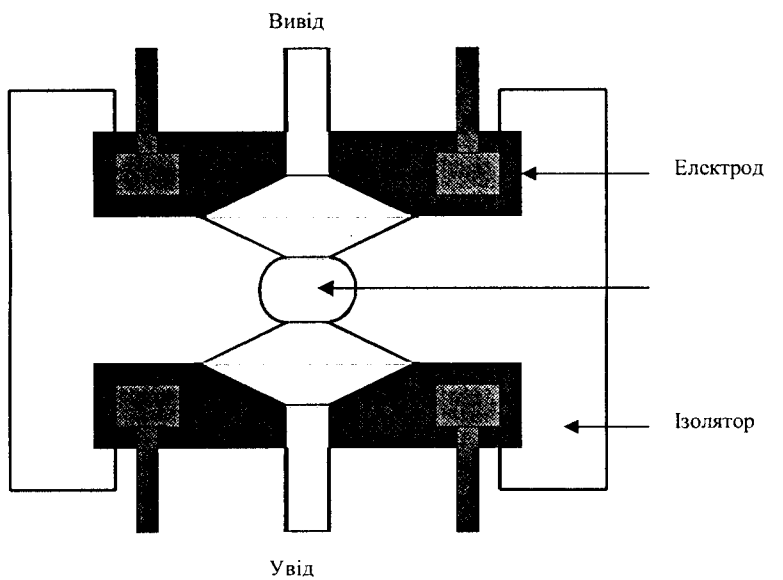


Рис. 21.17. Камера з підвищеною робочою напруженістю поля, близькою до електричної міцності оброблюваної рідини наскрізь, у малому об'ємі.

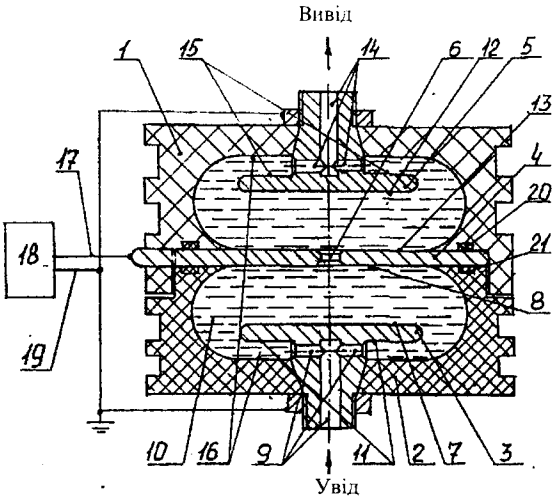


Рис. 21.18. Камера з підвищеною робочою напруженістю поля, близькою до електричної міцності оброблюваної рідини наскрізь, в усьому робочому (великому) об'ємі камери: *1, 2* — половини корпуса; *3* — нижній електрод; *4* — проміжний електрод; *5* — верхній електрод; *6* — наскрізний отвір; *7, 11* — поверхні нижнього електрода; *8, 13* — поверхні проміжного електрода, *9* — отвори для введення в камеру електрооброблюваного продукту; *10* — електрооброблюваний продукт; *12, 15* — поверхні верхнього електрода; *14* — отвори для виведення електрооброблюваного продукту; *16* — внутрішня поверхня корпуса камери; *17* — високовольтний (потенційний) вивід генератора; *18* — генератор імпульсів високої напруги; *19* — заземлений вивід генератора.

зростання робочої напруженості поля обмежене електричною міцністю уздовж поверхні поділу оброблюваної рідини з ізолятором камери.

Цей недолік усунутий у робочій камері, наведеній на рис. 21.17, де поверхня поділу розвинута і відстань уздовж межі поділу, між торцями робочого об'єму, істотно (приблизно у 2 рази) перевищує відстань між ними (торцями) через товщу оброблюваного продукту. Вимога малості поперечного перерізу об'єму обробки відносно поперечного перерізу іншого об'єму з оброблюваною рідиною усередині робочої камери, проте, залишається дотриманою.

Камера, наведена на рис. 21.18, відрізняється тим, що має збільшений об'єм, у якому обмеженням для зростання робочої напруженості служить електрична міцність самого оброблюваного продукту, а не електрична міцність уздовж поверхні його поділу з ізо-

лятором камери. Крім того, під час обробки продукт різко змінює напрямок руху. Це сприяє більшій інактивації мікроорганізмів, оскільки вони при різких змінах напрямку протікання харчового продукту усередині об'єму обробки змінюють орієнтацію щодо вектора напруженості поля, забезпечуючи значний ступінь обробки. Конструкція камери дозволяє також зробити поле в об'ємі обробки більш однорідним при високих і надвисоких робочих напругах (150÷1000 кВ і більше). При орієнтації робочих камер у просторі слід враховувати швидке енерговиділення і швидке нагрівання оброблюваного продукту в них. Унаслідок нагрівання в камері може утворитися градієнт температури в рідині й неоднорідність густини струму, яка (густина) через це усе більш підсилюється. При вертикальному розташуванні робочих поверхонь плоских електродів прогріті шари оброблюваного продукту підійматимуться нагору і шунтуватимуть на себе струм у камері внаслідок вищої питомої електропровідності більш нагрітої рідини. Такого шунтування не відбудеться при горизонтальному розташуванні робочих поверхонь плоских електродів. Ці ж міркування стосуються і коаксіальної конструкції робочої камери (рис. 21.19), однак у цьому випадку шунтування і, отже, неоднорідної обробки продуктів уникнути складніше.

Слід зазначити можливість КВІД-обробки продуктів у тарі, наприклад, у скляних пляшках при коротких високовольтних імпуль-

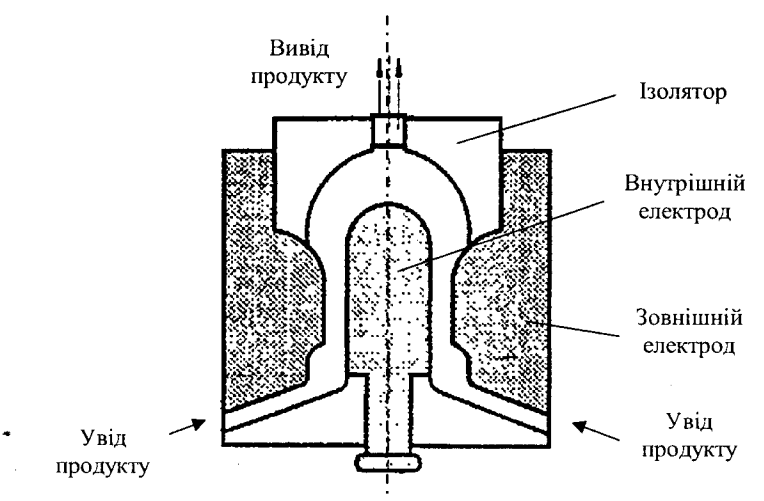


Рис. 21.19. Коаксіальна циліндрична робоча камера.

сах з тривалістю $10^{-9} \div 10^{-8}$ с і високовольтних коливальних імпульсах з характерними частотами $10^{8} \div 10^{9}$ Гц. Це зближує КВІД-обробку з високочастотною (ВЧ) і надвисокочастотною (НВЧ) [14]. Однак КВІД-обробка спирається на іншу елементну базу, що дозволяє генерувати Т-хвилі (поперечні електромагнітні хвилі) і ними вести обробку з більшою глибиною проникнення поля в продукт. До того ж, крім традиційного ВЧ і НВЧ нагрівання, з'являється новий діючий фактор — висока напруженість імпульсного електричного поля, що дозволяє знизити необхідне для ефективної обробки нагрівання, а в граничному варіанті й зовсім його виключити.

При інактивуючій обробці у тарі має місце полегшуючий фактор: у тару розміщується вже до можливої межі мікробіально інактивований та очищений продукт.

Робочою камерою при КВІД-обробці продукту в тарі є спеціальний конденсатор, діелектриком з втратами якого і є оброблювані в тарі продукти. Виділювана при цьому потужність P визначається зі співвідношення [14]:

$$P = 2\pi f \varepsilon_0 E^2 \varepsilon' \mathrm{tg}\delta, \qquad (21.15)$$

де f — частота електромагнітного поля; E — напруженість електричного поля; ε' — дійсна частина комплексної діелектричної проникності; $\mathrm{tg}\delta$ — тангенс кута діелектричних втрат.

З поширенням електромагнітної хвилі від поверхні речовини всередину, потужність її зменшується за експоненціальним законом [14]:

$$P_x = P \times e^{-\alpha x}, \qquad (21.16)$$

де P_x — потужність на відстані x від поверхні речовини; P — потужність на поверхні речовини; α — коефіцієнт згасання,

$$\alpha = \frac{2\pi}{\lambda_0}\left[\frac{\varepsilon'\sqrt{1+\mathrm{tg}^2\delta}-1}{2}\right]^{1/2}, \qquad (21.17)$$

тут λ_0 — довжина хвилі у вільному просторі.

21.3.5. Система переміщення продукту, теплообміну й упакування

Ця система є традиційною. Теплообмінники дозволяють істотно зменшити питомі енерговитрати при КВІД-обробці в проточному режимі. Загальне правило для теплообмінників: чим вища продуктивність, тим менших питомих енерговитрат можна досягти. Основні типи теплообмінників описані, наприклад, у [15]. Найпо-

ширенішими є пластинчасті та трубчасті теплообмінники. Теплообмінники дозволяють значною мірою зберегти енергію, виділену генератором імпульсів у робочій камері, передаючи її з обробленої рідини в необроблену. Схема теплообміну в проточній КВІД-установці наведена на рис. 21.20.

Відмінність від традиційних схем теплообміну полягає в тому, що стрибок температури оброблюваної рідини відбувається в робочій камері завдяки переходу енергії електромагнітних імпульсів у теплову. При цьому перевищення температури оброблюваного продукту на виході з робочої камери над температурою на її вході може досягати кількох десятків градусів. Цей стрибок температури відбувається за десяті частки секунди. Потім продукт, що надійшов у теплообмінник з виходу робочої камери, поступово передає частину теплової енергії продукту, який рухається від насоса по теплообміннику до входу в робочу камеру. Зростання температури в оброблюваному продукті від якоїсь проміжної до миттєвої кінцевої (фінальної), більше якої вона вже не піднімається, стрибком (наприклад, з 63 °С до 83 °С) дозволяє краще зберег-

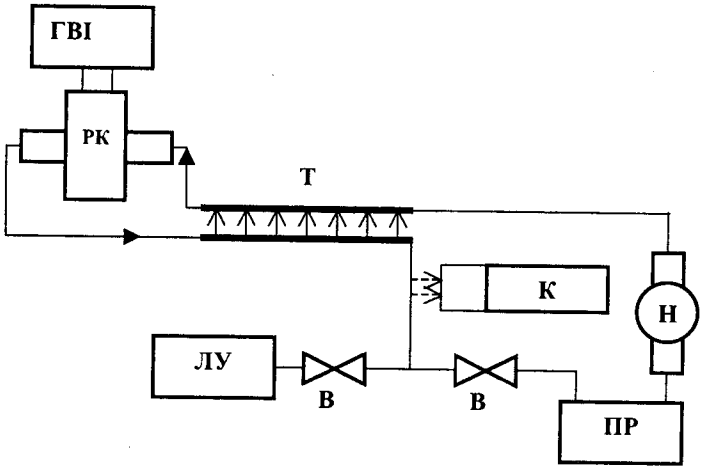


Рис. 21.20. Схема теплообміну в проточній КВІД-установці: РК — робоча камера; ГВІ — генератор високовольтних імпульсів; Т — теплообмінник; Н — насос; ПР — резервуар, з якого подається оброблюваний продукт; В — керований вентиль; ЛУ — лінія упакування; К — контур подачі холодної води;

--> — напрямок передачі теплової енергії, коли працює контур подачі холодної води;

→ — напрямок передачі теплової енергії;

⟶ — напрямок потоку оброблюваного продукту.

ти біологічну і харчову цінність оброблюваних продуктів у порівнянні з традиційними тепловими методами.

Система теплообміну (у тому числі системи з ділянкою охолодження), крім того, дозволяє не допустити зростання температури в оброблюваному продукті понад граничну кінцеву (фінальну) і зберегти початкову цінність продуктів.

У випадку обробки продуктів у тарі система переміщення продукту представляє той чи інший транспортер, що пропускає тару, заповнену оброблюваним продуктом, через робочу камеру відповідної конструкції [14]. При цьому мають бути дотримані правила техніки безпеки при роботі на високовольтних і високочастотних установках.

21.3.6. Система керування і вимірювання

Система забезпечує керування і вимірювання в усіх системах КВІД-установки, різні аварійні відключення високовольтного генератора, у тому числі автоматичне відключення генератора при спробі пройти до нього через двері в огородженні, що оточує високовольтну частину КВІД-установки під час його роботи. Ця система забезпечує вимірювання та реєстрацію (на осцилографах з передачею на комп'ютери) основних вимірюваних величин: струмів, напруг, у тому числі в робочій камері, а також вимірювання напруженості поля, частоти проходження імпульсів, температури оброблюваної рідини, тиску, швидкості її потоку. Система дозволяє керувати режимом роботи високовольтного генератора (регулювати частоту проходження імпульсів, їхню амплітуду і т.д.) і процесом переміщення продукту, теплообміну й упакування.

З урахуванням можливої великої широкосмуговості вимірюваних струмів, напруг, напруженостей поля первинні датчики повинні мати адекватні характеристики, а лінії передачі мають бути перешкодозахищеними, можливо, виконаними зі скловолокна. Реєструюча апаратура має розташовуватися в добре екранованих від електромагнітних перешкод приміщеннях. КВІД-установка повинна задовольняти вимоги електромагнітної стійкості та сумісності з іншими пристроями.

21.4. Переваги і недоліки КВІД-технології

Переваги КВІД-технології:

1. У результаті КВІД-обробки зберігаються початкова біологічна і харчова цінність в оброблених продуктах, причому патогенні

мікроорганізми можуть бути інактивовані цілком, а термін зберігання істотно зростає.

2. Питомі енерговитрати при КВІД-обробці менші, ніж при тепловій (пастеризації і високотемпературній стерилізації), завдяки односпрямованій дії при КВІД-обробці цілого ряду факторів, у тому числі напруженості імпульсного електричного поля і підвищеної температури, яка, проте, є нижчою, ніж при тепловій обробці. Тому КВІД-обробку (у термінах західних вчених — обробку імпульсним електромагнітним полем) часто називають нетепловою, нетермальною.

3. Розробки в галузі КВІД-технології патентоспроможні. Тільки в НТУ «Харківський політехнічний інститут» з 1997 по 2000 р. запатентовано чотири винаходи, причому вони запатентовані як в Україні, так і в Росії.

4. Немає негативних якостей, притаманних конкуруючим технологіям, а саме: виключені будь-які хімічні добавки; немає принципових обмежень щодо глибини проникнення в продукт запропонованих електромагнітних імпульсів, але властивих НВЧ-обробці; немає тіньових зон, властивих променевим (радіаційним) методам обробки (ультрафіолетовій, рентгенівській та ін.), тобто в запропонованій технології обробка є більш однорідною; відсутня залишкова радіоактивність, можлива при радіаційних методах обробки; краще зберігаються початкові біологічна і харчова цінності КВІД-оброблених продуктів у порівнянні з продуктами, обробленими тепловими методами.

5. Дуже широка галузь застосування.

6. Гнучкість — КВІД-установки легко вмонтувати у вже існуючі технологічні лінії. Крім того, можна створити зовсім автономні лінії з КВІД-технологією.

7. Можливість подальшого розвитку і впровадження в нові галузі застосування, наприклад, у фізіотерапію.

8. Немає необхідності в додаткових джерелах енергії і додатковому устаткуванні.

Недоліки КВІД-технології:

1. Необхідність строгого дотримання встановлених режимів КВІД-обробки.

2. Використання високовольтного устаткування, що підвищує вимоги з техніки безпеки.

3. Відсутність у світовій практиці досвіду широкого застосування КВІД-технології і пов'язана з цим недовіра й обережність реальних і потенційних споживачів.

4. Конкуренція з боку існуючих технологій.

21.5. Комерціалізація КВІД-технології

Для комерціалізації, впровадження в промисловість багатьох країн КВІД-технології уже на цей час є вагомі підстави:

1. КВІД-обробка дозволяє зменшити мікробне обсіменіння оброблюваних продуктів у $10^5 \div 10^6$ разів, а патогенні мікроорганізми можуть бути цілком інактивовані.

2. Продукти після КВІД-обробки більшою мірою зберігають початкову біологічну і харчову цінність, ніж після традиційної теплової обробки.

3. КВІД-обробка не передбачає внесення будь-яких шкідливих речовин чи інших хімічних добавок в оброблюваний продукт, будучи комплексом фізичних факторів впливу на продукт.

4. Завдяки наявності двох основних односпрямовано діючих факторів: високої напруженості поля і підвищеної температури — знижуються питомі енерговитрати при КВІД-обробці порівняно з традиційною тепловою обробкою.

Стримуючим фактором у просуванні на ринок поки що є висока вартість силового і високовольтного електротехнічного устаткування КВІД-установок. Так, за оцінками американських фахівців промисловий зразок КВІД-установки продуктивністю від 1000 до 10 000 л/год може коштувати від 500 000 до 1 000 000 доларів США. Однак існують дуже великі ресурси зменшення вартості електротехнічного устаткування для КВІД-технології при постановці його виробництва на потік. У цьому випадку його вартість може зменшитися в 10—20 разів і більше. Крім того, є значний ресурс у використанні найбільш ефективних режимів КВІД-обробки, які можуть знизити питомі енерговитрати на порядок у порівнянні з традиційною тепловою пастеризацією з 50 Дж/мл до 5 Дж/мл. Потреба людей у якісній їжі і зниження цін на КВІД-установки до рівня вартості традиційних пастеризаторів при знижених питомих енерговитратах КВІД-установок, гнучкість КВІД-технології і великий ресурс для розвитку — рушійні сили в просуванні КВІД-технології на ринок харчової промисловості.

21.6. Майбутнє КВІД-технології

Майбутнє КВІД-технології значною мірою залежить від впливу таких режимів КВІД-обробки, які без істотного нагрівання (чи взагалі без нагрівання) оброблюваних продуктів дозволяли б цілком інактивувати (здійснити повний бактерицидний ефект, сте-

рилізувати) мікроорганізми, у тому числі їх спорові форми в оброблюваних продуктах.

При цьому продукти повинні максимально зберігати свою початкову біологічну і харчову цінність і мати збільшений термін зберігання без погіршення якості. Вартість промислових КВІД-установок не повинна при цьому істотно перевищувати вартість традиційних установок для теплової обробки харчових продуктів.

Досягти такого результату можна, враховуючи наявні передумови, якщо вдасться добре зрозуміти механізми нетеплової КВІД-інактивації мікроорганізмів і, можливо, більш глибокого впливу КВІД-обробки [16—19].

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Які основні діючі фактори входять до складу комплексу високовольтних імпульсних дій (КВІД)?
2. За допомогою яких простих емпіричних співвідношень описується дія сильного імпульсного електричного поля на мікроорганізми?
3. Яка будова КВІД – установок?
4. Наведіть типову електричну принципову схему генератора високовольтних імпульсів для КВІД - обробки продуктів.
5. В чому принцип дії та будову високовольтних комутаторів у КВІД-установках.
6. Які процеси відбуваються в робочих камерах КВІД-установок при обробці продуктів?
7. Яким чином здійснюється енергозаощадження при КВІД – обробці?
8. Які форми імпульсів напруги або напруженості електричного поля, що використовуються при КВІД-обробці.
9. Які основні відомі механізми інактивуючої дії на мікроорганізми у водовмісному середовищі зовнішнього сильного імпульсного електричного поля?
10. Які основні переваги і недоліки обробки продуктів за допомогою комплексу високовольтних імпульсних дій.

ЛІТЕРАТУРА

1. *Белый И. В., Фертик С. М., Хименко Л. Т.* Справочник по магнитно-импульсной обработке металлов. — Харьков: Вища школа, 1977. — 168 с.

