

Г.Ф.Бушок, Є.Ф.Венгер

# Курс Фізики

Електрика і магнетизм

Книга **2**

• Вища школа •

Г.Ф.Бушок, Є.Ф.Венгер

---

# Курс ФІЗИКИ

---

Книга 2

---

*Електрика і магнетизм*

*Рекомендовано Міністерством освіти  
і науки України*

Навчальний посібник для студентів  
фізико-математичних факультетів  
вищих педагогічних навчальних закладів

АБОНЕМЕНТ-2

НТБ ВНТУ



421522

53(075)

Б 94

2003

Бушок Г. Ф. Курс фізики

КИЇВ  
«ВИЩА ШКОЛА»  
2003

УДК 537 (075.8)  
ББК 22.33я73  
Б94

Гриф надано Міністерством  
освіти і науки України (лист від  
11 лютого 2002 р. № 14/18.2—322)

Рецензенти: *О. В. Мельничук* — д-р фіз.-мат. наук, проф., за-  
відувач кафедри фізики Ніжинського державного педагогічного уні-  
верситету ім. М. Гоголя; *М. І. Гриценко* — д-р фіз.-мат. наук, проф.,  
завідувач кафедри фізики Чернігівського державного педагогічного  
університету ім. Т. Г. Шевченка

Редакція літератури з економіки і фундаментальних наук  
Редактор *В. Ф. Хміль*

421522

**Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф.**

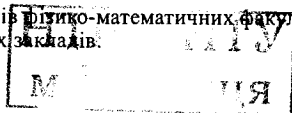
Б94 Курс фізики: У 3 кн. Кн. 2. Електрика і магнетизм: Навч.  
посіб. — К.: Вища шк., 2003. — 278 с.: іл.

ISBN 966-642-134-8 (кн. 2)

ISBN 966-642-124-0

Систематизовано викладено програмний матеріал з електрики і  
магнетизму. Значну увагу приділено розкриттю логічної структури  
фізики як науки, висвітленню її зв'язку з іншими природничими на-  
уками, математикою, технікою. Короткі історичні довідки про різні  
здобутки наукового пізнання сприяють більш повному уявленню про  
розвиток фізики.

Для студентів фізико-математичних факультетів вищих педагогіч-  
них навчальних закладів.



УДК 537 (075.8)  
ББК 22.33я73

ISBN 966-642-134-8 (кн. 2)

ISBN 966-642-124-0

© Г. Ф. Бушок, Є. Ф. Венгер, 2003

# Електрика і магнетизм

- ◆ Електростатика
- ◆ Постійний електричний струм
- ◆ Електропровідність твердих тіл
- ◆ Контактні явища в металах і напівпровідниках
- ◆ Електричний струм у рідинах і газах
- ◆ Електромагнетизм
- ◆ Електромагнітна індукція
- ◆ Змінний електричний струм
- ◆ Трифазний струм
- ◆ Електромагнітні коливання і хвилі

## § 1. Історичний огляд учення про електромагнетизм

Історію розвитку вчення про електромагнетизм можна поділити на три періоди. Перший охоплює величезний інтервал людського пізнання — від сивої давнини до кінця XVIII ст. Він характеризується спорадичним набуттям початкових знань про постійні магніти й електрику, розглядаючи їх як незалежні явища. У другому періоді, що припадає на XIX ст., було відкрито магнітне поле електричного струму, виявлено єдність електричних і магнітних явищ, створено класичну електродинаміку, розвивалася електротехніка. Третій період, від кінця XIX ст. до наших днів, знаменується розвитком електронної теорії та вчення про будову атома, електрична енергія стає основою сучасного виробництва.

Назвемо деякі найпримітніші здобутки на цьому шляху.

Літературні пам'ятки свідчать, що десь за 1100 років до н. е. китайці використовували компас у вигляді вільнорухомої людської фігури на колісничці; витягнутою рукою вона показувала південь — усередині руки був магніт. Трохи пізніше компасом користувалися індійці.

З давніх часів людству були відомі явища електризації тіл. Ще за 600 років до н. е. грецький філософ Фалес Мілетський (625—547 до н. е.) помітив, що янтар, натертий вовною або шкірою, притягує легкі предмети. Були відомі й інші електричні явища, але довгий час по-справжньому їх ніхто не вивчав. Подібні дослідження були ще дуже далекими від виробничих потреб людства.