2. *Усов А. Ф., Семкин Б. В., Зиновьев Н. Т.* Переходные процессы в установках электроимпульсной технологии. — Л.: Наука, Ленинградское отд-ние, 1987. — 189 с.
3. *Тезисы докладов VI научной школы «Физика импульсных воздействий на конденсированные среды».* — Николаев: Ин-т импульсных процессов и технологий НАН Украины, 1993.
4. *First International Symposium on Nonthermal Medical*/Biological Treatments Using Electromagnetic Fields and Ionized Gases. — Symposium Record Abstracts. — Norfolk, Virginia, 1993.
5. *Barbosa-Canovas G. V., Gongora-Nieto M. M., Pathakamury U. R., Swanson B. G.* Preservation of Foods with Pulsed Electric Fields. — San Diego, London, Boston, New York, Sydney, Tokyo, Toronto: Academic Press, 1999. — 197 p.
6. *Schoenbach K. H., Peterkin F. E., Alden R. W. III, Beebe S. J.* The Effect of Pulsed Electric Fields on Biological Cells: Experiments and Applications // IEEE Transactions on Plasma Science. — 1997. — Vol. 25, No 2. — P. 284—292.
7. *Huelsheger H., Potel J. and Niemann E. G.* Killing of bacteria with electric pulses of high electric field strength // Radiat. Environ. Biophys. — 1981. — Vol. 20. — P. 53—65.
8. *Peleg M.* A model of microbial survival after exposure to pulsed electric fields //J. Sci. Food Agric. — 1995. — Vol. 67. — P. 93—99.
9. Sensoy I., Zhang Q. H. and Sastry S. K. Inactivation Kinetic of Salmonella Dublin by pulsed electric fields // J. Food Proc. Eng. — 1997. — Vol. 20. — P. 367—381.
10. *Vega-Mercado H., Pathakamury U. R., Chang E. J., Zhang Q. H., Barbosa-Canovas G. V. and Swanson B. G.* Inactivation of E. Coli by combining pH, ionic strength and pulsed electric fields hurdles //Food Res. Int. — 1996. — Vol. 29(2). — P. 117—121.
11. *Бойко Н. И., Тур А. Н., Евдошенко Л. С., Зарочецев А. И., Иванов В. М.* Высоковольтный генератор импульсов со средней мощностью до 50 кВт для обработки пищевых продуктов //Приборы и техника эксперимента. — 1998. — № 2. — С. 120—126.
12. *Бойко Н. И., Тур А. Н., Рудаков В. В., Евдошенко Л. С., Зарочецев А. И., Иванов В. М.* Высоковольтные импульсные конденсаторы с ресурсом 10^{11} импульсов //Приборы и техника эксперимента. — 1999. — № 3. — С. 92—99.
13. *Бойко Н. И., Тур А. Н., Рудаков В. В., Евдошенко Л. С., Зарочецев А. И., Иванов В. М.* Высоковольтные искровые разрядники для технологических установок // Приборы и техника эксперимента. — 2001. — № 2. — С. 79—88.

14. *Остапенков А. М., Птушкин А. Т.* Электрооборудование пищевых предприятий. — М.: Агропромиздат, 1989.
15. *Ковалев Ю. Н.* Установки для пастеризации молока (Библиотечка механизатора-животновода). — М.: Россельхозиздат, 1981. — 80 с.

Розділ VI
ЕЛЕКТРОМАГНІТНА СУМІСНІСТЬ У ТЕХНІЦІ ВИСОКИХ НАПРУГ

Глава 22
ЗАГАЛЬНІ ПИТАННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЇ СУМІСНОСТІ

(В. І. Кравченко)

22.1. Поняття електромагнітної сумісності

На сьогодні проблема забезпечення електромагнітної сумісності перетворилася на самостійний науково-технічний напрямок, що охоплює численні аспекти радіотехніки, електроніки, електротехніки, біології, медицини й екології.

Діяльність людини в її біологічних і техногенних аспектах протікає в електромагнітному середовищі життя, яке формується різними джерелами природного і штучного походження, що сприятливо чи несприятливо впливають як безпосередньо на людину, тваринний світ і навколишню природу, так і на технічні засоби. При цьому взаємних електромагнітних впливів зазнає і більшість самих джерел цих електромагнітних випромінювань, які, природно, відбиваються на їх функціонуванні.

Якщо ці взаємні впливи не викликають істотних змін початкового стану систем або появи в них залишкових явищ, вважається, що ці системи є електромагнітно сумісними. У противному разі дані системи не сумісні.

Таким чином, під електромагнітною сумісністю (ЕМС) розуміють здатність технічних засобів (ТЗ) і біологічних об'єктів нормально функціонувати в умовах впливу на них електричних, магнітних, електромагнітних полів, струмів і напруг, що існують у навколишньому просторі, і щоб ці засоби і об'єкти при цьому не створювали неприпустимих за умовами збереження працездатності і життєдіяльності електромагнітних впливів іншим об'єктам і системам.

До останнього часу проблеми електромагнітної сумісності у техніці високих напруг (ТВН) не розглядалися. Однак, як показав досвід, більшість елементів теорії і практики забезпечення вимог електромагнітної сумісності різних систем, з одного боку, ґрунтуються на основних розділах техніки високих напруг, а, з іншого боку, обов'язково повинні враховуватися в її практичних аспектах.

Так, сюди насамперед належать широко досліджувані у ТВН грозові явища, розряди в газовому середовищі та на поверхні ізоляції, тобто природні джерела ненавмисних та індустріальних електромагнітних перешкод. Значна увага також приділяється проблемам грозозахисту і заземлення систем передачі та розподілу електроенергії, проектуванню і використанню високовольтного випробувального устаткування.

При цьому багато з питань ТВН, особливо прикладного характеру, на сучасному етапі повинні і можуть бути вирішені тільки з обов'язковим урахуванням вимог ЕМС:

— проектування лінійної ізоляції й арматури високовольтних ліній електропередачі з урахуванням нормованих вимог випромінювання цими лініями індустріальних електромагнітних перешкод;

— улаштування і створення раціональних, малошумяних (відповідно до вимог ЕМС) систем захисних заземлень підстанцій і високовольтних установок;

— забезпечення перешкодозахищеності систем вимірювання, контролю і метрологічного забезпечення високовольтних випробувань.

Особлива увага останнім часом приділяється забезпеченню нормальної життєдіяльності людини в складній електромагнітній обстановці, як сукупності електричних, магнітних (електромагнітних) полів, струмів і напруг в області її існування. Сюди насамперед належать безпечна експлуатація й електромагнітна сумісність високовольтних пристроїв і систем промислового, народногосподарського, культурно-побутового, медичного призначення та людини.

Таким чином, можна сформулювати основні аспекти проблеми електромагнітної сумісності в техніці високих напруг і відзначити їх взаємозв'язок у єдиній системі (рис. 22.1).

Електромагнітна сумісність у ТВН має техногенний і біогенний аспекти — електромагнітну сумісність технічних засобів внаслідок несприятливих впливів електромагнітних випромінювань на навколишню біосферу і насамперед на людину.

Техногенний аспект містить дві складові:

— процеси, пов'язані з формуванням і випромінюванням індустріальних електромагнітних перешкод високовольтними установками та пристроями в процесі їх функціонування;

— сприйнятливість ТЗ до вражаючих дій (стійкість) і дестабілізуючих впливів (витривалість), як правило, потужних електромагнітних перешкод природного та штучного походження.

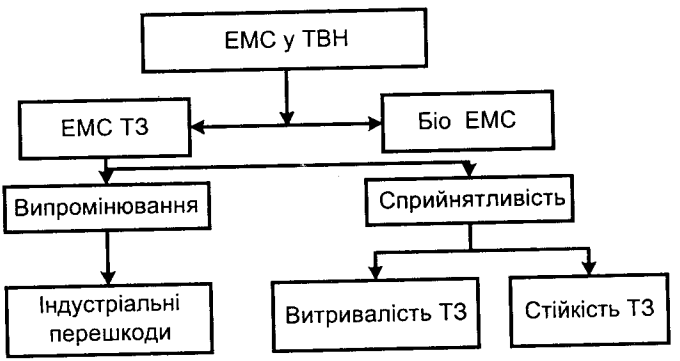


Рис. 22.1. Структурна схема взаємозв'язків аспектів проблеми електромагнітної сумісності у техніці високих напруг.

Найчастіше тривкість та стійкість ТЗ ще пов'язують з оборотними і необоротними порушеннями, що з'являються в технічних засобах під час функціонування в умовах електромагнітних впливів. Оборотні порушення, як правило, являють собою короткочасні збої у роботі систем з наступним повним відновленням їх працездатності. Необоротні порушення супроводжуються руйнуванням елементної бази ТЗ і, як наслідок, повною втратою їх працездатності.

Забезпечення вимог ЕМС, включаючи й область ТВН, має обов'язково здійснюватися на економічній основі. Принцип економічного підходу до розв'язання завдань ЕМС ілюструє рис. 22.2

Великі первинні витрати $З_п$ дозволяють надалі уникнути проблем ЕМС, а також додаткових витрат на виправлення дефектів, що викликають несумісність на етапі введення в експлуатацію. Навпаки, малі початкові витрати з великою імовірністю ведуть до значних витрат на виправлення $З_в$. Крива сумарних витрат на ЕМС залежна від імовірності прояву несприятливих електромагнітних впливів $З$ має мінімум, що насамперед передбачає комплексний підхід до вирішення проблем ЕМС на основі поглиблених знань у цій галузі.

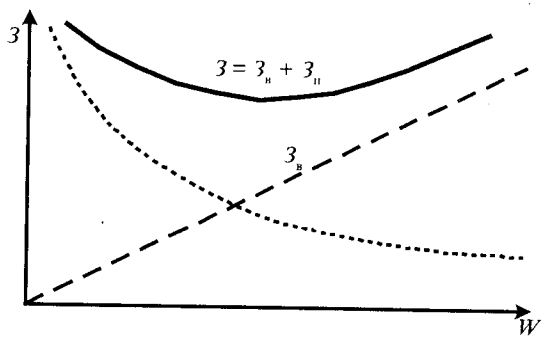


Рис. 22.2. Залежність витрат *З*, пов'язаних із забезпеченням вимог ЕМС, від імовірності порушень функціонування *W* внаслідок недостатнього рівня їх реалізації для ТЗ.

22.2. Біологічні аспекти ЕМС у ТВН

Електромагнітні поля займають значне місце в житті людини, починаючи від регуляції її життєвих процесів і закінчуючи несприятливою дією і небезпечними впливами на її здоров'я.

Біологічні аспекти ЕМС в області ТВН містять у собі дві найважливіші складові частини:

— вплив на людину струмів, що виникають, як правило, при дотику до заземлених частин високовольтних установок, які випадково виявилися під високим потенціалом, або при її перебуванні поблизу місця розтікання струмів у землі, обумовлене як небезпечні напруги дотику і кроку;

— вплив на людину електричних, магнітних або електромагнітних полів, що генеруються природними або штучними джерелами.

Проблема забезпечення вимог ЕМС у біологічних аспектах, в основному, зводиться до забезпечення нормальних умов життєдіяльності і роботи людини у несприятливих умовах електромагнітних впливів шляхом визначення у першу чергу гранично допустимих рівнів і тривалості впливу.

22.2.1. Небезпечні напруги дотику і кроку

Головним джерелом небезпеки для людини є електричний струм, який протікає через її тіло при дотику до частин електроустановок, що знаходяться під різним потенціалом. Перше відчуття (легке свербіння в долонях, які тримають електрод — джерело струму) виникає вже при струмах I = 0,6...1,5 мА. При збільшенні

сили струму до I = 4...6 мА в окремих людей відбувається утруднення розтискання руки («ефект невідпускання»), а при струмах I = 20...25 мА цей ефект настає практично у всіх людей. Подальше збільшення струму призводить до непритомності, а потім до паралічу дихання і загибелі людини, яка потрапила під напругу. Особливу небезпеку становить протікання струму в ділянці серця, коли можуть виникнути некеровані скорочення окремих груп м'язових волокон з частотою на порядок і більше вище нормальної (фібриляція), при цьому припиняється пульсація серця і зупиняється кровообіг. Такий стан може продовжуватися і після того, як дія електричного струму припиняється. Граничні значення струмів відчуття, невідпускання і фібриляції мають великий статистичний розкид для різних людей.

У реальних умовах значення електричного струму, що впливає на людину, залежить від різниці потенціалів між точками контактування рука—нога (напруга дотику) або нога—нога (напруга кроку), а також від опору тіла людини (1000...10 000 Ом) та перехідних опорів у місцях контактів, що можуть варіюватися в досить широких межах 100...10 000 Ом. Тому норми напруг дотику або кроку, виходячи з найбільш несприятливих значень опорів, беруться згідно з наведеними у табл. 22.1.

Таблиця 22.1

Граничнодопустимі рівні напруги дотику і кроку людини для електроустановок високої напруги

Час впливу t, хв	Припустимі рівні напруги U, В
0,01 ... 0,08	650
0,1	500
0,3	165
0,5	100
1,0	50

22.2.2. Вплив електричних і магнітних полів на людину

Тривалий вплив електромагнітних полів на людину може викликати розвиток різних захворювань, а також несприятливі мутації з деякими генетичними наслідками.

Дослідження показали, що в нормальному режимі роботи високовольтне устаткування й особливо лінії електропередачі високої напруги впливають на обслуговуючий персонал внаслідок дії магнітного й електричного полів.

Під дією магнітного поля утруднюється плин крові в кровоносних судинах, що викликає посиніння рук у монтерів, які працюють на лініях великого струму під навантаженням. При дії магнітних полів промислової частоти з напруженістю 8...10 А/м мають місце такі явища: знижується швидкість реакції людини, відбувається зміна швидкості зростання і поділу клітин, змінюється потік іонів калію в мозковій тканині, підвищується температура тіла і збільшується швидкість набирання маси, а також спостерігається втрата орієнтації, нудота, відчуття сильного холоду і болю в кістках.

. Норми припустимих рівнів напруженості магнітних полів становлять 0,001 А/м (f = 5 Гц—2 кГц) на відстані 50 см від джерела струму та 0,0001 А/м для діапазону частот 2...400 кГц.

Тривале систематичне перебування людини в електричному полі з високою напруженістю (E=5 кВ/м і вище за відсутності людини) негативно позначається на її самопочутті. Норми і правила з охорони праці рекомендують допустиму тривалість систематичного перебування обслуговуючого персоналу в електричному полі, наведену в табл. 22.2.

Таблиця 22.2

Гігієнічні норми напруженості електричного поля для персоналу, що обслуговує установки надвисокої напруги

Напруженість електричного поля E, кВ/м	Допустима тривалість перебування людини протягом доби t, хв
До 5	Без обмеження
5 ... 10	180
10 ... 15	90
15 ... 20	10
20...25...25	5
Понад 25	Не допустима

Наведені в табл. 22.2 значення E визначають у найбільш несприятливому місці можливого перебування людини (її відсутності) за умови, що решту часу вона знаходиться в місцях, де напруженість електричного поля не перевищує 5 кВ/м. Крім того, потрібно вжити заходів, що виключають можливість впливу короткочасних електростатичних розрядів на організм людини в робочих умовах. Значно складнішим є нормування допустимої напруженості електричного поля поблизу лінії електропередачі. Тривале систематичне перебування людей у межах смуги відчуження не передбачено, тому на сьогодні як допустимі рівні напруженості електричного

поля під проводами ЛЕП для населеної місцевості звичайно приймають $E < 15$ кВ/м, а для ненаселеної — $E < 20$ кВ/м.

22.3. Основні поняття, терміни і визначення ЕМС

Розвиток будь-якого науково-технічного напрямку приводить до створення специфічних для нього понять, термінів і визначень. В галузі ЕМС на сьогодні поняття в основному вже систематизовані і можуть служити як базові категорії.

Зовнішні діючі чинники електромагнітного поля — електромагнітні явища або процеси зовнішні щодо ТЗ або його складових частин, які викликають або можуть викликати обмеження чи втрату працездатності ТЗ у процесі функціонування (ДСТУ 2793-94).

Електромагнітна сумісність технічних засобів — здатність ТЗ зберігати необхідну якість функціонування при впливі на них електромагнітних перешкод з регламентованим значенням параметрів та не створювати при цьому електромагнітних перешкод іншим ТЗ (ГОСТ 29073-91).

Технічний засіб — електротехнічні, радіотехнічні й електронні вироби, устаткування й апаратура виробничо-технічного, народногосподарського і культурно-побутового призначення (ГОСТ 29037-91).

Якість функціонування технічних засобів — сукупність властивостей і параметрів, що характеризують працездатність ТЗ (ГОСТ 29073-91).

Електромагнітна перешкода — електромагнітний процес, який погіршує або може погіршити якість функціонування ТЗ (ГОСТ 29073-91).

Індустріальні електромагнітні перешкоди — ненавмисні перешкоди, випромінювані ТЗ у процесі свого функціонування (ГОСТ 14777-76).

Потужні електромагнітні перешкоди — електромагнітні перешкоди, вплив яких на ТЗ обов'язково викликає порушення їх нормального функціонування, часткова відмова або повний вихід з ладу в процесі транспортування і (або) зберігання цих засобів (ДСТУ 2793-94).

Електромагнітна обстановка — сукупність електричних, магнітних (електромагнітних) полів, струмів і напруг у розглянутій області простору (ДСТУ 2793-94).

Електромагнітна тривкість технічних засобів — здатність ТЗ зберігати якість функціонування при впливі на них електромагніт-

них перешкод з регламентованим значенням параметрів (ГОСТ 29073-91).

Електромагнітна стійкість технічних засобів — здатність ТЗ протистояти вражаючому впливу на ці засоби електромагнітних перешкод до певного їхнього рівня (ДСТУ 2793-94).

Небезпечний тракт технічних засобів — зовнішнє електричне коло ТЗ, через яке зовнішній діючій чинник електромагнітного поля вражаюче діє на ці засоби (ДСТУ 2793-94).

22.4. Основні нормативні документи в галузі ЕМС

Основні вимоги і параметри, пов'язані із забезпеченням ЕМС ТЗ, містяться в нормативних документах (НД). Обов'язковими до застосування є національні НД, а на території країн СНД ще і міждержавні НД.

В Україні до НД належать Державні стандарти України (ДСТУ), галузеві стандарти (ГСТ), керівні технічні матеріали (КТМ), міжвідомчі технічні вимоги (МТВ) і стандарти підприємства (СТП).

Міждержавні стандарти (ГОСТ) є обов'язковими до застосування на території країн СНД, що підписали відповідну Міждержавну Угоду про єдиний нормативний простір, куди входять: Азербайджан, Вірменія, Білорусь, Казахстан, Молдова, Росія, Таджикистан, Туркменістан, Узбекистан та Україна. Таким чином, НД серії ГОСТ застосовуються в Україні нарівні з ДСТУ.

Нижче наведено основні НД, обов'язкової до застосування в галузі забезпечення вимог ЕМС у ТВН.

ДСТУ 2465-94. Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до магнітних полів частоти мереж. Технічні вимоги і методи випробувань. — Введ. 01.01.95.

ДСТУ 2625-94. Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до загасаючого магнітного поля. Технічні вимоги і методи випробувань. — Введ. 01.07.95.

ДСТУ 2626-94. Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до імпульсного магнітного поля. Технічні вимоги і методи випробувань. — Введ. 01.07.95.

ДСТУ 2793-94. Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до потужних електромагнітних завад. Загальні положення. — Введ. 01.01.96.

ДСТУ 3343-96. Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до електромагнітних полів від високовольтних ліній елек-

тропостачання. Технічні вимоги і методи випробувань. — Введ. 01.07.97.

ДСТУ 3344-96. Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до електромагнітних розрядів статичної електрики від транспортних засобів. Технічні вимоги і методи випробувань. — Введ. 01.07.97.

ДСТУ 3680-98 (ГОСТ 30585-98). Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до дії грозових розрядів. Методи захисту. — Введ. 01.07.99.

ДСТУ 3681-98 (ГОСТ 30586-98). Сумісність технічних засобів електромагнітна. Стійкість до дії грозових розрядів. Технічні вимоги і методи випробувань. — Введ. 01.07.99.

ГОСТ 464-79. Заземления для стационарных установок проводной связи, радиорелейных станций, радиотрансляционных узлов, антенн и систем коллективного приема телевидения. Нормы сопротивления. — Введ. 01.01.80.

ГОСТ 27049-86. Защита оборудования проводной связи и обслуживающего персонала от атмосферных разрядов. — Введ. 01.07.87.

ГОСТ 28934-91. Совместимость технических средств электромагнитная. Содержание раздела технического задания в части электромагнитной совместимости. — Введ. 01.07.92.

ГОСТ 29037-91. Совместимость технических средств электромагнитная. Сертификационные испытания. Общие положения. — Введ. 01.01.92.

ГОСТ 29073-91. Совместимость технических средств измерения, контроля и управления промышленными процессами электромагнитная. Устойчивость к электромагнитным помехам. Общие положения. — Введ. 01.01.92.

ГОСТ 29191-91. Совместимость технических средств электромагнитная. Устойчивость к электростатическим разрядам. Технические требования и методы испытаний. — Введ. 01.07.92.

ГОСТ 29254-91. Совместимость технических средств электромагнитная. Аппаратура измерения, контроля и управления технологическими процессами. Технические требования и методы испытания на помехоустойчивость. — Введ. 01.01.92.

ГОСТ 29280-92. Совместимость технических средств электромагнитная. Испытания на помехоустойчивость. Общие положения. — Введ. 01.01.93.

ГОСТ 30334-95. Совместимость электромагнитная машин электронных вычислительных персональных. Устойчивость к электромагнитным помехам. Технические требования и методы испытаний. — Введ. 01.01.95.

ГОСТ 30374-95. Совместимость технических средств электромагнитная. Устойчивость к микросекундным помехам большой энергии. Технические требования и методы испытаний. — Введ. 01.07.95.

ГОСТ 12.1.002-84. ССБТ. Электрические поля промышленной частоты. Допустимые уровни напряженности и требования к проведению контроля на рабочих местах. — Введ. 01.01.86.

ГОСТ 12.1.006-84. ССБТ. Электромагнитное поле радиочастот. Допустимые уровни на рабочих местах и требования к проведению контроля. — Введ. 01.01.86.

ГОСТ 12.1.038-82. ССБТ. Электробезопасность. Предельно допустимые значения напряжения прикосновения и токов. — Введ. 01.07.83.