Наприкінці XVI ст. електричними явищами зацікавився англійський вчений В. Гільберт (1544—1603). Він помітив, що під час натирання, крім янтарю, здатності притягати легкі предмети набувають багато інших тіл. Явище збудження таких властивостей було названо *електризацією тіл*.

Спонукальними причинами розгортання природничих досліджень, включаючи електромагнетизм, були проблеми розвитку промислового виробництва XVIII ст.

У 1729 р. англійський фізик С. Грей (1666—1736) виявив, що всі речовини можна поділити на провідники та непровідники електрики. У 1734 р. французький фізик Ш. Ф. Дюфе (1698—1739) довів,

що існує два види електрики — «скляний» і «смоляний», причому однорідні види електрики відштовхуються, а різнорідні — взаємно притягаються. У 1749 р. американський вчений Б. Франклін (1706—1790) на дослідах довів, що в усіх випадках електризації виникають заряди обох знаків та в однаковій кількості. Для пояснення електризації він висунув гіпотезу про існування в тілах електричних флюїдів та можливість їх перетікання від одного тіла до іншого під час натигання. Такими були початкові відомості про електризацію тіл.

Поряд з явищем електризації тіл учених дедалі більше приваблювали грозові електричні явища в атмосфері. У вивченні їх велика заслуга належить М. В. Ломоносову, Г. В. Ріхману і Б. Франкліну. Г. В. Ріхман (1711—1753) побудував електрометр, за допомогою якого вимірювався потенціал електризації хмар. М. В. Ломоносов (1711—1765) розвинув учення про виникнення атмосферної електрики від взаємодії верхніх шарів атмосфери висхідними потоками нагрітого повітря. Б. Франклін запровадив у практику блискавковідвід.

У 1785 р. французький вчений Ш. О. Кулон (1736—1806) відкрив закон взаємодії двох заряджених точкових тіл, чим поклав початок строго кількісним оцінкам електростатичних явищ.

У кінці XVIII ст. істотний внесок у вивчення електромагнетизму зробили італійські вчені Л. Гальвані (1737—1798) та А. Вольта (1745—1827). В результаті дослідження контактних електричних явищ вони побудували джерела постійного струму — гальванічні елементи, а з них батарею — «вольтів стовп». За цим настало технічне застосування електричного струму (електроліз, гальванопластика, електродвигун, електрична дуга та ін), що сприяло зародженню електродинаміки, радіоелектроніки тощо.

У 1820 р. датський фізик Х. К. Ерстед (1777—1851) виявив магнітну дію електричного струму і новий тип сил — електромагнітні взаємодії. Того самого року французький вчений А. М. Ампер (1775—1836) на дослідах довів, що навколо електричного струму неодмінно існує магнітне поле, виявивши цим єдність електричних та магнітних явищ; йому належить також відкриття закону дії магнітного поля на провідник зі струмом.

У 1831 р. англійський фізик М. Фарадей (1791—1867) відкрив явище електромагнітної індукції, яким показав взаємне перетворення магнетизму й електрики, а також можливості побудови якісних нових генераторів електричного струму.

Своє завершення класична електродинаміка дістала в працях англійського фізика Дж. К. Максвелла (1831—1879). Вона була викладена в його творі «Трактат про електрику і магнетизм», опублікованому в 1873 р. Дж. К. Максвелл створив струнку вчення про електромагнітне поле, яке було покладено в основу всього подальшого розвитку електро- та радіотехніки.

Розвиток електродинаміки відіграв важливу суспільну роль. Хоча капіталістичне виробництво ХІХ ст. і задовольнялося використанням теплових двигунів, однак розширення його масштабів дедалі більше натрапляло на труднощі у передаванні рухів від двигуна до робочих місць. Від пасових передач треба було перейти до застосування пристроїв електричної техніки. Електродинаміка стала теоретичною основою розвитку електротехніки.

Значний внесок у розвиток електротехніки зробили російські вчені. Академік В. В. Петров (1761—1834) відкрив електричну дугу, яку згодом П. М. Яблочков (1847—1894) використав для освітлення, М. М. Бернадос (1842—1905) для зварювання металів, а М. Г. Слав'янов (1854—1897) для плавлення металів. Е. Х. Ленц (1804—1865) і Б. С. Якобі (1801—1874) довели принцип оборотності динамомашини. О. Г. Столетов (1839—1896) дослідив функцію намагнічування м'якого заліза, знання якої для побудови електричних машин було необхідне так само, як і властивостей пари для побудови теплових машин. Ф. А. Піроцький (1845—1898) і Д. О. Лачінов (1842—1902) розробили та здійснили першу передачу електричної енергії на далеку відстань. М. О. Доливо-Добровольський (1861—1919) побудував генератор, двигун, трансформатор й електродинамічні вимірювальні прилади для трифазного змінного струму, створив основу силового забезпечення сучасного виробництва.