ГОСТ 12.1.045-84. ССБТ. Электростатические поля. Допустимые уровни на рабочих местах и требования к проведению контроля. — Введ. 01.07.85.

РД 34.21.122-87. Инструкция по устройству молниезащиты зданий и сооружений. — Затв. Міненерго СРСР 12.10.87.

ГНД 34.20.303-2003 Випробування та контроль стану заземлювальних пристроїв електроустановок. міністерство палива та енергетики України. Наказ № 754 від 16.12.2003.

Крім ДСТУ і ГОСТ, на практиці використовуються міжнародні НД у вигляді стандартів, рекомендацій, звітів і публікацій міжнародних комісій і комітетів, що носять для держав-учасниць цих комітетів і комісій, включаючи й Україну, рекомендаційний характер. Так, в галузі ЕМС це стандарти Міжнародної електротехнічної комісії (МЕК) серії 6100, Міжнародного спеціального комітету з радіоперешкод (СІСПР), Міжнародного консультативного комітету з радіо (МККР), Міжнародного консультативного комітету з телефонії і телеграфії (МККТТ) та ін.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Які основні складові частини теорії і практики забезпечення вимог електромагнітної сумісності технічних засобів?
2. Чим визначається специфіка питань забезпечення вимог електромагнітної сумісності в техніці високих напруг?
3. У чому полягає принципове розходження понять «тривкість» і «стійкість» технічних засобів?
4. Який основний економічний аспект забезпечення вимог електромагнітної сумісності технічних засобів?

5. Який безпечний припустимий рівень напруги дотику людини до електроустановок високої напруги?
6. Які граничнодопустимі рівні напруженості електричних і магнітних полів промислової частоти для обслуговуючого персоналу електроустановок високої напруги?
7. Які нормативні документи, що діють в Україні, носять обов'язковий характер, а які рекомендаційний?

Глава 23
ЕЛЕКТРОМАГНІТНА СУМІСНІСТЬ ТЕХНІЧНИХ ЗАСОБІВ

(В. І. Кравченко)

23.1. Організаційно-технічні заходи забезпечення вимог ЕМС ТЗ у ТВН

Забезпечення вимог ЕМС ТЗ, включаючи й аспекти ТВН, носить комплексний характер і вимагає системного підходу до розв'язання даної проблеми, що включає:

— аналіз електромагнітної обстановки, формованої джерелами потужних електромагнітних перешкод (ПЕМП);

— визначення номенклатури зовнішніх діючих чинників електромагнітного поля (ЗДЧ ЕМП), їх амплітудних параметрів і часових характеристик;

— виявлення з числа типових кіл ТЗ небезпечних з точки зору електромагнітних впливів трактів і дослідження механізму взаємодії з ними ЗДЧ ЕМП;

— визначення рівнів, форми, амплітудних параметрів і часових характеристик струмів і напруг, виникнення яких очікується у зовнішніх та внутрішніх колах ТЗ при електромагнітних впливах, і виділення критичних до цих дій пристроїв, блоків, вузлів і елементів радіо- і електротехнічного устаткування;

— дослідження причин, характеру і видів пошкоджень елементної бази ТЗ у результаті електромагнітних впливів;

— розробку ефективних методів і засобів захисту ТЗ;

— проведення випробувань ТЗ на електромагнітну тривкість та стійкість, включаючи сертифікаційні випробування на відповідність вимогам електромагнітної сумісності.

На рис. 23.1 наведена структурна схема, де показано взаємозв'язки основних організаційно-технічних заходів щодо забезпечення вимог електромагнітної сумісності ТЗ в аспектах ТВН при впливі ПЕМП.

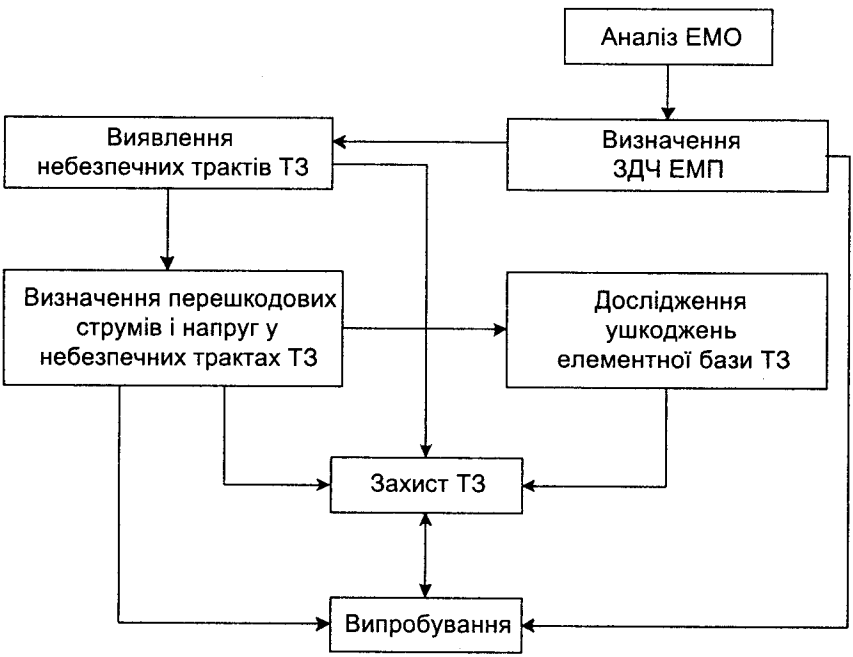


Рис. 23.1. Структурна схема організаційно-технічних заходів забезпечення вимог ЕМС ТЗ у ТВН.

Як випливає зі схеми рис. 23.1, досягнення необхідного рівня електромагнітної сумісності ТЗ до впливу ПЕМП вимагає розв'язання трьох взаємозалежних комплексних завдань:

— дослідження електромагнітних процесів, що супроводжують випромінювання ПЕМП;

— аналіз сприйнятливості радіо- й електротехнічного устаткування до електромагнітних впливів;

— розробку критеріїв визначення і забезпечення необхідного рівня електромагнітної сумісності та стійкості ТЗ до вражаючого впливу ПЕМП.

Розв'язання завдань першої групи вимагає обов'язкового однозначного визначення і задання у вигляді науково-обґрунтованих

норм амплітудних параметрів і часових характеристик ЗДЧ ЕМП.

Для розв'язання завдань другої групи необхідно мати відповідні інженерні методики, які повинні реалізовуватися на етапі проектно-конструкторської розробки ТЗ.

Випробування ТЗ і реалізацію, у разі потреби, захисних заходів (третя група завдань), як правило, проводять у період «доведення» дослідних зразків продукції та її підготовки до серійного виробництва.

Приблизний перелік робіт із забезпечення вимог ЕМС від розробки виробу до його виробництва наведено у табл. 23.1.

Важливе значення при практичній реалізації організаційно-технічних заходів щодо забезпечення вимог ЕМС до впливу ПЕМП мають технічні характеристики, що визначають ці вимоги. Перелік цих технічних характеристик, зокрема, подано у ДСТУ 2793-94. До них належать:

— рівень напруг і струмів джерел ПЕМП;

— рівень напруженості електричних, магнітних, електромагнітних полів джерел ПЕМП;

Таблиця 23.1

Перелік робіт із забезпечення вимог ЕМС

Етап	Початкові дані
Проектування	1. ТЗ на розробку з урахуванням вимог ЕМС виробу (об'єкта) і його компонентів. 2. Нормативні документи на характеристики (параметри) ЕМС. 3. Дані про передбачуваний ЕМО і потенціальні джерела електромагнітних перешкод. 4. Рекомендації із забезпечення ЕМС. Прототипи виробу (об'єкта) та елементної бази.
Конструювання	1. Методи реалізації вимог ТЗ щодо параметрів ЕМС виробу (об'єкта) та його елементів. Рекомендації. 2. Методи реалізації вимог НД у частині ЕМС. Рекомендації. 3. Конструкторсько-технологічні вимоги до ЕМС і методи їх реалізації. 4. Методи контролю (вимірів і випробувань) вимог ТЗ до забезпечення ЕМС виробу (об'єкта).

Продовження табл. 23.1

Етап	Початкові дані
Виробництво	1. Проект ТУ на виріб (об'єкт) з урахуванням вимог до характеристик (параметрів) ЕМС. 2. Проект ТУ на елементи виробу з урахуванням вимог до характеристик (параметрів) ЕМС. 3. Способи реалізації вимог ЕМС. 4. Методи, засоби і плани випробувань виробу (об'єкта) та його елементів щодо параметрів ЕМС.
Випробування, монтаж і здача виробу	1. ТУ на випробування (методи і засоби) елементів виробу щодо параметрів ЕМС. 2. ТУ на автономні випробування (методи і засоби) щодо параметрів ЕМС виробу (об'єкта). 3. ТУ на випробування (методи і засоби) виробу (об'єкта) у комплексі з іншими виробами (об'єктами) у загальній системі. 4. ТУ на монтаж виробу (об'єкта) у комплексі з іншими виробами (об'єктами) щодо параметрів ЕМС у системі.

— рівень напруг і струмів, що виникають у небезпечних трактах ТЗ при прямих і непрямих впливах джерел ПЕМП, включаючи їх гальванічний вплив;

— рівень сприйнятливості ТЗ до електричних, магнітних, електромагнітних полів джерел ПЕМП;

— рівень сприйнятливості до перешкод у колах живлення, керування і передачі інформації;

— рівень сприйнятливості ТЗ до динамічних змін (підвищень, знижень і провалів) напруги в мережі живлення;

— рівень потужності (енергії) перешкод на входах (виходах) небезпечних трактів ТЗ;

— рівень електричної міцності ізоляції елементної бази вхідних (вихідних) ланцюгів ТЗ.

23.2. Джерела потужних електромагнітних перешкод і формована ними електромагнітна обстановка

23.2.1. Електромагнітна обстановка

Взаємодія між джерелами ПЕМП і ТЗ здійснюється через електромагнітні поля. У реальній обстановці ТЗ зазнають впливу електромагнітних полів випромінювання від великого числа джерел.

Через взаємну проникність електромагнітних полів у будь-якій області простору в один і той самий момент часу існують поля різних джерел. У реальних умовах вони впливатимуть на нормальну роботу ТЗ, що може призвести до погіршення якості функціонування цих засобів або виходу їх з ладу. Усе це є наслідком тієї або іншої електромагнітної обстановки.

Як правило, електромагнітні поля в оточуючому просторі створюються джерелами, випромінювання яких не передбачено їх функціональним призначенням, а також джерелами природного походження. Вплив джерел ПЕМП, звичайно, призводить до погіршення якості функціонування ТЗ і, крім того, супроводжується несприятливими наслідками для них ЕМО, що відповідає таким наслідкам, визначається як *несприятлива*.

При розв'язанні завдань організаційного і технічного характеру, пов'язаних з формуванням ЕМО, її розділяють на *існуючу* і *передбачувану*. Якщо джерела електромагнітного випромінювання заздалегідь відомі, мають незмінні місця розташування, то ЕМО, формована такими джерелами, визначається як *існуюча*.

На практиці в основному доводиться стикатися з *передбачуваною* ЕМО, коли до існуючих джерел електромагнітного випромінювання в будь-який момент можуть додатися інші, що раніше не брали участі у її формуванні, наприклад, блискавки або прилеглі високовольтні лінії електропередачі, які з тієї або іншої причини виявились в аварійних режимах.

Електромагнітна обстановка також може бути *стабільною* і *нестабільною* у часі. Така класифікація характерна для об'єктів, що рухаються, та для ТЗ, які зазнають впливу електромагнітних полів, що переміщуються в просторі, джерел випромінювання, коли інтенсивність випромінювання змінюється при вході або виході із зони дії нових джерел, а також тих, які раніше ще не брали участі у формуванні даної ЕМО.

Якщо вважати визначальною ознакою ЕМО місце розташування тих джерел електромагнітних випромінювань, які несприятливо впливають на ТЗ, то ЕМО можна підрозділити на *зовнішню* і *внутрішню*. Коли джерела перешкодових полів не є складовою частиною ТЗ, вони створюють *зовнішню* ЕМО відносно ТЗ, що розглядаються. У противному разі, коли ТЗ сам несприятливо впливає на своє функціонування, ЕМО визначається як *внутрішня*. Найчастіше особливий інтерес становить зовнішня ЕМО.

На формування характеристик зовнішньої ЕМО впливають:

— різновид джерел ПЕМП та їх енергетичні характеристики;

— амплітудно-часові (частотні) характеристики випромінювання ПЕМП;

— поляризаційні характеристики спрямованості випромінювання ПЕМП;

— стан середовища й області формування ЕМО;

— відстань від джерела електромагнітного випромінювання до області, що розглядається, і відповідні йому поля ближньої або дальньої зон випромінювання.

При визначенні процесів формування ЕМО в заданій області та її характеристик важливу роль відіграють способи опису електромагнітної обстановки. Без кількісного опису ЕМО неможливо правильно оцінити і забезпечити вимоги ЕМС ТЗ.

На цей час сформувалися три підходи до опису ЕМО: електродинамічний, енергетичний та імовірнісний.

Електродинамічний підхід є найбільш поширений і застосовуваний на практиці. Він ґрунтується на розв'язанні системи диференціальних рівнянь Максвелла і знаходженні значень напруженості електричного і магнітного полів у певній точці або ділянці простору від заданих зосереджених або розподілених джерел.

Енергетичний підхід застосовується в тому випадку, коли необхідно знати потужність, що може виділитися в рецепторі (чутливому елементі ТЗ) електромагнітної енергії. Це дозволяє оцінити імовірність виходу з ладу ТЗ, якщо енергія електромагнітного поля, трансформуючись у теплову на елементах ТЗ, призведе до вигоряння або інших необоротних процесів у напівпровідникових або інших чутливих до зміни експлуатаційних умов елементах.

Імовірнісний підхід використовують при визначенні характеристик надійності технічних засобів, їх окремих блоків і вузлів, що мають рецептори енергії ПЕМП. При цьому кількісно оцінюють ЕМО порівнянням імовірностей перевищення наперед заданих за умовою збереження працездатності ТЗ рівнів сигналів та вхідних сигналів перешкод.

23.2.2. Джерела потужних електромагнітних перешкод

Залежно від виду і характеру основні джерела випромінювання ПЕМП згідно з ДСТУ 2793-94 (рис. 23.2) поділяються на два великих класи: перешкоди **природного** і **штучного** походження.



Рис. 23.2. Види потужних електромагнітних перешкод і їх джерела.

Перешкоди штучного походження виникають у процесі техногенної людської діяльності. Перешкоди природного походження не пов'язані з процесами життєдіяльності людини й існують не залежно від них.

Перешкоди штучного походження у свою чергу поділяються на *ненавмисні* й *організовані*.

Ненавмисні перешкоди виникають у процесі використання різного роду пристроїв і є природним наслідком їхнього функціонування. Оскільки ці пристрої, в основному, є промислового призначення, то випромінювані ними перешкоди називають індустріальними.

Організовані електромагнітні перешкоди створюються штучно з метою погіршення якості функціонування або виведення ТЗ з ладу. До останнього часу такі перешкоди у теорії і практиці забезпечення вимог ЕМС не розглядалися. Однак ситуація змінилась, й організовані перешкоди стали розглядатися після введення (за рекомендаціями МЕК) електромагнітного імпульсу ядерного вибуху як фактора, що вражаюче впливає на системи телекомунікаційного зв'язку, персональні ЕОМ, автоматизовані системи керування промисловими і виробничими процесами.

Таким чином, основними джерелами потужних електромагнітних перешкод природного і штучного походження, які певною мірою стосуються не тільки забезпечення вимог ЕМС, але й ТВН, є: грозові розряди; розряди статичної електрики; електромагнітний імпульс ядерного вибуху; індустріальні електромагнітні перешкоди від високовольтних ліній електропостачання, контактної мережі залізниць і високовольтного устаткування для наукових досліджень і технологічних цілей.

Джерела природного походження. *Грозові розряди* (блискавки) — це найпоширеніше джерело потужних електромагнітних перешкод природного походження. Енергія каналу розряду блискавки становить приблизно 10^5 Дж/м і чинить акустичний (грім), термічний, світловий і електромагнітний вплив на навколишнє середовище.

Електромагнітний вплив блискавки на ТЗ може виявлятися при прямих або близьких ударах і віддалених грозових розрядах. При прямих і близьких ударах блискавка або уражає безпосередньо об'єкт, або б'є в систему грозозахисту.

Віддалені грозові розряди впливають на ТЗ у вигляді грозових електромагнітних імпульсів. На рис. 23.3 наведені можливі впливи грозових розрядів на об'єкти промислового і народногосподарського призначення, що мають електротехнічне устаткування.

З точки зору електромагнітної сумісності прямі й близькі удари блискавки в об'єкт і систему грозозахисту насамперед викликають підвищення потенціалу заземлюваних пристроїв відносно віддалених точок до мільйона вольтів. У петлях, утворених кабелями сигнальних ланцюгів та їх провідниками, що зв'язують різні об'єкти, у тому числі й у лініях електропостачання, передачі даних можуть залежно від площі цих петель і відстаней до місця удару індуціювати напруги від декількох десятків вольтів до багатьох сотень кіловольтів.

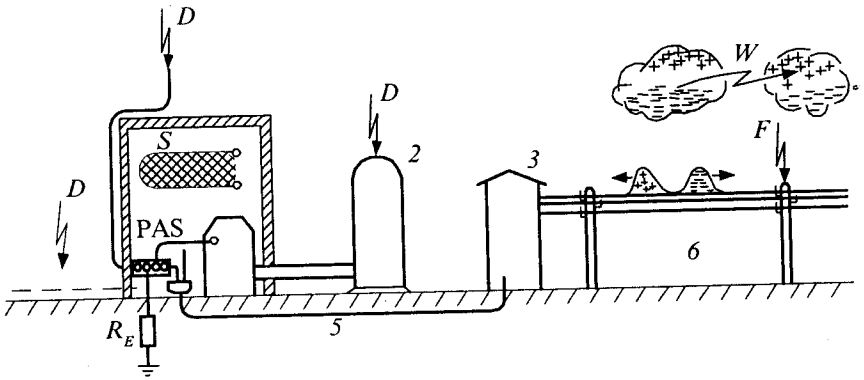


Рис. 23.3. Можливі впливи блискавки: *D* — безпосередній удар; *F* — вилучений розряд; PAS-шина, що вирівнює потенціал; *R* — опір заземлення; *W* — розряд між хмарами; *1* — об'єкт, що захищається; *2* — частина об'єкта, що захищається; *3* — трансформаторна підстанція; *4* — кабель зв'язку; *5* — кабель електроживлення низької напруги; *6* — лінія електропередачі.

При віддалених блискавичних розрядах формований ними грозовий електромагнітний імпульс викликає виникнення у лініях електропередачі, антенно-фідерних пристроях, дуже довгих лініях зв'язку наведених напруг від десятків вольтів до декількох кіловольтів.

З усіх різновидів блискавок, які зустрічаються в природі, лінійна блискавка (надалі блискавка) виникає найчастіше і є, у порівнянні з іншими видами грозових розрядів, найпоширенішим джерелом ПЕМП.

Грозовий розряд розвивається різними шляхами. Внутрішньохмарові розряди найчастіше бувають під час гроз, що виникають високо над землею. У таких умовах блискавці легше розвиватися від нижньої частини зарядженої області хмари до верхньої або навпаки, ніж пройти довгий шлях від основи хмари, тобто найближчого до землі її краю, до поверхні землі. Внутрішньохмарові розряди нерідко спостерігаються в посушливих районах, де хмари знаходяться над поверхнею землі вище, ніж у районах з вологим кліматом.

Для широт України, де хмари розташовані на висоті 1,5—3 км, число внутрішньохмарових і міжхмарових розрядів становить до 85 % від усього числа блискавок. Таким чином, у землю надходить до 10—15 % усіх грозових розрядів.

Поляризація грозової хмари в процесі її утворення відбувається неоднаково. У 75—85 % усіх випадків основа хмари несе негативний заряд, і в процесі розряду заряд саме цієї полярності пере-

дається землі, при цьому амплітудні значення струму блискавки при негативній її полярності в середньому в 1,5—2 рази нижче, ніж при позитивній.

У процесі формування розряду блискавка проходить такі стадії: лідерну, або стримерну, головну і післясвітіння. Саме головна стадія блискавки є основним джерелом ПЕМП. Внаслідок того, що в грозовій хмарі утворюється декілька ізольованих один від одного скупчень однойменних зарядів, блискавки звичайно бувають багаторазовими, тобто складаються з кількох одиничних розрядів, що розвиваються по одному й тому самому шляху. Середня тривалість головного розряду — 20—50 мкс, число повторних розрядів може коливатися від 2 до 20, інтервал часу між повторними розрядами становить 0,001—0,5 с.

Грозова електромагнітна обстановка (ГЕМО) характеризується струмами блискавки, а також електричними, магнітними (електромагнітними) полями.

Амплітудно-часові характеристики імпульсу струму блискавки носять імовірнісний характер і змінюються в широких межах. Так, струм блискавки змінюється від одиниць до сотень кілоамперів. Експериментально встановлено, що блискавки з великою амплітудою струму виникають досить рідко. Так, струм блискавки у 180 кА буває у 0,1% випадків від загального числа спостережуваних блискавкових розрядів. Кількість випадків ударів блискавки зі струмами 80 кА становить 4%, а зі струмами 20 кА — 50%.