Початок ХХ ст. позначився розвитком класичної електронної теорії, засновниками якої були намецький фізик П. Друде (1863—1906) і голландський фізик Х. А. Лоренц (1853—1928). На відміну від суто феноменологічної теорії Максвелла нова теорія прагнула пояснити фізичні явища з урахуванням внутрішньої будови речовини. У 1903 р. після відкриття електрона англійський фізик Дж. Дж. Томсон (1856—1940) мав підставу подати атом як електричну систему, що складається з позитивно зарядженої маси, у товщі якої «вкраплено» точкові електрони; останні могли здійснювати коливальні рухи навколо своїх положень рівноваги. Таким був відправний пункт електронної теорії.

Посилаючись на коливання електронів у атомі, теорія була спроможна пояснити дисперсію світла, розщеплення ліній атомарних спектрів у магнітному полі; припускаючи наявність вільних електронів у металах, — пояснити їхню якісну провідність і навіть вивести відомі дослідні закони Ома, Джоуля — Ленца, Відемана — Франца та ін. Це були незаперечні успіхи теорії.

Поряд із цим відповідно до діалектичного закону заперечення у розвитку пізнання стали відкриватися факти, які не вкладалися в межі класичної електронної теорії. Найвагомими з них були результати дослідів англійського фізика Е. Резерфорда (1871—1937), проведених у 1913 р., що розкривали планетарну квантово-механіч-

ну структуру атома. У фізику входила квантова механіка. Названі теорії в органічній єдності становлять теоретичну основу сучасного вчення про електромагнетизм.

До активу квантової механіки в електромагнетизмі можна віднести розкриття природи феромагнітного стану, квантово-механічного характеру провідності металів, зонної провідності напівпровідників, явища надпровідності та інших, про що йдеться у відповідних розділах курсу фізики.

Наукові здобутки в електромагнетизмі неодмінно позначалися на вдосконаленні техніки виробництва і поліпшенні добробуту людства. Досить зазначити, що нині вся земна куля усіяна не тільки лампами електричного освітлення, а й електродвигунами, радіотелевізійними центрами та електронною апаратурою, тепловими, водяними, вітровими, сонячними й атомними електростанціями, високовольтними лініями передачі.

Енергоозброєність людини у суспільстві є одним з основних показників його економічного розвитку. Так, Україна має густу мережу електростанцій різних типів і потужностей. Переважну більшість з них становлять потужні теплові електростанції — Криворізька, Слов'янська, Придніпровська, Трипільська, Ладизинська, Чигиринська та багато інших. У них використовуються блоки парових турбін потужністю від 200 до 800 МВт кожна, а загальна потужність станцій нового покоління сягає 2,4 ГВт.

Збагачує енергоресурси країни каскад станцій на Дніпрі — Каховська, Кременчуцька, Дніпродзержинська, Київська, Канівська і Запорізька гідроелектростанції.

Зростаючі потреби виробництва електроенергії при обмежених ресурсах паливних речовин зумовили необхідність побудови атомних електростанцій. Нині вони роблять вагомий внесок в енергетику країни, а їхні потужності й надійність експлуатації тісніше варіюються з досягненнями науки та підготовкою технічних кадрів. На це спрямовуються об'єднані зусилля всіх країн світу — кожна новозбудована атомна електростанція є більш досконалою і надійною в експлуатації. Станції старих конструкцій вдосконалюються або замінюються принципово новими типами.

Наведені вище концептуальні підходи до тлумачення етапів розвитку вчення про електромагнетизм ширше висвітлено й аргументовано у подальшому викладі навчального матеріалу.

## § 2. Електризація тіл

Розділ фізики, в якому вивчаються взаємодія нерухомих у заданій системі відліку електрично заряджених тіл і властивості пов'язаних з ними полів, називають *електростатикою*.



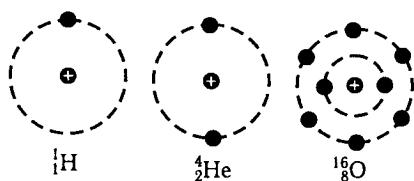


Рис. 1

Ключ до розуміння електростатичних явищ дає теорія будови атома. Як відомо, атом складається з позитивно зарядженого ядра — основного носія маси — та негативно заряджених частинок — електронів, що обертаються навколо ядра.

Порядковий номер хімічного елемента в періодичній системі Д. І. Менделєєва визначається зарядом ядра або кількістю електронів, які перебувають в оболонці атома в його нормальному стані (рис. 1). Стійкість атома забезпечується електричною взаємодією ядра й електронної оболонки. Проте зовнішні електрони атома, найслабше зв'язані з ядром, можуть залишати своє ядро і переходити у сферу дії ядер інших атомів. Якщо атом захоплює додаткові електрони, або втрачає їх, то він перетворюється на негативний або позитивний іон. Переходами електронів від одних тіл до інших зумовлюється електризація тіл.

У процесі електризації тертям одне тіло набуває негативного заряду, інше — позитивного. Зрозуміло, що до тертя заряди обох знаків на тілах були в однаковій кількості, але у процесі тертя (контакту) заряджені частинки (електрони) перерозподіляються між тілами. Надлишок електронів на одному тілі робить його негативно зарядженим, недостача їх на іншому — в цілому позитивно зарядженим. Негативний заряд одного тіла точно дорівнює позитивному заряду іншого тіла. Це положення відоме під назвою *закону збереження електричного заряду*; електричні заряди не виникають і не зникають, вони можуть лише передаватися від одного тіла до іншого або переміщуватися всередині заданого тіла. Тому *алгебрична сума зарядів, які виникають у будь-якому електричному процесі на всіх тілах, що беруть участь у цьому процесі, завжди дорівнює нулю*.

Зазначимо, що сили взаємодій між електрично зарядженими частинками можна поділити на два види — електричні та магнітні. Суто електричні сили притягання і відштовхування проявляються між нерухомими зарядженими частинками; магнітні взаємодії притаманні рухомим зарядженим частинкам. У цьому розділі необхідно також узяти до уваги *теорему Ірншоу*, згідно з якою *система нерухомих точкових зарядів, розміщених на скінченних відстанях один від одного, не може бути стійкою*.

Теорема, сформульована англійським ученим С. Ірншоу в XIX ст., впливає з твердження, що потенціальна енергія статичної системи зарядів не може мати мінімуму. Саме наявність мінімуму потенціальної енергії є необхідною умовою стійкої рівноваги системи.

Теорема Ірншоу відіграла позитивну роль у розвитку теорії атома. З неї випливало, що атом не може бути побудованим із нерухомих зарядів, зв'язаних тільки електричними силами; тому він має представляти собою динамічну систему.

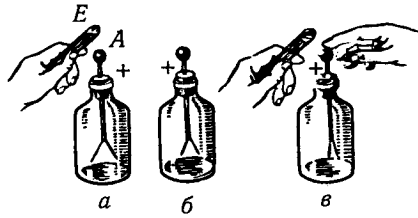


Рис. 2

Уже йшлося про те, що електризація тіл зводиться до утворення надлишку на одному тілі негативного заряду, на іншому — позитивного. Очевидно, для поділу таких зарядів треба виконати певну роботу проти електричних сил притягання між ними. Отже, будь-яка електризація тіл супроводжується виконанням роботи завдяки стороннім джерелам енергії — механічній, внутрішній, хімічній, світловій. Наприклад, у гальванічних елементах під дією хімічної енергії один електрод заряджається негативно, а інший — позитивно.

Усі досліди підтверджують, що тіла, наелектризовані різнойменно, притягуються, а однойменно — відштовхуються. На використанні відштовхування однойменно заряджених тіл ґрунтується дія електроскопа.

Одним із важливих способів електризації тіл є електризація через вплив. Якщо до незарядженого електроскопа піднести наелектризоване тіло  $E$ , то листочки в електроскопі розходяться ще до моменту дотикання тіла до головки електроскопа  $A$  (рис. 2, *a*), а кут між листочками зростає зі зменшенням відстані між тілом  $E$  та головкою  $A$ . Якщо електроскоп уже був заряджений і до нього наближати однойменно заряджене тіло, то листочки ще більше розходяться (рис 2, *б*). Через вплив зарядженого тіла  $E$  заряджені частинки різного знака перерозподіляються між головкою та листочками електроскопа. Щоб зарядити електроскоп, треба однойменно заряджені частинки на його листочках заземлити (наприклад, доторкнутися до головки  $A$  заземленим провідником або рукою, як на рис. 2, *в*).