На амплітуду струму блискавки значно впливає питомий опір ґрунту. У районах з погано провідними ґрунтами (в межах 600...1000 Ом·м) середні струми блискавки матимуть амплітуду 15 кА. У той самий час у районах з питомим опором ґрунту 100...200 Ом·м значення амплітуд струму блискавки за інших однакових умов можуть бути на порядок вищими.

За даними численних спостережень, при ударах блискавки в землю тривалість фронту імпульсів струму блискавки коливається в межах від 1 до 15 мкс, а тривалість імпульсу досягає 10...100 мкс.

На рис. 23.4 наведено криві імовірності процентного розподілу амплітудно-часових характеристик імпульсів струму блискавки, характерних для України.

Найбільші значення амплітуд у спектрі імпульсу струму блискавки відповідають частотному діапазону 2...100 кГц.

При забезпеченні вимог ЕМС ТЗ до дестабілізуючих впливів і вражаючих дій ПЕМП розроблювачі в основному звертають ува-

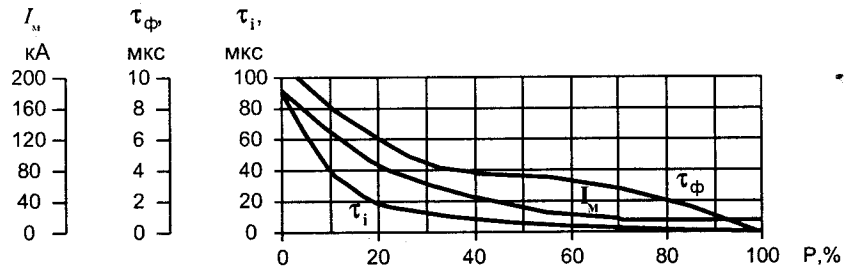


Рис. 23.4. Криві імовірності процентного розподілу амплітудно-часових характеристик струму блискавки.

гу на області з несприятливою ЕМО. Для грозових розрядів у цьому зв'язку можна виділити дві характерні області формування перешкодових електромагнітних полів.

Перша — це область відносно близьких до ТЗ відстаней, коли не відбувається прямої поразки об'єкта блискавкою до 5...10 км від каналу її розряду. Друга область поширюється від 10 км і далі.

Перша область характеризується наявністю потужних імпульсних електричних і магнітних полів, безпосередньо пов'язаних з розподіленими зарядами і струмами в каналі блискавки. Друга зона містить імпульсні поля випромінювання каналу блискавки — грозовий електромагнітний імпульс (ГЕМІ).

Імпульсні електричні поля першої зони мають параметри: тривалість фронту імпульсу 50...150 мкс, тривалість напівспаду 5...20 мс. Імпульсне магнітне поле цієї зони за формою повторює струм у каналі блискавки, і її часові характеристики знаходяться в межах: тривалість фронту імпульсу 2...8 мкс, тривалість напівспаду 20...50 мкс. Амплітудні значення мають значення відповідно: 50...300 кВ/м та 50...1000 А/м.

Грозовий електромагнітний імпульс має такі амплітудно-часові параметри: тривалість фронту імпульсу 0,04...0,1 мкс, тривалість напівспаду 0,5...2,0 мкс, напруженість електричного поля від 15 до 100 кВ/м.

Найбільші значення амплітуд у спектрі імпульсних електромагнітних полів грозових розрядів відповідають частотному діапазону 10 кГц...30 МГц.

Основні параметри ГЕМО нормовані в ДСТУ 3681-98 (ГОСТ 30585-98) і стандартах МЕК серії 61024.

Розряди статичної електрики (РСЕ) являють собою джерело електромагнітних перешкод як природного, так і штучного походження, що належать до підкласу індустріальних перешкод. Під РСЕ розуміють процеси вирівнювання зарядів між окремими твердими, рідкими і газоподібними тілами, які несуть різнойменні електростатичні заряди.

До електростатичних зарядів схильні людина, транспортні засоби (легкові автомобілі, мікроавтобуси, автобуси, гелікоптери і літаки), продукти перекачування і транспортування (бензин, олії, сипучі продукти).

Електростатичні заряди виникають на тілах через електризацію, причиною якої можуть бути або механічні процеси (тертя), або електростатична індукція. І в першому, і в другому випадках тіла заряджаються до значних потенціалів, пропорційних електричній ємності цих тіл щодо землі.

У середньому залежно від об'єктів електризації на них може нагромаджуватися потенціал від одиниць до сотень кіловольтів. Так, на людині (операторі) у процесі роботи при ємності 100...300 пФ може з'явитися потенціал у 15...25 кВ і накопитися енергія 10...50 мДж. Автомобіль при ємності 1000 пФ може зарядитися в процесі експлуатації до 100 кВ, а літак до 300 кВ.

При наближенні або зіткненні зарядженого тіла з заземленим предметом відбувається розряд, що призводить до порушень якості функціонування чи навіть виходу з ладу ТЗ, особливо тих, що мають напівпровідникову елементну базу. Таким чином, РСЕ в аспектах ЕМС є фактором, який необхідно обов'язково враховувати.

На рис. 23.5 наведена схема заміщення ланцюга розряду і відповідна їй типова форма струму, що виникає при РСЕ з людини та ТЗ.

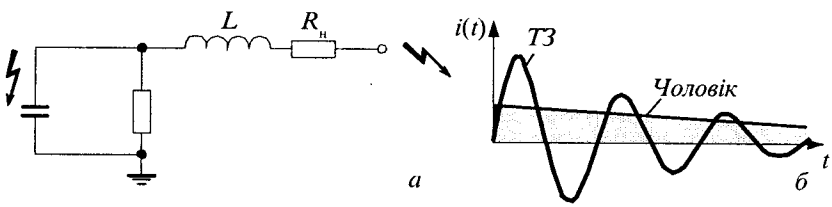


Рис. 23.5. Схема заміщення (*а*) і форма струму (*б*) при РСЕ з оператора або побутового предмета.

В аспектах забезпечення вимог ЕМС на ТЗ РСЕ можуть впливати прямо (контактний розряд) і непрямо (повітряний розряд). І в тому, і іншому випадку по елементах і колах ТЗ протікатиме ім-

пульсний струм. Також кожен розряд статичної електрики супроводжується виникненням електричних і магнітних полів з амплітудами відповідно 1...5 кВ/м і 5...15 А/м на відстанях 10...20 см від каналу розряду.

Основні параметри ЕМО формованої РСЕ від операторів і транспортних засобів нормовані в ГОСТ 29191-91 та ДСТУ 3344-98.

Джерела штучного походження організованих і ненавмисних електромагнітних перешкод. *Електромагнітний імпульс ядерного вибуху* (ЕМІ ЯВ) належить до класу потужних організованих електромагнітних перешкод, механізм утворення якого пов'язаний з миттєвим вивільненням енергії при ядерному вибуху. Поряд з іншими явищами, при цьому виникає імпульс гамма-випромінювання, що триває приблизно 100 нс і несе близько 0,1% загальної енергії. Гамма-випромінювання в атмосфері викликає електричний струм, що супроводжується формуванням у геомагнітному полі Землі могутнього електромагнітного випромінювання — ЕМІ ЯВ. Цей імпульс має вигляд, близький за формою до подвійної експоненти (якісно аналогічний нормованому ГЕМІ) із тривалістю фронту порядку 5 нс і тривалістю напівспаду приблизно 200 нс (рис. 23.6,*а*)

Максимальне нормоване значення напруженості електричного поля ЕМІ ЯВ дорівнює 50 кВ/м, магнітного поля — 133 А/м.

Найбільші значення амплітуд у спектрі імпульсних електромагнітних полів висотного ядерного вибуху відповідають частотному діапазону 1...100 МГц (рис. 23.6,*б*)

Особливо небезпечними (з точки зору вражаючого електромагнітного впливу на радіо- й електротехнічне устаткування) є ЕМІ від ядерних вибухів, що відбуваються за межами атмосфери (на

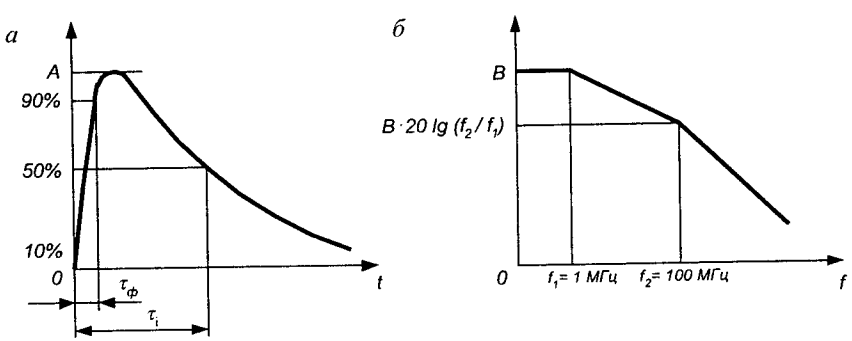


Рис. 23.6. Форма (*а*) і частотний спектр (*б*) електромагнітного імпульсу ядерного вибуху.

висоті понад 60 км). Специфіка цих імпульсів полягає в тому, що їхня дія поширюється на значну площу — до декількох десятків і сотень тисяч квадратних кілометрів. Особливо небезпечними є впливи ЕМІ ЯВ на протяжні системи (лінії електропередачі, телефонні мережі, розгалужені телекомунікаційні системи), у яких внаслідок розподіленого наведення й утворення хвиль може акумулюватися значна енергія.

Основні параметри ЕМО формованої ЕМІ висотного ЯВ нормовані в стандартах МЕК серії 61000.

Високовольтні лінії електропостачання (ВЛЕП) є найпоширенішими джерелами ненавмисних індустріальних електромагнітних перешкод, що за певних умов можуть бути також і потужними.

ЛЕП складова частина загальної системи виробництва, передачі та розподілу електроенергії. Найпоширенішими ЛЕП є повітряні лінії, виконані голими проводами, підвішеними на ізоляторах і змонтованих на залізобетонних, металевих або дерев'яних опорах.

У процесі експлуатації ЛЕП високої і надвисокої напруги можуть стати джерелом ненавмисних індустріальних електромагнітних перешкод таких видів:

— шумових перешкод високого і надвисокого діапазону частот;

— перешкод тонального діапазону частот;

— потужних електромагнітних перешкод робочих та аварійних режимів ЛЕП.

На поверхні проводів фаз повітряних ліній високої і надвисокої напруги напруженість електричного поля перевищує в окремих місцях значення електричної міцності навколишнього повітря, що призводить до виникнення в цих місцях часткових розрядів. Унаслідок різкої неоднорідності поля такі розряди можуть існувати тільки поблизу проводу, утворюючи коронний розряд, який і стає джерелом шумових перешкод, що впливають на якість радіоприймання. Їх спектр поширюється аж до діапазону ультрависоких частот.

Ще одним джерелом перешкод, який найчастіше формують лінії середньої напруги, є іскрові розряди між нещільно з'єднаними металевими частинами або між металевими частинами і поверхнями ізоляторів. Спектр цих іскрових розрядів поширюється до дуже високих частот і викликає в першу чергу перешкоди телебаченню. Взагалі діапазон частот шумових перешкод лежить у межах 0,01...0,15 МГц та 0,15...1000 МГц.

Ємнісний ефект ЛЕП разом з нелінійними властивостями елементів, що входять до енергетичної системи (трансформатори з насиченим магнітопроводом) можуть стати причиною формування лінією в оточуючому просторі електромагнітних перешкод не тільки промислової частоти, але й гармонік з частотним діапазоном 0,1...150 кГц і вище. Найбільші амплітуди мають гармоніки в діапазоні тональних частот 0,1...3.5 кГц. Такі перешкоди найчастіше несприятливо впливають на лінії проводового зв'язку на ділянках їхнього зближення з ЛЕП.

Потужні електромагнітні перешкоди в основному формуються поблизу від ЛЕП у смузі відчуження під її проводами, коли ЛЕП працює в робочому та аварійному режимах, як правило режимі короткого замикання на землю (табл. 23.2).

Таблиця 23.2

Значення струмів короткого замикання ЛЕП

Лінійна напруга, кВ	110	220	330	400	500	750
Максимальне значення струму КЗ, кА	95	109	95	43	79	31

При цьому під проводами ЛЕП формується ЕМО з частотою мережі 50 Гц, напруженістю електричного поля від 1 до 50 кВ/м і магнітного поля від 100 до 1000 А/м залежно від робочої напруги

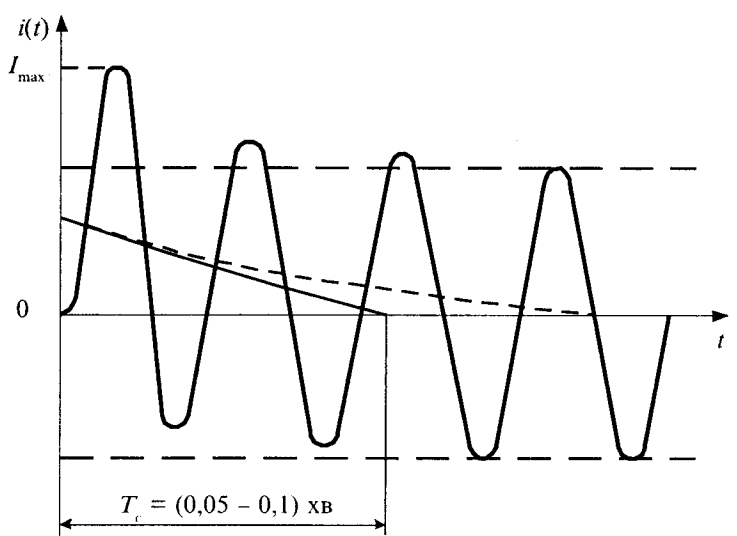


Рис. 23.7. Зміна в часі струму однофазного КЗ ЛЕП.

ЛЕП. На рис. 23.7 наведено часову залежність струму однофазного короткого замикання на землю ЛЕП.

Дані види електромагнітних перешкод небезпечні для електронного устаткування, розташованого поблизу від ЛЕП, а також для електронних систем тих автомобілів, які опиняються під ЛЕП, що перетинають шосейні дороги.

Основні параметри ЕМО, формованої високовольтними ЛЕП, нормовані в ГОСТ 22012-82 і ДСТУ 3343-96.

Контактна мережа залізниць (КМЗ) як джерело ПЕМП за своїми властивостям є дуже близькою до високовольтних ЛЕП, оскільки режими роботи КМЗ мають багато спільного з режимами роботи ЛЕП змінного і постійного струму.

В Україні електрифіковані залізниці працюють на постійному й однофазному змінному струмі промислової частоти. Залежно від призначення для електрифікації залізниць постійним струмом застосовують напругу 600...800 В для міського транспорту (трамвай, тролейбус і метрополітен) і 3300 В для магістральних залізниць. При електрифікації залізниць змінним струмом напруга КМЗ становить 25...27 кВ.

Напруга на шини тягових підстанцій КМЗ постійного струму подається від випрямлячів, що перетворюють напругу трифазного змінного струму в постійний. Через асиметрію фазових напруг високовольтних ЛЕП трифазного струму, що живить тягову підстанцію, випрямлена напруга матиме пульсації з частотою гармонік, кратних і не кратних 300 Гц.

При живленні електровозів змінно-постійного струму від КМЗ змінного струму у ній, як і в ЛЕП, що має зв'язок з навантаженням, що містить випрямні елементи, трансформатори тощо, будуть присутніми, крім основної промислової частоти, і гармоніки від 0,1 до 150 кГц. Внаслідок того, що струми гармонік у КМЗ можуть досягати десятків сотень амперів, контактна мережа змінного струму є серйозним джерелом ПЕМП.

Особливу небезпеку становить КМЗ в аварійних режимах і в робочих режимах при живленні навантажень, що рухаються (електровозів). На рис. 23.8 наведено зміни в часі струмів КЗ у контактній мережі постійного і змінного струму.

Максимальні значення струму КЗ у мережі змінного струму становлять 4,8...5 кА, а постійного струму — 26...28 кА. Пускові струми робочого режиму КС у 3...5 разів менше, ніж струми КЗ.

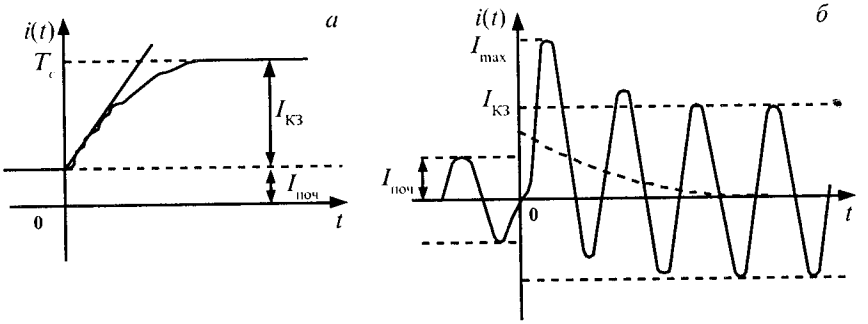


Рис. 23.8. Форми струмів КЗ у контактній мережі залізниць постійного (*а*) і змінного (*б*) струму.

З точки зору електромагнітної сумісності КМЗ є небезпечними для систем релейного зв'язку залізниці, провідних ліній міжміського телефонного зв'язку на ділянках зближення з КМЗ й особливо для ТЗ, що містять радіо- та електротехнічне устаткування, та транспортуються по залізниці.

Високовольтні установки. Сучасний розвиток науки і техніки неможливо уявити без застосування високоенергетичного устаткування, складовою частиною якого є високовольтні та потужнострумові установки, високовольтні джерела напруг і струмів, що самі по собі або в сукупності із зарядно-розрядним контуром або технологічним оснащенням і є джерелами ПЕМП.

Джерелами електромагнітних випромінювань високовольтних установок можуть бути:

— часткові розряди в джерелах високої напруги (випробних трансформаторах, каскадах трансформаторів або каскадах випрямлячів), що виявляються, як правило, у вигляді корони і практично не усуваються при робочих напругах високовольтних пристроїв понад 10^6 В;

— власні коливання у високовольтних установках у робочих режимах з частотою 3...4 МГц та амплітудою струмів до декількох десятків кілоамперів, що виникають через великі розміри і наявність зосереджених і розподілених реактивних елементів, які утворюють коливальні контури, що збуджуються при різкій зміні в них напруг (зрізі випробного імпульсу, пробої або перекриттях);

— основний розрядний контур, особливо в режимі КЗ, низькоомного навантаження чи розрядного проміжку, коли амплітудні

значення струмів або напру*2* досягають граничних для даної високовольтної установки значень.

До *9*айбільш інтенсивних перешкод, небезпечних для дискретних систем автоматики в пристроях низької напруги, належать створювані при комутації індуктивних ланцюгів. У несприятливих випадках можуть виникати перенапруги до 10 кВ зі швидкістю зростання 100 В/нс, часом наростання від 1 нс до 1 мс і тривалістю імпульсів від 100 нс до 1 мс.

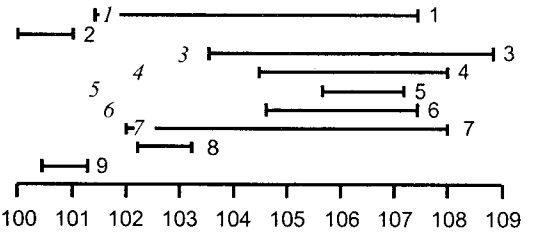


Рис. 23.9. Частотні спектри індустріальних радіоперешкод, створюваних високовольтними установками: *1* — комутаційні процеси; *2* — стрибки навантаження; *3* — генератори високої частоти; *4* — комп'ютерні системи; *5* — мережні комутаційні пристрої; *6* — електротехнічні установки; *7* — електропривод; *8* — централізоване керування; *9* — мережа електроживлення.

На рис. 23.9 наведено узагальнені відомості про частотні діапазони періодичних та імпульсних електромагнітних процесів у високовольтних пристроях, пов'язаних з формуванням індустріальних радіоперешкод.

23.2.3. Зовнішні діючі чинники електромагнітного поля

Вражаючий вплив і дестабілізуюча дія ПЕМП на ТЗ залежать від кількісних характеристик зовнішніх діючих факторів електромагнітного поля (ЗДЧ ЕМП), що визначаються як електромагнітні явища, зовнішні щодо ТЗ або його складових частин, і викликають чи можуть викликати погіршення або втрату працездатності ТЗ.

У ДСТУ 2793-94 подана класифікація ЗДЧ ЕМП, виходячи з технічних вимог, що регламентують правила приймання, норм і методів контролю й випробувань продукції і виробів (рис. 23.10).

Відповідно до прийнятої в ДСТУ 2793-94 класифікації ЗДЧ ЕМП складаються з двох груп — електромагнітного поля й електричного струму (напруга), амплітудно-часові і частотні характеристики яких підлягають нормуванню при забезпеченні вимог ЕМС.

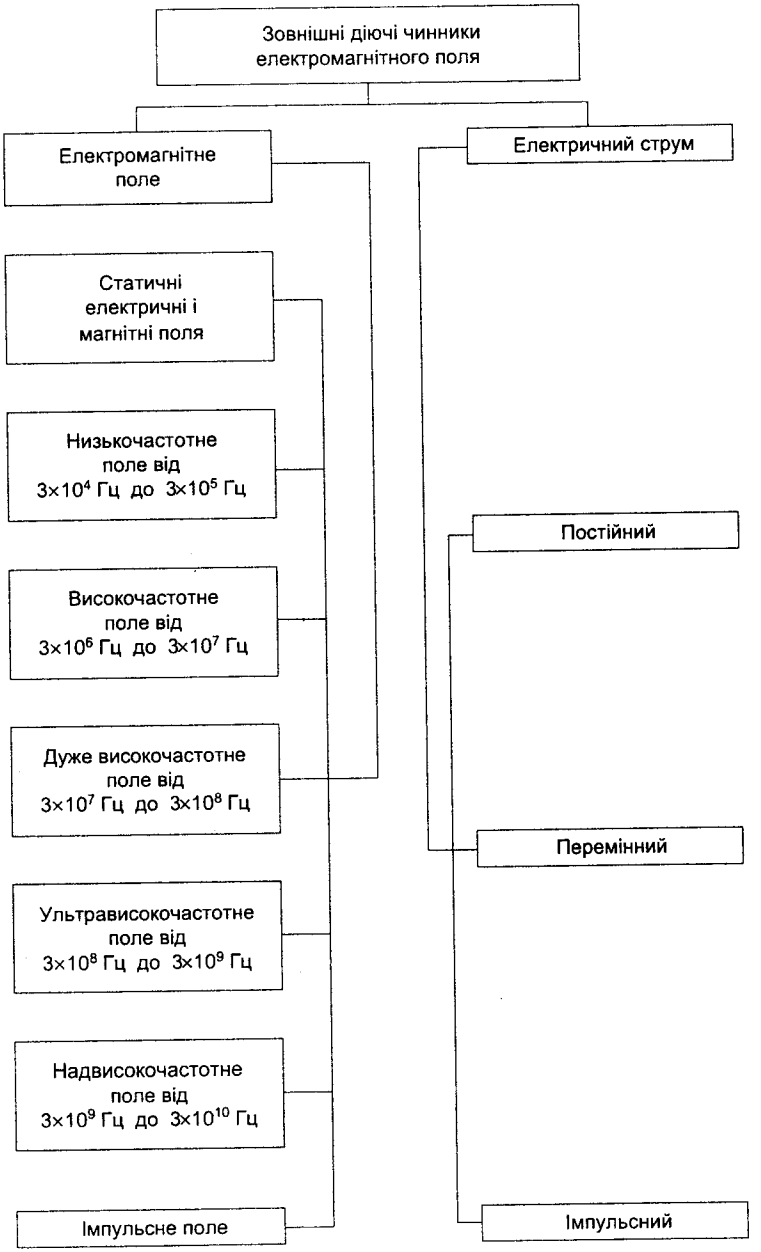


Рис. 23.10. Класифікація ЗДЧ ЕМП.

Таблиця 23.3

Параметри ЗДЧ ЕМП основних джерел ПЕМП

Параметр	Джерела ПЕМП				
	ГП	ПСЕ	ЕМІ ЯВ	ЛЕП	КМЗ
Електричний струм					
Максимальне значення, кА	20...200	0,01...0,1	—	30...100	5...30
Максимальна швидкість зростання, кА/мкс	20...200	10...100	—	$(5...15)10^{-4}$	$(1...5)10^{-4}$
Частотний спектр	(2...100) кГц	40 МГц... 4 ГГЦ	—	50 Гц	50 Гц
Електромагнітне поле					
Напруженість електричного поля, кВ/м	10...300	1...4	50...100	1...100	1...10
Напруженість магнітного поля, А/м	50...1000	4...15	130...260	До 300	До 100
Час зростання	0,1...100 мкс	(0,2...20) нс	(5...8) нс	(10...50) нс	0,01...10 мкс
Частотний спектр	10 кГц... 30 МГц	До 1 ГГц	(0,1...100) МГц	0,1 кГц... 1000 МГц	(0,1...150) кГц

У табл. 23.3 наведено основні значення нормованих параметрів ЗДЧ ЕМП, найбільш поширених джерел ПЕМП.

23.3. Механізм електромагнітних впливів на ТЗ і шляхи їх передачі

23.3.1. Небезпечні тракти технічних засобів

Вражаючий вплив і дестабілізуюча дія ЗДЧ ЕМП на ТЗ відбуваються основними шляхами, наявність яких визначається необхідністю забезпечення нормального функціонування цих засобів. При цьому з усього розмаїття таких електромагнітних впливів необхідно вибрати ті головні, які несприятливо діють на функціонування ТЗ і забезпечують основні шляхи проникнення перешкод у ці технічні засоби.

Забезпечення нормальної роботи ТЗ вимагає наявності в них досить великої кількості функціональних зв'язків, призначення яких — енергетичне живлення ТЗ, прийом і передача інформаційних команд, об'єднання певних систем ТЗ у багатофункціональні блоки. Ці функціональні зв'язки, як правило, і є основними шляхами проникнення ПЕМП у ТЗ (рис. 23.11). У ДСТУ 2793-94 ці шляхи визначені як небезпечні тракти технічних засобів, до яких належать:

— антени й антенно-фідерні пристрої (АФП);

— повітряні провідні та кабельні лінії зв'язку (ПЛЗ);

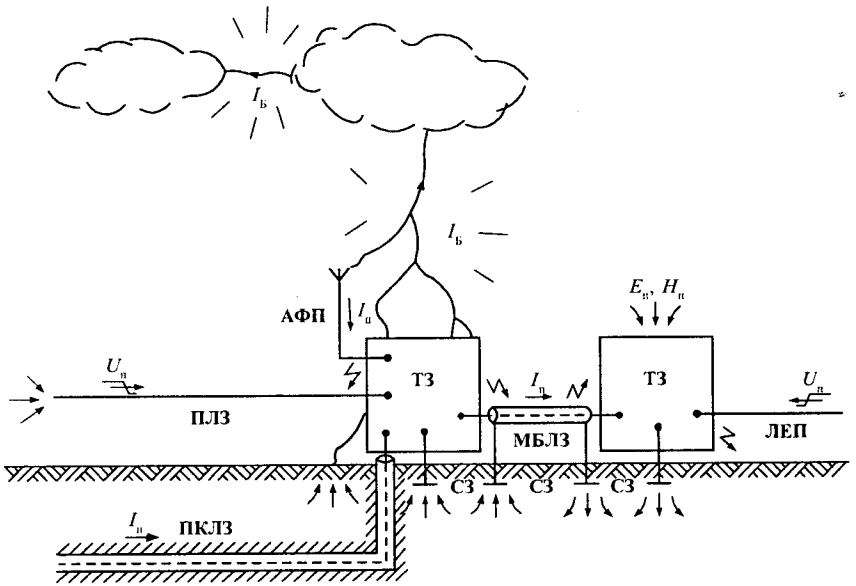


Рис. 23.11. Небезпечні тракти технічних засобів.

— підземні кабельні лінії зв'язку (ПКЛЗ);
— міжблочні лінії зв'язку (МБЛЗ);
— кола (системи) електроживлення (КЕ);
— системи робочих (захисних) заземлень і спільних точок (СЗ);
— електромагнітні корпуси-екрани (ЕМЕ).

Для забезпечення вимог ЕМС насамперед необхідно визначати механізм електромагнітних впливів на небезпечні тракти ТЗ.

23.3.2. Природа електромагнітних впливів і шляхи їх передачі

Аналіз ЕМО і супутніх їй ЗДЧ ЕМП показує, що з усього розмаїття їх прояву можна виділити основний механізм зв'язку електромагнітних впливів, у спрощеному вигляді поданий на рис. 23.12.

Зв'язок через випромінювання безпосередньо визначається впливом на рецептори (ТЗ) електромагнітних полів джерел у далекій зоні їх випромінювання (вплив далекодії), що знаходяться, як правило, на значних відстанях один від одного. Іншими словами, цей вид зв'язку відповідає випадку, коли довжина хвилі випромінювання ЕМП (або її еквівалент) у разі імпульсного впливу буде набагато меншою відстані від джерела до рецептора. При цьому

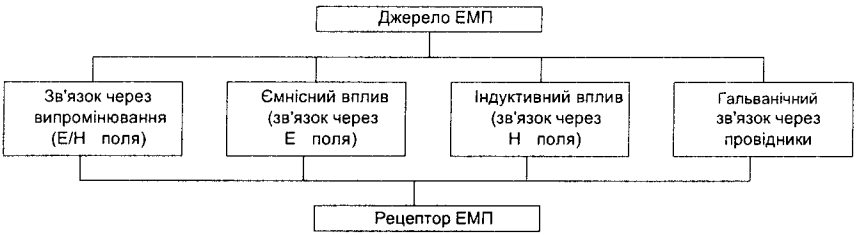


Рис. 23.12. Механізм зв'язку електромагнітних впливів.

справедливим є таке співвідношення для хвильового опору вакууму: $E/H = Z = 377$ Ом (рис. 23.13). Прикладом даного виду зв'язку можуть служити вплив ГЕМІ і ЕМІ ЯВ на антени, високовольтні ЛЕП, електрично довгі повітряні лінії зв'язку.

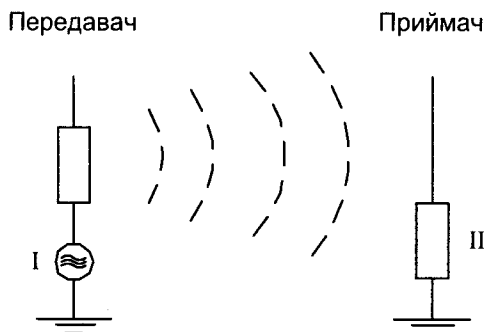


Рис. 23.13. Зв'язок через електромагнітне випромінювання.

Ємнісний та індуктивний впливи належать до близькодії — взаємодії близькоразташованих джерел ЕМП і рецепторів через так звані «паразитні» ємнісні й індуктивні зв'язки (рис. 23.14, 23.15). Ці види зв'язку в основному виявляються при впливах високовольтних ЛЕП і КМЗ постійного і змінного струму на повітряні лінії зв'язку на ділянках зближення або на сусідні проводи ЛЕП при однофазному КЗ, а також у випадках взаємного впливу внутрішніх кіл ТЗ один на одного.

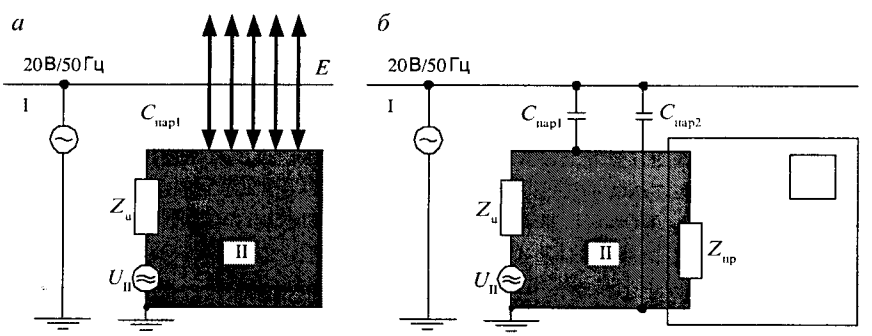


Рис. 23.14. Приклади ємнісного зв'язку: *а* — польова модель; *б* — колова модель.

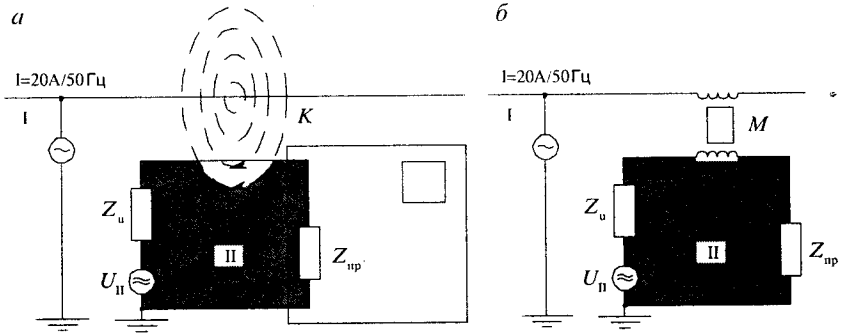


Рис. 23.15. Приклади індуктивного зв'язку: *а* — польова модель; *б* — колова модель.

Гальванічний зв'язок здійснюється через загальні імпеданси кіл (загальні опори) і пов'язаний з перешкодовими струмами, що безпосередньо формуються джерелами перешкод (рис. 23.16). Типовим прикладом цього виду зв'язку є вплив на ТЗ через системи заземлення струмів розтікання в землі від розрядів блискавок, при КЗ ЛЕП, а також розтіканні зрівняльних струмів від робочих і захисних заземлень високовольтних установок різного призначення.

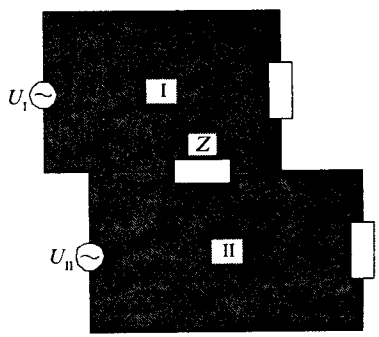


Рис. 23.16. Гальванічний зв'язок двох контурів зі струмом через спільний повний опір.

Забезпечення вимог ЕМС за умов взаємодії джерел ПЕМП із ТЗ полягає в переході від електричних, магнітних (електромагнітних) полів, струмів і напруг, формованих цими джерелами, до перешкодових струмів і напруг, які виникають у небезпечних трактах і колах ТЗ.

Найпоширенішим методом розв'язання задач цього класу є метод еквівалентних схем Тевенєна. При його застосуванні модель наведення описується в термінах еквівалентних генераторів напруги або імпедансу джерела з генератором струму, що дозволяє зв'язати між собою наведення в колах ТЗ і ЗДЧ ЕМП.

У більшості випадків процеси в колах ТЗ можна досить повно описати, користуючись такими інтегральними поняттями, як електрорушійна сила (ЕРС) $e = \oint \left(E_{стор} + E_{инд} \right) dl$, електрична напруга

$u = u = \int Edl$, електричний заряд $Q = \oint Dds$, електричний струм $i = \int \delta ds = \oint Hdl$ і магнітний потік $\Phi = \int Bds$. При цьому зв'язок між названими параметрами визначається виразами $e_м \oint E_{інд} dl = -d\Phi / dt$ і $e_е = \oint E_{стор} dl$.

23.4. Аналіз сприйнятливості ТЗ до електромагнітних впливів

23.4.1. Електромагнітні впливи

Тут мається на увазі вплив електромагнітного поля в далекій зоні випромінювання різних джерел на структури провідників. Дана умова дотримується, коли $x > \lambda / 2\pi$ (де λ — довжина хвилі випромінювання, x — відстань до джерела): тоді говорять про електромагнітну хвилю, напруженості якої E та H можуть бути зазначені індивідуально, однак вони не є незалежними одна від одної.

Типовим прикладом електромагнітних впливів є дія ГЕМІ розряду блискавки або дія ЕМІ ЯВ на протяжні повітряні провідні лінії зв'язку чи високовольтні ЛЕП.

Повітряні провідні лінії біля поверхні землі в далекій (хвильовій) зоні випромінювання блискавок або ядерних вибухів зазнають впливу вертикально поляризованої електромагнітної хвилі.

На рис. 23.17 наведено розрахункову модель взаємодії плоскої вертикально поляризованої електромагнітної хвилі випромінювання джерела з електрично довгою несиметричною повітряною провідною лінією, розташованою над поверхнею добре провідної землі ($\sigma \leqslant \omega\varepsilon$) на висоті h.

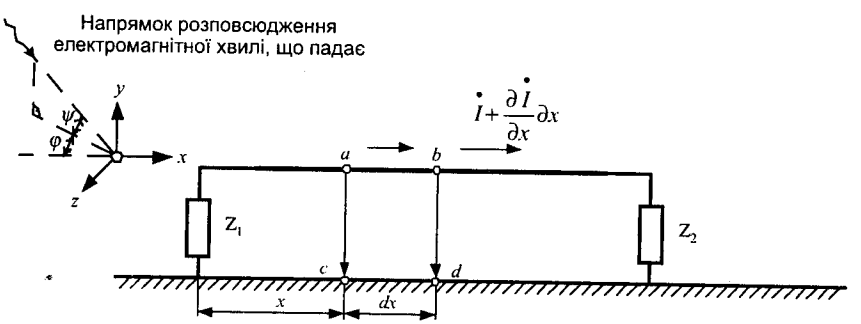


Рис. 23.17. Розрахункова модель впливу ГЕМІ і ЕМІ ЯВ на повітряні провідні лінії.

Електромагнітна хвиля поля падає на поверхню землі в напрямку, який визначається кутом підвищення φ та азимутальним кутом ψ. Для елемента довжини dx лінії справедливі такі вирази:

$$-\frac{\partial U(x)}{\partial x} = ZI(x) - E(x),; \quad \frac{\partial I(x)}{\partial x} = YU(x) + J(x), \qquad (23.1)$$

де Z — хвильовий опір лінії зв'язку поблизу землі на одиницю довжини; Y — комплексна провідність лінії на одиницю довжини; U та I — відповідно комплексні значення напруги і струму в лінії; E — значення поздовжньої ЕРС, що діє на відрізках ab і cd контуру при зовнішньому електромагнітному впливі; J — струм провідності на одиницю висоти підвісу лінії в розглянутому контурі.

При малих кутах піднімання ψ основний внесок у поздовжню ЕРС робитиме напруженість тангенціальної складової електричного поля, що викликає перехідний процес на поверхні землі:

$$E(x) \approx 2E(j\omega)\sqrt{\frac{j\omega\varepsilon}{\sigma}}\cos\varphi esp(-jkx), \qquad (23.2)$$

Струм провідності

$$J(x) \approx 2E(j\omega)Yh\cos\phi esp(-jkx), \qquad (23.3)$$

де $k = k\cos\varphi\cos\phi$; $k = \omega\sqrt{\mu\varepsilon}$ — коефіцієнт поширення електромагнітної хвилі у вільному просторі; $E(j\omega)$ — напруженість електричного поля падаючої хвилі.

Хвиля напруги, яка поширюється повітряною лінією зв'язку, що навантажена на кінцях опори, дорівнює хвильовому опору при дії на неї вертикально поляризованої електромагнітної хвилі ГЕМІ або ЕМІ ЯВ з тимчасовою залежністю $E(t) = E_{max}\exp(-at)$, у першому наближенні відповідає формам ПЕМП від ЕМІ ЯВ і ГЕМІ далекої зони випромінювання

$$u(t) \approx U_0\exp(-at)\frac{2}{\sqrt{\pi}}\int_0^{\sqrt{at}}\exp(\tau^2)d\tau, \qquad (23.4)$$

тоді $$U_0 \approx \frac{E_{max}D_в(\varphi,\psi)}{\sqrt{a\mu_0\sigma_з}}; \quad D_в(\varphi,\psi) = \frac{cos\varphi}{1-\cos\phi\cos\psi},$$

де E_{max} — максимальне значення напруженості електричного поля вертикально поляризованої хвилі ГЕМІ та ЕМІ ЯВ; $D_в(\varphi,\psi)$ — коефіцієнт спрямованості впливу.

На рис. 23.18,*а*,*б* наведено форми індукованих у ЛЕП 330 кВ хвиль напруги при дії на них ГЕМІ та ЕМІ ЯВ у далекій зоні випромінювання.

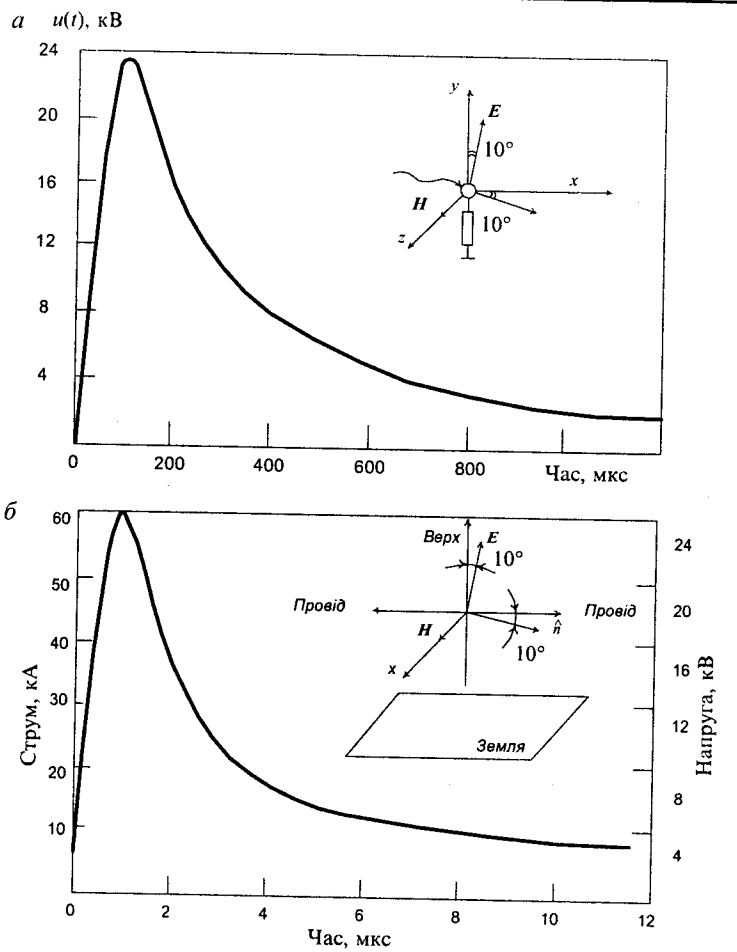


Рис. 23.18. Типові форми індукованих у ЛЕП 330 кВ хвиль напруги при дії на неї ГЕМІ (*а*) та ЕМІ ЯВ (*б*).