В усіх випадках передумовою електризації тіл є наявність елементарних частинок як носіїв електричних зарядів.

### § 3. Заряд і поле. Поле як вид матерії

Матерія існує у вигляді речовини й поля. Обидва ці види матерії є певними фізичними субстанціями з притаманними їм властивостями, які відповідно проявляються, вивчаються і використовуються у практичній діяльності людства. Здебільшого ці два види матерії пов'язані між собою, можуть перетворюватися один на

одного. У першій частині «Курсу фізики» ми вивчали поле тяжіння. Тут ідеться про електричне і магнітне поля, а у загальнішому розумінні — про електромагнітне поле. Поділ на окремі поля залежить від вибору системи відліку.

Звичайно електричне і магнітне поля існують у нерозривній єдності з нерухомими та рухомими зарядженими частинками і тілами. Проте існує також вільне електромагнітне поле — *електромагнітні хвилі*; воно не залишається локалізованим у певній області простору, а поширюється, причому у вакуумі — зі сталою швидкістю  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с.

Електричне поле як вид матерії проявляється у силовій дії на заряджені частинки речовини та тіла. Воно зумовлює електризацію і поляризацію тіл, їх деформацію — явище *електрострикції*, може перетворюватися на магнітне поле, йому властива певна енергія тощо.

Електричні заряди відображають тільки властивості частинок речовини, що проявляються у взаємозв'язках та взаємодіях речовини і поля. Точніше, *електричний заряд* — властивість частинок речовини або тіл, яка характеризує їх взаємозв'язок із власним електромагнітним полем. Електричний заряд кількісно визначається за силовою взаємодією заряджених частинок і полів. Отже, під електричним зарядом розуміють властивість частинок речовини, а також фізичну величину, що кількісно характеризує цю властивість. Тому прийнято, що заряд електрона дорівнює  $-1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. До речі, це одна із найменших порцій електричного заряду частинок, відомих у фізиці; її називають *елементарним зарядом*. Щоправда, у сучасній науці утверджується гіпотеза про те, що у природі існують *кварки*, заряди яких дорівнюють  $+2/3$  та  $-1/3$  елементарного заряду.

Оскільки кожне тіло складається з певної кількості елементарних частинок, заряд будь-якого тіла містить ціле число елементарних зарядів  $e$ , тобто  $q = en$ , де  $n$  — ціле число. У цьому й полягає сутність атомістичної природи електричних зарядів тіл. Як уже зазначалось, електризація тіл зумовлюється переважно перерозподілом електронів.

Зазначимо, що нерідко для спрощення викладу замість термінів «електрично заряджене тіло» і «заряджена частинка» користуються не зовсім удалим скороченням «заряд».

## § 4. Взаємодія заряджених тіл. Закон Кулона

Для кількісних характеристик електричних явищ важливе значення має *закон Кулона* (1785). Учений експериментально довів закон взаємодії заряджених тіл, використовуючи для вимірювання сили їх взаємодії крутильні терези (рис. 3).

Прилад має вигляд скляного циліндра, на якому закріплено стояк, а зверху нього встановлено поворотну головку та градусну шкалу. На тонкому дроті, прикріпленому одним кінцем до головки, підвішується легеньке коромисло з ізоляційного матеріалу, на одному кінці якого кріпиться бузинова кулька, на іншому — противага. За шкалою біля поворотної головки визначається кут закручування нитки, а за шкалою на бічній поверхні скляного футляра — кут повороту коромисла із зарядженою бузиновою кулькою. Кришка футляра має отвір для внесення усередину другої зарядженої металевої кульки.

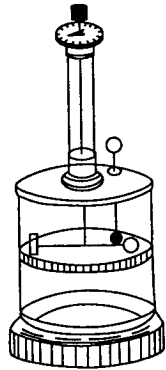


Рис. 3

Досліди показали, що сила взаємодії між зарядженими кульками залежить від їхніх зарядів  $q_1$  і  $q_2$  та відстані  $r$  між центрами кульок. Зрозуміло, що для визначення залежності сили  $F$  від відстані  $r$  треба було б брати заряди  $q_1$  і  $q_2$  сталими, а для визначення залежності  $r$  від  $q_1$  та  $q_2$  користуватися фіксованим значенням  $r$  і змінювати заряди. Очевидно, щоб зменшити на кульці заряд удвічі, досить доторкнутися до неї такою самою незарядженою кулькою.