У тому випадку, коли лінія є електрично короткою, її реакцію на зовнішній електромагнітний вплив можна розглядати з позиції квазістаціонарності. На рис. 23.19 подано контур з двох гальванічно зв'язаних між собою через опори навантаження z_1 і z_2 провідників, що знаходяться в області дії електромагнітного поля, вектори напруженості якого орієнтовані в напрямку найбільш небезпечному з точки зору виникнення максимальних значень наведених перешкодових напруг і струмів.

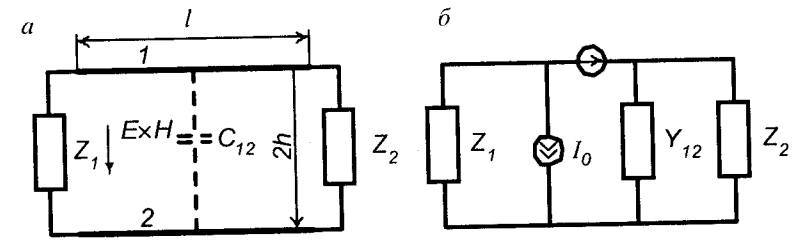


Рис. 23.19. Схема заміщення для визначення електромагнітного впливу на електрично коротку лінію: *а* — фізична модель; *б* — еквівалентна схема заміщення.

При дії напруженості електричного поля в результаті розділення зарядів на проводах під впливом зовнішнього електричного поля E між ними виникає різниця потенціалів, для визначення якої зручно скористатися схемою заміщення, наведеною на рис. 23.19,*а*.

Максимального наведення в цьому колі при дії зовнішнього змінного в часі магнітного поля можна очікувати в тому випадку, коли вектор його напруженості є перпендикулярним площини контуру (рис. 23.19,*а*).

Якщо врахувати, що провідність Y в основному визначається ємністю між проводами, то неважко визначити повний струм кола, створюваний еквівалентним джерелом:

$$I_0 = 2C_{1,2} lh \frac{dE(t)}{dt},$$

де $C_{1,2} = \pi\varepsilon_0 / \ln(2h/a)$ — внутрішня ємність двопровідної лінії на одиницю довжини, Ф/м.

Тоді напруга між проводами в перпендикулярному електричному полі:

$$u_{1,2}(t) = \frac{2\pi\varepsilon_0 lh}{\ln(2h/a)} \left(\frac{z_1 z_2}{z_1 + z_2} \right) \frac{dE(t)}{dt}, \qquad (23.5)$$

де z_1 та z_2 — опори навантаження, Ом; l — довжина лінії, м; h — відстань між проводами, м; a — радіус проводу, м; $E(t)$ — напруженість електричного поля, В/м.

Струм, що виникає в контурі при дії на нього змінного в часі напруженості магнітного поля:

$$i(t) = \frac{2\mu_0 lh}{z_1 + z_2} \frac{dH(t)}{dt}, \qquad (23.6)$$

де z_1 та z_2 — опори навантаження лінії, Ом; l — довжина лінії зв'язку, м; h — половина відстані між проводами лінії, м; $H(t)$ — напруженість зовнішнього магнітного поля, А/м.

Таким чином, електромагнітна дія на електрично коротку лінію буде визначатися відповідно за аналітичними виразами (23.5) і (23.6).

23.4.2. Ємнісний вплив

Ємнісний або електричний зв'язок виникає, як правило, між двома проводами. Внаслідок різниці потенціалу між проводами існує електричне поле, що в еквівалентній схемі моделюється ємністю розсіювання або «паразитною» ємністю. Спрощена модель ємнісного зв'язку між двома провідниками, що є типовою для аспектів ЕМС у ТВН, наведена на рис. 23.20.

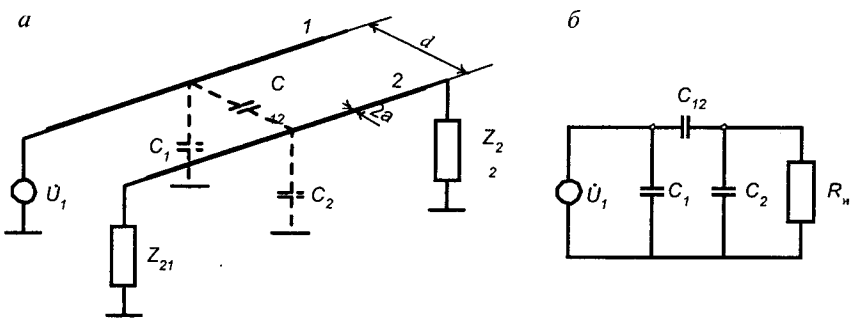


Рис. 23.20. Ємнісний зв'язок між двома проводами: *1* — що впливає; *2* — що зазнає впливу; *а* — фізична модель; *б* — еквівалентна схема заміщення.

Тут $C_{1,2} = \pi\varepsilon_0 / \ln(d/a)$ — «паразитна» ємність між проводами *1* і *2*, де ε_0 — діелектрична проникність середовища, що оточує провідники; C_1 і C_2 — ємності провідників на землю, $R_н$ — сумарний робочий опір кола, яке містить провідник *2*.

Якщо врахувати, що ємністю C_1 можна знехтувати, оскільки вона не впливає на електричний зв'язок проводів через те, що джерело перешкоди підключається в паралель, то напруга щодо землі кола *2* у функції частоти:

$$U_1 = U_2 \frac{j\omega[C_{1,2}/(C_{1,2}+C_2)]}{j\omega + 1/R_н(C_{1.2}+C_2)}. \qquad (23.7)$$

Для випадку низькочастотного впливу, коли $R_н \leqslant\leqslant 1/j\omega(C_{1,2}+C_2)$, рівняння (23.7) набуде вигляду:

$$U_2 = U_1 j\omega R_н C_{1,2} \text{ або } u_2(t) = R_н C_{1,2} \frac{du_1(t)}{dt}.$$

Якщо ж ємнісний зв'язок здійснюється на високій частоті, коли $R_н \geqslant\geqslant 1/j\omega(C_{1,2}+C_2)$, то $u_2(t)=u_1(t)\dfrac{C_{1,2}}{C_{1,2}+C_2}$.

Як випливає з наведених аналітичних виразів, у першому випадку при низькій частоті перешкоди сигнал наведення в проводі *2* за формою являє собою похідну за часом від сигналу перешкоди у впливаючому колі *1*. У випадку ж високої частоти сигнал наведення у колі *2* буде повторювати за формою сигнал перешкоди.

23.4.3. Індуктивний вплив

Індуктивний (магнітний) зв'язок виникає між двома або більше контурами, якими протікають струми. Пов'язані з цими струмами магнітні потоки пронизують інші провідні контури й індукують у них напруги перешкод.

У процесі протікання струму перешкоди у впливаючому колі навколо провідника *1* (рис. 23.21) існуватиме магнітне поле, яке охоплює коло *2* і наводить у ньому індукований струм (струм наведення).

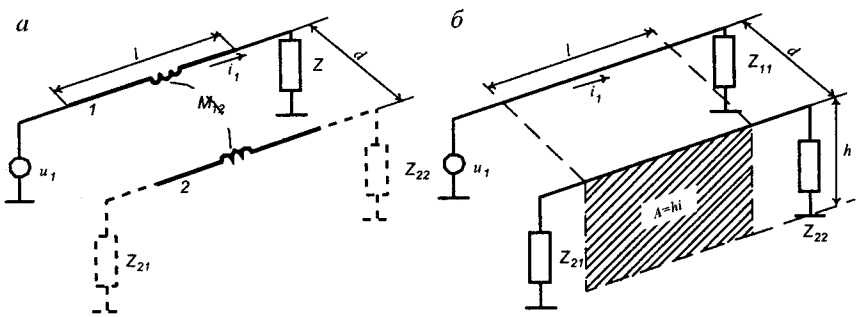


Рис. 23.21. До визначення магнітного зв'язку між впливаючим проводом (*1*) і тим, що зазнає впливу (*2*) при різних співвідношеннях їх довжини.

У тому випадку, коли довжина впливаючого проводу є меншою, ніж довжина того, який зазнає впливу проводу (рис. 23.21,*а*), струм наведення може бути визначений за формулою, відомою з курсу «Теоретичні основі електротехніки», для взаємно пов'язаних електричних контурів:

$$i_2(t)=-\frac{M_{1,2}}{z_1+z_2}\frac{di_1(t)}{dt}. \qquad (23.8)$$

Тут $M_{1,2}=\mu l/2\pi\ln(l/d)$ — взаємна індуктивність (коефіцієнт взаємної індукції) між проводами *1* і *2*, Гн, де μ — магнітна про-

никність простору, що оточує провідники, Гн/м; $i_1(t)$ — струм у впливаючому колі у функції часу, А; z_1 та z_2 — опори навантаження кола, яке зазнає впливу, Ом.

У тому випадку, коли провідник зі струмом перешкоди є набагато довшим, ніж провідник, що зазнає впливу (рис. 23.21,*б*), магнітне поле струму перешкоди впливає на контур «провідник — земля», і струм наведення в колі *2* становить:

$$i_2(t) = \frac{\mu l}{2\pi(z_1 + z_2)} \ln\left(\frac{d+h}{d}\right) \frac{di_2(t)}{dt}. \qquad (23.9)$$

Як випливає з аналітичних виразів (23.8) і (23.9), якщо прийняти, що опори є активні, наведений у колі *2* струм за формою відповідатиме похідній за часом від струму перешкоди в колі *1*.

23.4.4. Гальванічний вплив

Даний вид впливу пов'язаний з протіканням перешкодових струмів провідними поверхнями або провідниками, які мають спільні точки з системами технічних засобів. В основному гальванічний вплив властивий для систем заземлення або систем, що мають спільні точки опорних потенціалів.

При цьому найбільш типовими є три варіанти впливів:

— через кола живлення і сигнальні контури;

— через системи спільних точок;

— по системах заземлення.

Вплив через кола живлення або сигнальні контури виникає при спаданні напруги на їх спільному опорі між точками підключення систем, коли проводами цих кіл або контурів протікають перешкодові струми.

Як приклад, на рис. 23.22 наведено схему живлення постійною напругою модулів А1—А2, де зміна струму одного модуля ($di(t)/dt$)

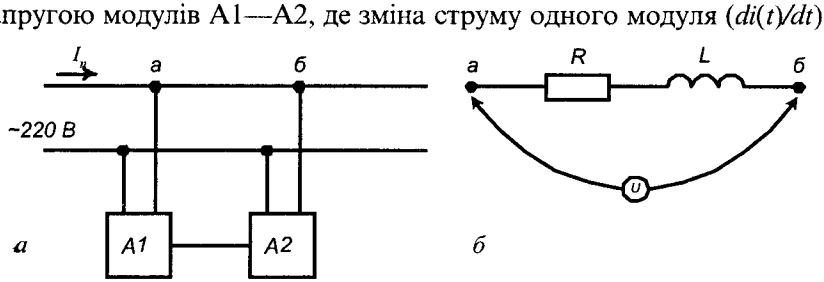


Рис. 23.22. Схема гальванічного впливу по колу живлення модулів: *а* — електрична схема; *б* — схема заміщення.

генерує напругу перешкоди через спадання напруги на R та L, яка накладається на напругу живлення.

Спрощена напруга перешкоди в колі живлення при зміні в ньому струму одного модуля становитиме:

$$u_{\text{п}}(t) = Ri_{\text{п}}(t) + L\frac{di_{\text{п}}(t)}{dt}. \qquad (23.10)$$

Напруга перешкоди залежить від параметрів кола і швидкості зміни струму перешкоди.

Якщо схеми або системи ТЗ мають з'єднання зі спільним корпусом (рис. 23.23), то при протіканні цим корпусом перешкодових струмів різниця потенціалів між точками приєднання, що виникає через спадання напруги на опорі Z, буде такою:

$$\Delta u_{ab}(t) = i_{\text{б}}(t)R_{\text{ко}}\left\{1 + 2\left[\sum_{n=1}^{\infty}(-1)^n \exp\left(-\frac{n^2 t}{\mu_k \sigma_k d^2}\right)\right]\right\} l_{ab}, \qquad (23.11)$$

де $i_{\text{б}}(t)$ — струм перешкоди, що протікає внутрішньою поверхнею корпуса.

Даний вид впливу є найхарактернішим при дії струмів блискавки на літальні апарати, які зазнають прямої поразки грозовими розрядами. У цьому випадку для бортової апаратури, що має гальванічний зв'язок з корпусом літального апарата, буде справедливим такий вираз, який визначає різницю потенціалів між точками їх підключення:

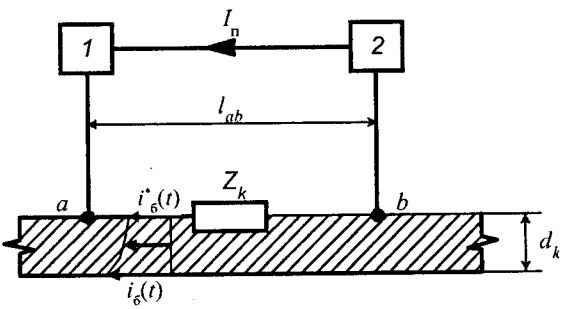


Рис. 23.23. Схема гальванічного впливу через систему спільних точок.

$$\Delta u_{ab}(t) = i^*_{\text{б}}(t)R_{\text{ко}}, \qquad (23.12)$$

де $i^*_{\text{б}}(t) = i_{\text{б}}(t)[1 - \exp(-t/\mu_k\, \sigma_k d_k^2)]$ — струм блискавки, що протікає внутрішньою поверхнею корпуса літального апарата з урахуванням поверхневого ефекту; $R_{\text{ко}}$ — активний опір ділянки корпуса між точками приєднання систем бортової апаратури.

Для ТЗ, що мають кілька точок заземлення (рис. 23.24,*а*), різниця потенціалів між цими точками, що виникає при розтіканні струмів у землі від джерела, становитиме:

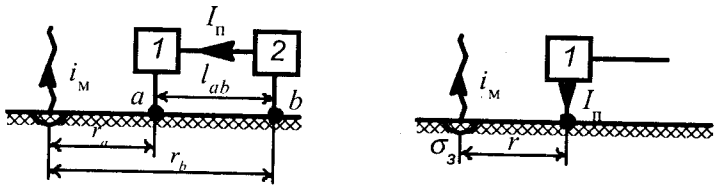


Рис. 23.24. Схема гальванічного впливу струмів розтікання в землі на систему заземлення ТЗ.

$$\Delta u_{ab}(t) = \frac{i_m(t) l_{ab}}{2\pi\sigma_з r_a r_b}. \qquad (23.13)$$

Якщо ж ТЗ має одну точку заземлення (рис. 23.24,*б*), то піднятя потенціалу точки заземлення щодо нульового потенціалу:

$$\Delta u(t) = \frac{i_m(t)}{2\pi r\sigma_з r}. \qquad (23.14)$$

Дані випадки характерні для розтікання струмів блискавки в землі. При цьому зрівняльні струми перешкод, які виникають через різницю потенціалів у заземлених колах ТЗ, значною мірою залежать не тільки від спільних опорів кіл, що заземлюються, але і від значення опору системи їх заземлення.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Які основні комплексні завдання враховуються при практичній реалізації організаційно-технічних заходів забезпечення вимог електромагнітної сумісності технічних засобів?
2. Який нормативний документ регламентує перелік технічних характеристик по забезпеченню вимог електромагнітної сумісності технічних засобів?
3. Які види електромагнітної обстановки в основному розглядають у процесі забезпечення вимог електромагнітної сумісності?
4. Чим відрізняються ненавмисні електромагнітні перешкоди від організованих електромагнітних перешкод?
5. Які основні складові електромагнітної обстановки властиві для грозової діяльності?
6. Чому форма струму розряду статичної електрики з оператора носить аперіодичний характер, а з технічного засобу — коливальний?
7. Що таке «небезпечний тракт технічного засобу»?
8. Які механізми електромагнітних впливів на технічні засоби характерні для грозових розрядів?

9. Який параметр зовнішніх факторів, що впливають, електромагнітного поля є критичним при електромагнітному впливі на електрично короткі лінії зв'язку?
10. Чим відрізняється форма наведеної напруги в лінії зв'язку при високочастотному і низькочастотному ємнісному впливові?
11. Чим відрізняється механізм індуктивного впливу між двома контурами в залежності від їхніх лінійних розмірів?
12. На яких частотах найбільш сильно виявляється гальванічний вплив на ланцюзі живлення і сигнальних контурах?

Глава 24
ВИХІД З ЛАДУ ТЗ ТА МЕТОДИ ЇХ ЗАХИСТУ
(В. І. Кравченко)

24.1. Електромагнітні пошкодження елементної бази ТЗ

Аналіз причин виходу з ладу радіо- та електротехнічного устаткування ТЗ при дії ПЕМП показує, що головною з них є низька електрична міцність елементної бази цих засобів. Особливо це стосується напівпровідникових приладів, інтегральних мікросхем і логічних елементів. Цим пояснюється високий відсоток (у середньому від 25 до 30%) виходу з ладу об'єктів, що містять ЕОМ чи системи автоматики на основі інтегральних мікросхем або логічних елементів при експлуатації цих об'єктів в умовах дії ПЕМП. Основними видами пошкоджень напівпровідникової елементної бази ТЗ у цих випадках є:

— помилкові спрацьовування і збої;

— деградація параметрів (понад 10%) та їх вихід за допустимі ТУ межі;

— структурні пошкодження *p-n* переходів та активних елементів через об'ємні електричні пробої;

— тепловий пробій;

— поверхневі пошкодження і перекриття;

— плавлення і вигоряння металізації та контактних доріжок.

Перелік типових порушень працездатності радіо- та електротехнічного устаткування ТЗ при експлуатації цих засобів в умовах дії ПЕМП від джерел природного і штучного походження наведений у табл. 24.1.

Таблиця 24.1

Типові порушення працездатності радіо- та електротехнічного устаткування ТЗ при дії ПЕМП

Тип пристрою	Характер порушення	Причина порушення
1. Антенно-фідерні пристрої	Відмова антенного комутатора; пробій ізоляції антени, випромінювача і кабельної системи фідера; вихід з ладу вхідних пристроїв приймача і вихідних пристроїв передавача. Усі порушення в основному носять необоротний характер	Поява перенапруг в АФП; низька електрична міцність вхідної елементної бази
2. Приймальні та передавальні пристрої, генератори синусоїдальних сигналів і сигналів спеціальної форми	Оборотні зміни електричного режиму СВЧ генераторів; тимчасове збільшення коефіцієнта шуму, зміна коефіцієнта шуму, частоти і потужності сигналів, що генеруються; збої, видача помилкових імпульсів і приглушення корисних сигналів	Перевищення за амплітудою корисних сигналів наведеннями; перекриття спектрів корисних сигналів спектрами перешкодових наведень; висока чутливість напівпровідникових елементів
3. Пристрої керування, стабілізації і формування команд	Збої в структурі команд; видача помилкових команд за розрядами кодових груп; зменшення амплітуди корисних сигналів; помилкові спрацьовування при обробці, виконанні та відпрацьовуванні команд	Накладення імпульсів перешкод у колах пристроїв на формовані корисні сигнали та їх суперпозицію в часі
4. Лінійні підсилювачі	Вихід з ладу вхідних і вихідних кіл; перекручування форми вхідних (вихідних) сигналів і поява помилкових сигналів; самозбудження	Поява перенапруг у лініях зв'язку, низька електрична міцність вхідних елементів підсилювачів; зміна струму підпалення захисних розрядників
5. ЕОМ і цифрові системи автоматики і керування	Збої в роботі, порушення нормального ходу програм; втрати інформації в регістрах оперативної пам'яті; помилки і перекручування інформації, що вводиться й одержується	Наведення в зовнішніх і внутрішніх колах і схемах; вихід з ладу систем введення і виведення інформації
6. Джерела живлення	Вихід з ладу первинних і вторинних джерел електроживлення; значні амплітудні зміни вихідної напруги первинних джерел і тимчасове зникання вихідної напруги вторинних джерел живлення	Перенапруга в живильних ЛЕП; спрацьовування лінійного захисту і кидки струму та напруги в живильних лініях; наведення по колах живленняі системах заземлення; низька електрична міцність елементів перетворення

Вражаюча дія ПЕМП на радіо- та електротехнічне обладнання ТЗ в основному залежить від характеру впливу на ці засоби зовнішніх діючих факторів електромагнітних полів, які створюються джерелами ПЕМП. Відповідно до класифікації ЗДЧ ЕМП складаються з двох груп — електромагнітне поле й електричний струм (напруга). Таким чином, елементна база ТЗ може зазнавати або впливів безпосередньо перешкодових електромагнітних полів, або струмів і напруг, що виникають у колах цих засобів. Досвід експлуатації показує, що безпосередній вплив ПЕМП з рівнями напруженості електричного поля до 100 кВ/м і магнітного поля до 600 А/м на елементну базу ТЗ, як правило, не призводить до структурних пошкоджень матеріалів виробів електронної техніки і тому не викликає залишкових явищ (деградації) їх параметрів. Однак вплив на найпростіші типові схеми і кола радіо- та електротехнічного обладнання електричних полів з напруженістю понад 20 кВ/м і магнітних — 100 А/м і більше уже супроводжується короткочасними порушеннями їх працездатності.

Отже, основу пошкоджень елементної бази ТЗ становлять перенапруги, що виникають у зовнішніх і внутрішніх колах (небезпечних трактах) цих засобів. Це пояснює той факт, що локальні об'єкти і системи при впливі ПЕМП виходять з ладу в 2—3 рази рідше, ніж ТЗ, які мають розгалужену мережу зовнішніх кіл. У цих небезпечних з точки зору електромагнітних впливів трактах ТЗ при їх експлуатації у складній перешкодовій ЕМО, створюваній джерелами ПЕМП, можуть виникати перенапруги від кількох сотень вольтів до сотень кіловольтів, тобто цілком достатні для виникнення порушень необоротного характеру не тільки в напівпровідниковій елементній базі ТЗ, але й електрорадіовиробів.

У табл. 24.2 наведені параметри чутливості елементної бази ТЗ залежно від виду їх пошкоджень (оборотні чи необоротні) при дії ПЕМП.

Таблиця 24.2

Параметри чутливості та види пошкоджень виробів елементної бази ТЗ при дії ПЕМП

Клас виробу	Енергія, Дж	
	деградація параметрів понад 10%	структурні ушкодження
1. Генератори, електродвигуни, потужні силові трансформатори	$10^4...10^6$	$>10^7$

Продовження табл. 24.2

Клас виробу	Енергія, Дж	
	деградація параметрів понад 10%	структурні ушкодження
2. Котушки індуктивності фільтрів	$10^{-2}...10^{-1}$	>1
3. Реле, вимірювальні прилади, електродвигуни малої потужності, споживчі трансформатори	$10^{-3}...1$	>10
4. Електровакуумні та газорозрядні прилади	$10^{-2}...10$	$>10^{2}$
5. Вакуумні електронні лампи, електронно-променеві трубки	$10^{-3}...10$	$>10^{2}$
6. Резистори:		
дротові	$10^{-4}...10^{2}$	$>10^{3}$
плівкові (металоплівкові)	$10^{-4}...10^{-2}$	$>10^{-1}$
композиційні	$10^{-4}...1$	>10
7. Конденсатори:		
плівкові	$10^{-4}...10^{-3}$	$>10^{-2}$
танталові	$10^{-6}..1$	>10
8. Діоди напівпровідникові:		
випрямні та стабілізуючі	$10^{-4}...1$	>10
сигнальні, перемикаючі	$10^{-4}....10^{-2}$	>1
лавинні й тунельні	$10^{-6}...10^{-2}$	$>10^{-1}$
мікрохвильові	$10^{-8}...10^{-4}$	$>10^{-3}$
9. Тиристори	$10^{-5}...10^{-1}$	>1
10. Транзистори		
високої та середньої потужності	$10^{-5}...10^{-2}$	$>10^{-1}$
малої потужності	$10^{-7}...10^{-4}$	$>10^{-3}$
11. Інтегральні мікросхеми і логічні елементи ЕОМ	$10^{-8}...10^{-4}$	$>10^{-3}$

Як узагальнюючий параметр, що характеризує рівень вимог електромагнітної сумісності та стійкості, вводиться енергетичний критерій, коли порівнюється гранична енергія пошкодження елементної бази ТЗ, що знаходиться у вхідних (вихідних) колах цих засобів ($W_{кр}$), з енергією перешкоди ($W_{пм}$), яка впливає на цю елементну базу.

При цьому, якщо $W_{кр} < W_{пм}$, технічний засіб буде відповідати вимогам ЕМС: якщо $W_{кр} \approx W_{пм}$, то у ТЗ спостерігатимуться відмови і збої оборотного характеру, і якщо $W_{кр} > (3...5)W_{пм}$, то ТЗ буде не стійким до впливу ПЕМП. Як базові значення $W_{кр}$ можуть служити наведені в табл. 24.2, узяті за їх мінімумом.

24.2. Методи захисту ТЗ

24.2.1. Загальні положення про захист ТЗ

Основне завдання захисту ТЗ — це забезпечення їх нормального функціонування в умовах дії ЗДЧ ЕМП джерел ПЕМП природного і штучного походження шляхом зниження несприятливого впливу на елементи схеми і кола радіо- та електротехнічного обладнання ТЗ до рівнів, що дозволяють зберігати їх працездатність.

Захист ТЗ від вражаючих впливів і дестабілізуючих дій ПЕМП в основному ґрунтується на такому:

— застосування методів, що дозволяють послабити рівні перешкодових напруг і струмів у внутрішніх і зовнішніх колах і небезпечних трактах ТЗ;

— використання складових частин (компонентів) ТЗ, що мають підвищений рівень електромагнітної стійкості до дії ПЕМП.

Щодо забезпечення вимог ЕМС у ТВН можна виділити конструкційні та схемотехнічні методи захисту.

Конструкційні методи захисту ґрунтуються на застосуванні тих або інших оптимальних конструктивних рішень, які забезпечують зниження несприятливої дії ПЕМП на нормальне функціонування ТЗ, що не приводять до зміни основних схемних рішень, пов'язаних із введенням у них додаткових захисних елементів, блоків і вузлів, не властивих даним видам ТЗ. В основному це забезпечення режиму ізоляції (екранування) ТЗ від несприятливих електромагнітних впливів і раціональне заземлення вузлів, блоків і систем ТЗ.

Схемотехнічні методи захисту полягають у цілеспрямованій зміні структури схем [як правило, вхідних (вихідних) кіл] або введенні в них додаткових елементів і вузлів для забезпечення послаблення несприятливих електромагнітних впливів на нормальне функціонування ТЗ. До них насамперед належать обмеження наведених напруг і струмів у небезпечних трактах ТЗ за амплітудою і спектром.

24.3. Конструкційні методи

24.3.1. Екранування

Одним зі способів досягнення необхідного рівня електромагнітної стійкості ТЗ під час роботи в умовах впливу ПЕМП є екранування. *Екранування* — складний процес, що полягає на поширенні електромагнітних полів джерел випромінювання в середовищах з різними електрофізичними характеристиками та їх взаємодією

один з одним, яка характеризується відображенням, переломленням, розсіюванням і поглинанням електромагнітних полів, формованих цими джерелами.

Для підвищення електромагнітної стійкості і захисту ТЗ від несприятливого впливу ПЕМП досить часто використовують електромагнітні екрани. Однак, як показує практика, у багатьох випадках оптимальний щодо захисних властивостей корпус-екран або має занадто товсті для практичного виготовлення стінки, або потребує використання дуже рідких матеріалів, властивості і вартість яких не можуть задовольнити інші вимоги, що висуваються до корпусів-екранів у цілому. У результаті більшість екранів роблять значно товстішими, ніж це справді необхідно.

Тому у реальних ситуаціях найчастіше захисні властивості екранів визначаються не товщиною стінок чи електричною провідністю та магнітною проникністю їх матеріалу, а тими порушеннями неперервності корпусів-екранів, тобто наявними електричними неоднорідностями, на зниження впливу яких на захисні властивості екранів і спрямовані основні зусилля при конструюванні корпусів ТЗ.

Для кількісної оцінки ефективності екранування використовують ряд параметрів, основними з яких є: коефіцієнт екранування S, що дорівнює відношенню амплітуд напруженості електричного або магнітного поля в якій-небудь точці екранованої області, до амплітуди напруженості поля в цій же точці за умови відсутності екрана, тобто

$$S = E_3/E_1,\ S = H_3/H_1;$$

екранне загасання визначається як величина, обернена коефіцієнту екранування, і позначається:

$$A[\text{дБ}] = 20\lg\{1/S\}.$$

Для досягнення оптимального рівня екранування треба подумки уявити собі корпус-екран ТЗ непроникним для «електромагнітної рідини». На рис. 24.1 наведено типовий корпус-екран ТЗ, на прикладі якого будуть розглянуті основні прийоми і способи підвищення електромагнітної стійкості ТЗ до впливу ПЕМП способом екранування.

1. *Зварна рама корпуса ТЗ.* Виготовляється з тонкої профільованої сталі, що поліпшує механічні властивості конструкції і забезпечує магнітостатичне екранування на низьких частотах зовнішніх перешкодових полів. Екранне згасання, що забезпечується рамою, у цьому випадку можна визначити як:

$$A[\text{дБ}] = 20\ \lg[1+1/\{S_1 + S_2\}].$$

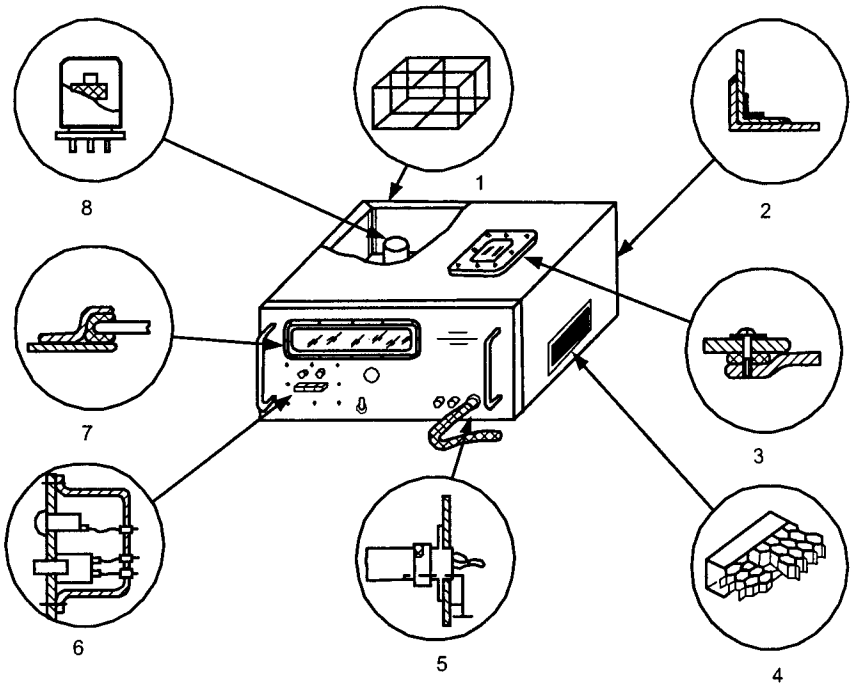


Рис. 24.1. Практичні прийоми реалізації основних методів екранування ТЗ.

Тут $S_1 = 1/[1 + 2(\mu_1 / 3R_c)$, $S_2 = 3a[\lg(2a/d) - 1,25]/\pi R_c$, де μ_1 — відносна магнітна проникність матеріалу рами; d — еквівалентний діаметр профілю рами, м; R_c — розмір корпуса ТЗ, м; a — відстань між сусідніми витками рами, м.

2. *Безперервність корпуса ТЗ*. У загальному випадку захисні властивості корпусів-екранів ТЗ залежать від рівня неперервності їх стінок. При конструюванні корпусів-екранів використовують аналітичні вирази для суцільного екрана в припущенні, що його матеріал має однорідні й ізотропні властивості, а потім уже при розрахунку враховують реальні неоднорідності.

Коефіцієнт екранування магнітного поля для корпусів-екранів, виготовлених з неферомагнітних матеріалів, можна визначити за такими аналітичними виразами:
при імпульсному впливі:

$$S_i = \frac{1}{0,7\tau_c\tau_i}[\exp(-t/\tau_c) - 2\exp(-\pi^2 t/\tau_{діф})],$$

при високочастотному синусоїдальному впливі:

$$S_{в.ч} = [\pi\delta\sqrt{2}\exp(-d/\delta)]/R,$$

при низькочастотному синусоїдальному впливі:

$$S_{н.ч} = 1/\sqrt{1+\tau_c^2\omega^2}.$$

Тут $\tau_c = \mu_0\sigma Rd/n$; $\tau_{діф} = \mu_0\sigma d^2$; $\delta = \sqrt{2/\mu_0\sigma\omega}$; $\omega = 2\pi f$, де — $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}$, Гн/м; f — частота перешкодового поля, Гц; σ – питома електропровідність матеріалу екрана, см/м; R — мінімальний розмір екрана, м; n — коефіцієнт форми екрана (n = 2,5...3,0); $\tau_і$ — тривалість напівспаду імпульсу зовнішнього впливу, с.

Неперервність корпуса ТЗ, що складається з окремих деталей (листів), може бути досягнута різними способами. Практично неоднорідність з'єднання можна зменшити одним зі способів, наведених на рис. 24.2.



Рис. 24.2. Способи нероз'ємних з'єднань частин екранів методом зварювання.

Якщо з'єднання нероз'ємне, то його бажано виконувати за допомогою зварювання суцільним однорідним швом по краях з'єднуваних деталей. При цьому необхідно пам'ятати: якщо питома провідність або магнітна проникність того металу, що наплавляється, є набагато меншою, ніж матеріалу екрана, то результуюча ефективність екранування погіршується внаслідок збільшення перехідного опору в місці зварювання. Тому за наявності зварного шва в екрані, паралельному напрямку вектора напруженості магнітного поля перешкоди, для розрахунку ефективності екранування необхідно брати електропровідність:

$$\sigma_e = \sigma_1/[1 + \sigma_1 d_1 b/\sigma_2 d_2 l],$$

де σ_1 і σ_2 — відповідно питома провідність матеріалу екрана і припою або наплавлюваного електрода, См/м; d_1 і d_2 — відповідно товщина стінки екрана і звареного шва, м; b — ширина звареного шва, м; l — довжина струмового шляху замкненим екраном (периметр екрана в площині, перпендикулярній напрямку вектора напруженості магнітного поля перешкоди), м.

Аналогічно у випадку з'єднання деталей екрана точковим зварюванням еквівалентна електропровідність корпуса:

$$\sigma_e = 2a\sigma_1 /(2an + d),$$

де n — число місць зварювання по шву; d — товщина стінки екрана, м; a — радіус контакту в місці зварювання, м; σ_1 — питома провідність матеріалу екрана, см/м.

3. *Електромагнітні провідні ущільнювальні прокладки.* Підвищення електрогерметичності рознімних з'єднань (кришок, лючків, знімних панелей тощо) досягається застосуванням електромагнітних ущільнювальних прокладок і ущільнювальних провідних матеріалів. Вони можуть служити як для тимчасового, так і для напівпостійного або постійного ущільнення. Прокладки необхідні, оскільки тверді поверхні, що сполучаються механічно, не є абсолютно плоскими і між ними завжди існують зазори (щілини).

На практиці застосовують такі види електромагнітних провідних ущільнювальних прокладок: плетені дротові; з дроту, орієнтовано зануреного в діелектрик; з провідної пластмаси і гребінчасті. При монтажі прокладки або вставляють у щілини між деталями, які сполучаються, або прикріплюють за допомогою липкого шару чи спеціального провідного клею. Слід пам'ятати, що електромагнітні властивості ущільнення погіршуються при використанні клею, нанесеного по всій поверхні прокладки. Клей доцільно наносити через 2,5...5 см краплями діаметром не більше 3...6 мм. Електричний опір клею не повинен перевищувати 0,01 Ом·см (бажано 0,001 Ом·см).

Поперечний переріз паза, у який укладається електромагнітна ущільнювальна прокладка, має бути більшим, ніж переріз прокладки, у паз її треба встановлювати з внутрішньої сторони щодо притискного гвинта, це дозволяє запобігти проникненню ЕМП під гвинт крізь отвір у кришці корпуса. Прокладки варто кріпити так, щоб поверхні, які з'єднуються, не ковзали по них, а здавлювали їх, оскільки ковзання може призвести до швидкого зносу прокладки. Способи застосування ущільнювальних електропровідних прокладок показані на рис. 24.3.

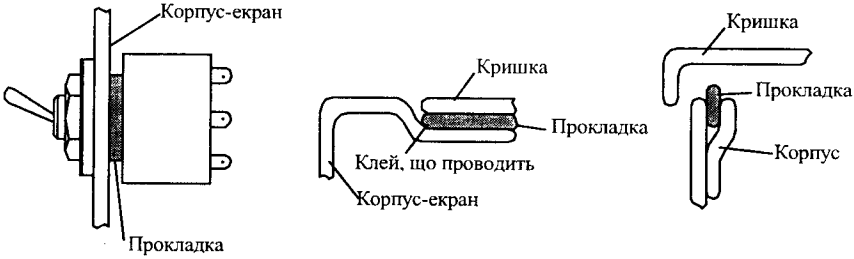


Рис. 24.3. Способи застосування й установки електропровідних ущільнювальних прокладок.

4. *Вентиляційні отвори.* Існує ряд ефективних способів зменшення впливу отворів на захисні властивості корпусів-екранів ТЗ. При цьому захисні заходи повинні бути такими, щоб функціональні властивості отворів залишалися незмінними, а їх вплив на процес екранування електромагнітних перешкод знизився до мінімуму.

Послаблення електромагнітних полів, що проникають крізь отвори, можна одержати застосуванням хвилепровідних насадок (рис. 24.4).

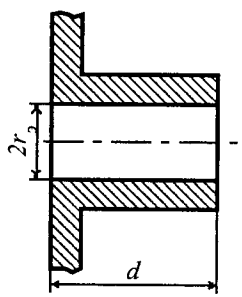


Рис. 24.4. Поздовжній розріз хвилепровідної насадки.

Електромагнітні поля, що проникають крізь отвори в екрани, які мають кінцеву товщину стінки, згасають тим більше, чим товще стінка екрана. Цілком природно, що, штучно збільшуючи товщину стінки екрана в місці розташування отвору за допомогою додаткових насадок, можна досягати істотного послаблення проникнення електромагнітних полів всередину екранів. Так, при робочій частоті, набагато меншій частоти зрізу хвилепровідної насадки, екранне згасання магнітного поля для круглого хвилеводу:

$$A\{\text{дБ}\}=16\ d/r.$$

При цьому хвилепровідну насадку необхідно розташовувати так, щоб вона була спрямована у внутрішню екрановану область і не створювала біля свого зрізу локального збільшення напруженості електромагнітних полів і тим самим не знижувала своєї ефективності.

Хвилепровідні насадки застосовуються також для захисту отворів, які служать вводом органів керування блоками і вузлами ТЗ, розташованих усередині спільного корпуса екрана. На рис. 24.5 наведено варіанти такого захисту при використанні металевих

з ізоляцією (рис. 24.5,*а*), без ізоляції (рис. 24.5,*б*) і діелектричної (рис. 24.5,*в*) осей керування.

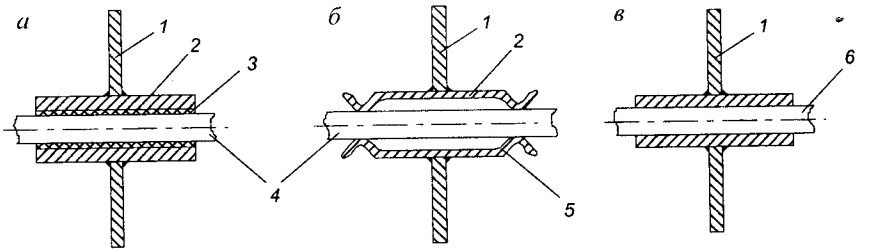


Рис. 24.5. Деякі варіанти захисту вводів органів керування в корпуси-екрани ТЗ: *1* — корпус ТЗ; *2* — металева втулка; *3* — ізоляційна втулка; *4* — металева вісь; *5* — пружинний контакт; *6* — діелектрична вісь.

Найчастіше для забезпечення захисних властивостей корпуса-екрана і зниження несприятливого впливу на них великого за розміром отвору останній заміняють системою малих отворів. Так, для забезпечення вентиляції досить часто використовують конфігурації, наведені на рис. 24.6, де показано частину екрана, що містить ґрати з системи круглих отворів. У цьому випадку екранне згасання магнітного поля:

$$A[\text{дБ}] = 20\ \lg(c^2\sqrt{l_1 l_2}\,/a^3) + 16\ d/r_0 + 3{,}8.$$

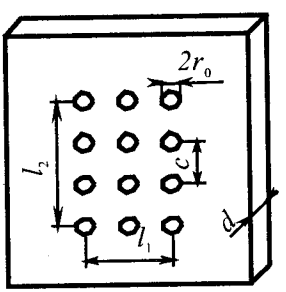


Рис. 24.6. Схема визначення захисних властивостей екрана с вентиляційними ґратами з круглих отворів.

Цей вираз не враховує залежності ефективності екранування від частоти і справедливий при $2r_0 < \lambda/2\pi$.

Гарні захисні властивості мають вентиляційні стільникові ґрати (рис. 24.1, поз. 4). Тут шестигранна комірка одночасно є відрізком хвилепровідної насадки й елементом, що заміняє великий отвір системою малих.

Для стільникових ґрат екранне згасання:

$$A[\text{дБ}] = 27\ d/a - 20\ \lg N,$$

де d — товщина стільникових ґрат, м; a — максимальний лінійний розмір комірки, м; N — кількість стільників-комірок.

5. *Кабелі та рознімні контактні з'єднання.* Кабелі в сукупності з вводами (рознімними контактними з'єднаннями) є однією з причин виникнення в екранованих корпусами-екранами

ТЗ об'ємних зон з підвищеним рівнем електромагнітних перешкодових полів.

Наведення на коаксіальні кабелі істотно залежать від поверхневого прохідного опору оболонки кабелю. Тому дуже важливо знизити значення зменшенням або взаємної індуктивності між внутрішніми і зовнішніми елементами коаксіального кабелю, або омічного опору його оболонки. Це зменшення досягається в основному вибором оптимальної конструкції коаксіального кабелю й особливо його захисної оболонки.

Для цієї мети широко застосовують збільшення кута підйому обплетення кабелю і коефіцієнта його оптичної щільності, що приводить до зменшення власної взаємної індуктивності кабелю. Омічний опір обплетення можна знизити шляхом збільшення або розміру проводу обплетення, або числа проводів (при незмінному лінійному розмірі обплетення), а також використанням багатошарових обплетень. При цьому зі збільшенням відстані між обплетенням ефективність їхнього екранування зростає. Бажано, як указувалося раніше, мати великий кут підйому обплетення і великий коефіцієнт оптичної щільності.

Рівень перешкод, які виникають у рознімних контактних з'єднаннях, в основному визначається їх геометрією і конструктивним виконанням. Наприклад, щілини в корпусі, що служать екраном рознімного контактного з'єднання, можуть стати додатковим каналом проникнення і несприятливого впливу ПЕМП на вхідні кола ТЗ.

Захисні властивості рознімних контактних з'єднань, так само як і кабелів, можна характеризувати в термінах повного прохідного опору — їх омічного опору і взаємної індуктивності. При цьому заходи, пов'язані з захистом рознімних контактних з'єднань від впливу ПЕМП, спрямовані на зменшення, з одного боку, їх повного прохідного опору, а з іншого — контактного опору з'єднання. Для зменшення контактного опору контакти рознімних з'єднань покривають золотом, сріблом або їх сплавами. У тому випадку, коли вводи в екрани ТЗ з тих або інших причин не використовують, вони обов'язково мають бути закриті кришками.

6. *Додаткове часткове екранування.* Неперервність корпусів-екранів ТЗ порушується не тільки вентиляційними отворами, але й отворами для індикації, регулювання і керування вузлами і блоками ТЗ, які знаходяться безпосередньо на панелях корпусів-екранів. У цьому випадку ефективним методом захисту є додаткове часткове екранування, що дозволяє (як показано на рис. 24.1, поз. 6) за рахунок

додаткових елементів локально герметизувати корпус поблизу отворів. Введення і виведення інформації крізь такі додаткові елементи, що екранують, здійснюється через прохідні конденсатори або контактні рознімні з'єднання.

7. *Провідні прозорі матеріали.* Неперервність екранів також порушується через різні індикатори вимірювальних приладів. У цьому випадку варто застосовувати або вікна з провідним шаром, або оптично прозорі підкладки. Наприклад, між двома шарами скла може знаходитися тонка дротяна сітка з монель-металевого дроту діаметром 0,05 мм і розміром комірки 1,27×1,08 мм. На сьогодні для екранування панелей застосовують вікна, виготовлені осадженням металу у вакуумі на оптично прозору підкладку, виконану зі скла або деяких пластмас того чи іншого кольору.

Вікна з провідними шарами або оптично прозорі підкладки кріплять у панелях корпусів-екранів ТЗ за допомогою притискних пристроїв та електромагнітних провідних ущільнювальних прокладок, які забезпечують необхідний електричний контакт вікна з корпусом ТЗ або його панеллю.

8. *Локальне екранування.* У випадку, коли за рахунок спільного корпуса-екрана ТЗ не вдається досягти у всьому екранованому об'ємі послаблення електромагнітних полів до необхідного рівня, застосовують локальне екранування чуттєвих до зовнішніх електромагнітних впливів блоків і вузлів. Локальне екранування також використовується для ізоляції елементів ТЗ, які самі можуть бути джерелами внутрішніх електромагнітних перешкод. При цьому необхідно враховувати той факт, що екран безпосередньо впливає на екранований елемент.

Так, у разі екранування індуктивних елементів (котушок індуктивності коливальних контурів ТЗ) треба пам'ятати про зворотну дію екрана котушки на його характеристики, зокрема індуктивність та опір втрат. Тому діаметр захисного екрана котушки в порівнянні з діаметром самої котушки має бути $d_e > (1{,}5...2)\, d_к$. При такому співвідношенні зворотним впливом екрана на параметри індуктивного елемента можна знехтувати. Умови доброї перешкодозахищеності вимагають, щоб щілини в екрані котушки обов'язково були орієнтовані перпендикулярно осі котушки індуктивності.

24.3.2. Раціональне заземлення

Заземлення — одне з основних і найпоширеніших способів захисту ТЗ. Заземлення ТЗ та їх систем має два основних призначення:

— захист від високих потенціалів, що виникають на корпусах екранів ТЗ;

— зменшення рівнів наведених напруг і струмів у внутрішніх та зовнішніх колах радіо- та електротехнічного устаткування ТЗ при впливі ПЕМП.

Розрізняють три види заземлень:

— заземлення грозозахисту (для відведення струмів блискавки в землю);

— захисне заземлення (для забезпечення безпеки обслуговуючого персоналу шляхом заземлення металевих частин установок, які нормально мають нульовий потенціал, але можуть виявитися під напругою);

— робоче заземлення (для створення опорного еквіпотенціального рівня схем і систем ТЗ, що забезпечує режим їх нормального функціонування).

Досить часто один і той самий вид заземлень може виконувати два або три призначення одночасно. Заземлення грозозахисту і захисні заземлення звичайно мають потенціал Землі, у той час як для систем робочих заземлень ця умова не є обов'язковою.

Щодо забезпечення вимог ЕМС основна увага приділяється робочим заземленням. При розробці системи раціонального робочого заземлення підсистем, схем і кіл ТЗ звичайно мають на меті:

1) зниження перешкодових напруг, які виникають у колах ТЗ при протіканні струмів через загальні опори землі;

2) запобігання утворенню замкнених контурів заземлення, чуттєвих до перешкодових магнітних полів і різниці потенціалів землі.

За своїм конструктивним виконанням системи робочих заземлень можуть бути одноточковими, багатоточковими і регіональними. На рис. 24.7 наведено можливі варіанти одноточкового заземлення за системою «їжак» (рис. 24.7,*а*) і за системою «ялинка» (одноточкове заземлення за допомогою спільної шини рис. 24.7,*б*). Подібна система заземлення, як правило, застосовується в невеликих екранованих компактних підсистемах. До її переваги належить те, що вона дозволяє виключити утворення великих петель, які можуть стати приймачами наведених ЕРС.

Проте конструктивне рішення системи заземлення у вигляді «їжака» або «ялинки» пов'язане з певними труднощами, зокрема при їх реалізації для значних за своїми лінійними розмірами систем. Розміри пристрою можуть виявитися порівнянними з довжиною хвилі перешкоди, що може викликати резонансні явища в сполучних шинах і призвести до несумісності защемлюваних систем.

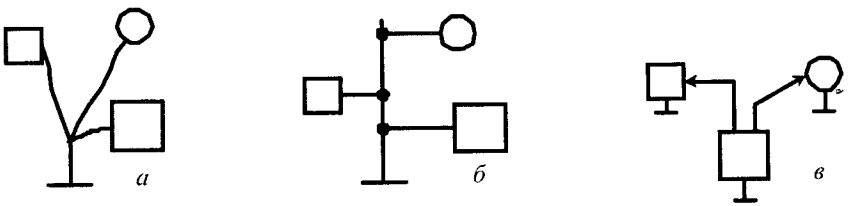


Рис. 24.7. Варіанти виконання одноточкової (а і б) і багатоточкової (*в*) систем заземлення: *а* — «їжак»; *б* — «ялинка».

Для багатьох ТЗ єдиною системою заземлення, що може бути практично реалізованою, є багатоточкова (рис. 24.7,*в*).

Тут кожна підсистема ТЗ екранована, заземлена і зв'язана одна з одною за допомогою кабелів. Однак при цьому потрібен додатковий захист вводів, добре екранування кабелів і максимальне наближення їх до «землі».

Комбіновані властивості всіх попередніх систем заземлень має регіональна зональна система. У цьому випадку в межах кожної екранованої зони зберігається концепція одноточкової системи заземлення. Однак усі входи і виходи кабелів між зонами (підсистемами) повинні мати спеціальну систему ізоляції (відділення підсистем одна від інших).

Оскільки на практиці принцип одноточкового заземлення в багатьох випадках не реалізується, то доводиться застосовувати багатоточкову систему заземлення. У зв'язку з цим виникає необхідність оцінки впливу ПЕМП по колах заземлення. Напруга, що індукується ПЕМП між пристроями ТЗ і «землею»,

$$u(t) = Ri(t) + Ldi(t)/dt,$$

де $i(t)$ — струм, що індукується ПЕМП у контурі, утвореному екраном лінії зв'язку або корпусом споруди, яка екранує, і провідником, що з'єднує екран із «землею»; R та L — відповідно опір та індуктивність заземлювальних електродів і сполучних проводів.

Оскільки імпульс струму $i(t)$ може мати крутий фронт, то напруга, обумовлена другим додатком $L\,di(t)/dt$, який робить істотний внесок у значення $u(t)$. Тому при розробці системи заземлення ТЗ необхідно прагнути до зменшення не тільки R, але і L.

Як правило, багатоточкове заземлення дає добрі результати на високих частотах. На низьких частотах краще застосовувати систему одноточкового заземлення. На рис. 24.8 наведено три найбільш типові схеми з'єднання кабельної лінії зв'язку з «землею».

Дослідження показують, що на низькій частоті тип з'єднання екрана кабелю з «землею» є важливим параметром. При цьому симетричний зв'язок приводить до появи найбільшої індукованої напруги в системі заземлення і, врешті-решт, в навантаженні кабелю. Отже, для зменшення впливу низькочастотних ПЕМП по системах заземлення на роботу ТЗ мають бути використані асиметричний зв'язок або відсутність зв'язку із землею.

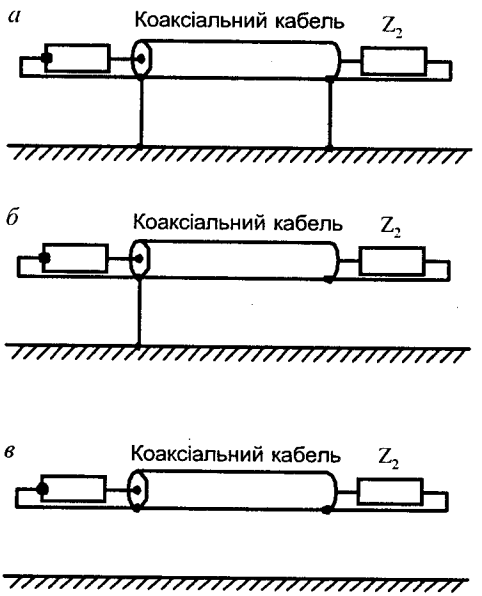


Рис. 24.8. Види заземлення кабельної лінії: *а* — симетричне; *б* — асиметричне; *с* — ізольоване.

На високих частотах, якщо довжина кабелю і хвилі ПЕМП одного порядку, вплив резонансу наведених струмів є таким, що напруга в навантаженні кабеля має приблизно одне і те ж значення, яке не залежить від типу з'єднання екрана кабелю із «землею». Більше того, резонансні явища призводять до зменшення ефективності екранування від електромагнітних перешкод. Для зменшення впливу резонансних ефектів на високих частотах екран кабелю потрібно з'єднувати з «землею» у багатьох точках по його довжині.

Слід зазначити, що неправильне технологічне виконання системи заземлення пристрою ТЗ призводить до зменшення ефективності екранування від ПЕМП. Заземлювальні провідники і шини необхідно приєднувати до екрана таким чином, щоб по можливості не порушувати його цілісності й, реалізуючи той або інший вид системи заземлення, не створювати додаткових отворів, щілин, зварених швів та інших локальних порушень електричної однорідності захисних корпусів екранів ТЗ.

24.4. Схемотехнічні методи

24.4.1. Обмеження перешкодових струмів і напруг за амплітудою і спектром

Найбільші труднощі виникають у практичній реалізації захисту вхідних (вихідних) кіл радіо- та електротехнічного устаткування ТЗ від вражаючих дій та дестабілізуючих впливів перешкодових струмів і напруг, які виникають у небезпечних трактах ТЗ, оскільки в основі реалізації цих заходів лежать схемотехнічні методи захисту, що вимагають зміни структури захищуваної схеми і введення в неї додаткових елементів, застосування яких на пряму не пов'язане з виконанням цією схемою своїх функціональних призначень.

Обмеження перешкодових струмів і напруг за амплітудою і спектром є одним з поширених схемотехнічних методів захисту вхідних (вихідних) кіл і підвищення стійкості ТЗ при дії на них наведених напруг і струмів від ПЕМП. Обмеження наведень за амплітудою має зменшити максимальне значення перешкодових струмів і напруг у небезпечних трактах ТЗ. Обмеження наведень за спектром спрямоване на приглушення високочастотних (що змінюються з великою швидкістю) перешкод.

Найчастіше як амплітудні обмежники наведень у колах ТЗ застосовують «тверді» і «м'які» обмежники. До «твердих» обмежників належать прилади, що функціонують за принципом: високий опір — низький опір — високий опір. Це іскрові і газонаповнені розрядники, які працюють в області тліючого і дугового розряду. «М'які» обмежники поєднують напівпровідникові обмежувальні прилади, варистори і спеціальні нелінійні опори. До обмежників спектра в основному належать прохідні конденсатори, дроселі та фільтри.

Важливою характеристикою амплітудних і частотних обмежників, особливо для імпульсних перешкод, є залежність вихідної напруги захисного елемента від часу (рис. 24.9). За цією залежністю можна судити про те, наскільки сигнал перешкоди після проходження ним амплітудного обмежника є небезпечним для нормального функціонування елементів ТЗ, які входять у тракт, що захищається.

Очевидно, що ні іскрові та газонаповнені розрядники, ні електромеханічні прилади (реле або автоматичні вимикачі, які спрацьовують при перевантаженнях за напругою або струмом), а тим більше частотні обмежники непридатні для захисту чутливих до перевантажень напівпровідникових приладів, оскільки для них недопустимі значні викиди і зрізи напруги, що пропускаються цими

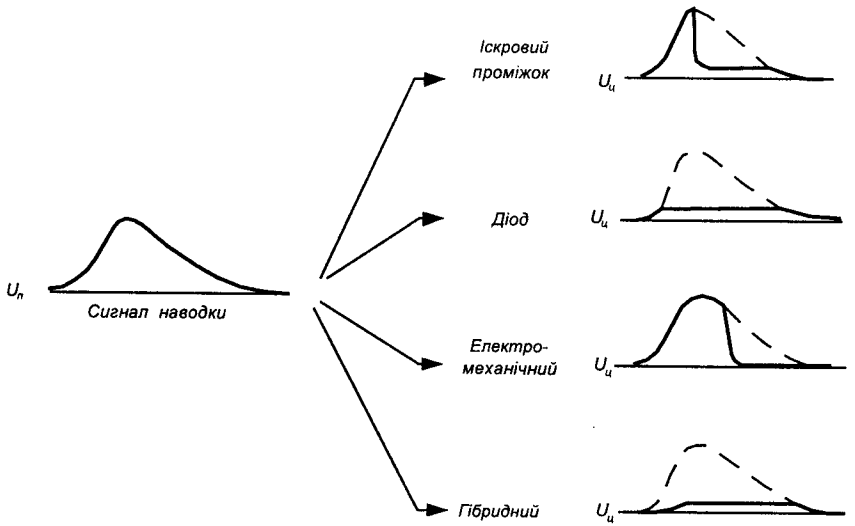


Рис. 24.9. Часові залежності вихідних напруг основних амплітудних обмежників.

захисними приладами. У багатьох випадках ефективним є використання захисних напівпровідникових приладів, але вони самі по собі вимагають попереднього захисту, якщо очікуються великі початкові перенапруги.

Необхідного рівня захисту ТЗ на основі схемотехнічних методів не можна досягти за допомогою тільки одного з видів захисних елементів (наприклад, розрядників, захисних діодів, стабілітронів або фільтрів). Надійним способом захисту вхідних (вихідних) кіл ТЗ, що містять напівпровідникову елементну базу, від перенапруг є застосування захисних схем, виконаних східчастим (каскадним) принципом з двома або більше ступенями захисту. Принцип побудови каскадних гібридних схем обмеження перешкодних струмів і напруг за амплітудою і спектром, що виникають у небезпечних трактах ТЗ, наведено на рис. 24.10.

Основу першого ступеня грубого захисту складають іскрові (ИР-02; ИР-03), вентильні (РВ-500, РВП-6, РВН-05) або газонаповнені (Р-8, Р-9, Р-10) розрядники з підвищеною напругою пробою, які обмежують перенапруги від десятків до одиниць кіловольтів.

Другий ступінь середнього захисту будується на основі низьковольтних газонаповнених розрядників типу Р-350, Р-35, Р-27, Р-4, динамічні напруги спрацьовування яких на останньому каскаді

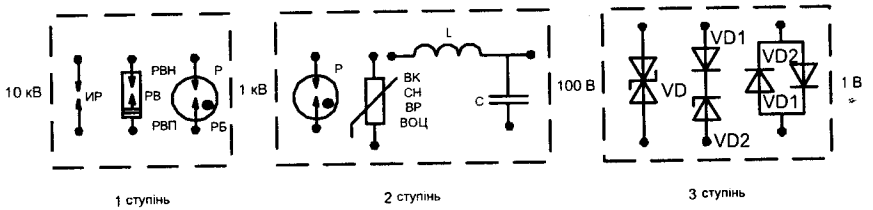


Рис. 24.10. Східчастий принцип побудови гібридної схеми захисту.

повинні бути меншими, ніж імпульсна електрична міцність елементів вхідних (вихідних) кіл ТЗ стосовно землі разом з нелінійними елементами типу СН, ВОЦ, ВК або ВР, що обмежують перенапруги від одиниць кіловольтів до сотень вольтів.

Третій ступінь тонкого захисту будується на використанні напівпровідникових захисних елементів (кремнієвих стабілітронів, обмежувальних і захисних діодів), які забезпечують зниження перенапруги до одиниць вольтів.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Що є причиною виходу з ладу елементної бази технічних засобів?
2. У чому принципова відмінність конструкційних методів захисту технічних засобів від схемотехнічних методів захисту?
3. Для яких цілей служить зварена рама корпуса технічного засобу?
4. Які види електромагнітних провідних ущільнювальних прокладок застосовуються в практиці екранування?
5. Яким чином досягається необхідний рівень екранування при наявності в корпусі-екрані вентиляційних отворів?
6. Що таке провідні прозорі матеріали і для якої мети вони застосовуються?
8. Що таке раціональне заземлення?
9. За яким принципом будуються схеми обмеження перешкодових струмів і напруг у небезпечних трактах технічних засобів?

ЛІТЕРАТУРА

1. *Радиоэлектронные средства и мощные электромагнитные помехи* /В. И. Кравченко, Е. А. Болотов, Н. И. Летунова; Под ред. В. И. Кравченко. — М.: Радио и связь, 1987. — 256 с.
2. *Кравченко В. И.* Грозозащита радиоэлектронных средств: Справочник. — М.: Радио и связь, 1991. — 264 с.

3. *Шваб А.* Электромагнитная совместимость /Пер. с нем. В. Д. Мазина и С. А. Спектора: Под ред. И. П. Кужекина. — М.: Энергоатомиздат, 1995. — 480 с.
4. *Хабигер Э.* Электромагнитная совместимость. Основы ее обеспечения в технике /Пер. с нем. И. П. Кужекина; Под ред. Б. К. Максимова. — М.: Энергоатомиздат, 1995. — 304 с.
5. *Дьяков А. Ф., Максимов Б. К., Борисов Р. К. и др.* Электромагнитная совместимость в электроэнергетике и электротехнике/ Под ред. А. Ф. Дьякова. — М.: Энергоатомиздат, 2003. — 768 с.

Навчальне видання

БРЖЕЗИЦЬКИЙ Володимир Олександрович
ІСАКОВА Аліса Василівна
РУДАКОВ Валерій Васильович
та інші

ТЕХНІКА І ЕЛЕКТРОФІЗИКА ВИСОКИХ НАПРУГ

Навчальний посібник

За редакцією
В. О. Бржезицького, В. М. Михайлова

Коректори
В. П. Невська, М. В. Весновська

Комп'ютерна верстка
О. Б. Зголи

Підписано до друку 1.04.2005. Формат 60×90/16.
Папір офсетний. Гарнітура Таймс. Друк офсетний.
Умовн. друк. арк. 58,12. Обл.-вид. арк. 58,15.
Тираж 500 прим. Зам №39/04.

Друкарня «Торнадо»,
61045, Харків, вул. Отакара Яроша, 18