Вимірюючи силу для різних значень  $q_1$ ,  $q_2$  та  $r$ , Ш. О. Кулон виявив, що *сила взаємодії двох точкових заряджених тіл прямо пропорційна добутку їхніх зарядів, обернено пропорційна квадратові відстані між ними і залежить від властивостей середовища, тобто*

$$\vec{F}_{12} = k \frac{q_1 q_2}{\epsilon r^2} \vec{r}_{12}, \quad (1)$$

де  $k$  — коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору одиниць;  $\epsilon$  — відносна діелектрична проникність середовища — число, яке показує у скільки разів сила взаємодії будь-яких заряджених частинок у заданому середовищі менша, ніж у вакуумі.

Зазначимо, що в СІ для всіх змінних величин, які пов'язуються законом Кулона, одиниці визначено незалежно від закону. Одиницею сили є ньютон, одиницею відстані — метр, одиницею заряду — кулон. Останню визначено як похідну одиниці сили струму — ампера, що є основною в системі. Згідно з формулою  $q = It$  один кулон — це електричний заряд, що переноситься потоком заряджених частинок через переріз провідника за 1 с при силі струму 1 А:

$$1 \text{ Кл} = 1 \text{ А} \cdot \text{с}.$$

За таких умов коефіцієнт пропорційності в законі Кулона (1) набуває цілком певного значення. В одиницях СІ його записують у такому вигляді:

$$k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} = 9 \cdot 10^9 \frac{\text{Н} \cdot \text{м}^2}{\text{Кл}^2}. \quad (2)$$

Саме з такою силою взаємодіють два точкових тіла, кожне із зарядом 1 Кл на відстані 1 м у вакуумі. У виразі (2) множник  $1/(4\pi)$  введено для спрощення (раціоналізації) запису рівнянь електромагнітної теорії;  $\epsilon_0$  називається *діелектричною проникністю вакууму*. З виразу (2) знаходимо

$$\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{Кл}^2}{\text{Н} \cdot \text{м}^2} = 8,85 \cdot 10^{-12} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}. \quad (3)$$

З урахуванням викладеного закон Кулона в СІ набрав такого вигляду:

$$\vec{F} = \frac{q_1 q_2}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r^3} \vec{r}. \quad (4)$$

Закон Кулона можна застосувати для визначення сили взаємодії точкових заряджених тіл. Який же критерій слід використовувати, щоб називати заряджені тіла точковими?

Відповідь на поставлене запитання можна дати лише на дослідній основі. Для цього ефективним є використання пружних терезів відповідної конструкції (рис. 4). За їх допомогою можна дослідити взаємодію двох заряджених легеньких кульок (наприклад, кульок для настільного тенісу, покритих графітовим порошком) на ізоляційних стояках. Лівий стояк із муфтою в основі легко обертається навколо горизонтальної осі; вгорі стояк скріплено з кінцем тонкої спіральної пружинки, інший кінець якої кріпиться з фрикційною муфтою стрілки. Правий стояк із зарядженою кулькою можна переставляти в лунки штанги, наближаючи або віддаляючи взаємодіючі кульки.

Силу взаємодії кульок визначають за кутом закручування пружинки, достатнім для повернення лівого стояка у початкове вертикальне положення. Дослідження показують, що закон Кулона справджується, якщо відстань між зарядженими кульками щонайменше у 10 разів перевищує їхні розміри.

На закінчення зазначимо, що у виразі кулонівської сили йдеться не про магічну взаємодію двох заряджених тіл на відстані  $r$ , а про

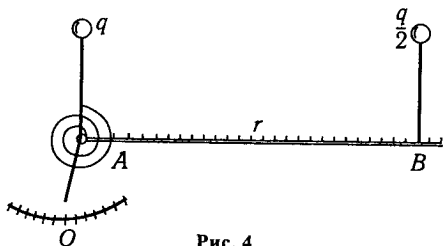


Рис. 4

дію електричного поля, пов'язаного з одним зарядженим тілом, на внесене в нього інше заряджене тіло. Іншими словами, взаємодія заряджених тіл на відстані забезпечується електричним полем.

## § 5. Напруженість електричного поля

З кількісного боку властивості електричного поля описуються за допомогою відповідних величин. Однією з них є зумовлена силова дія поля на внесене в нього пробне точкове заряджене тіло, її називають *напруженістю*.

На пробне заряджене тіло накладаються певні умови: воно має бути легкорухливим, із позитивним і досить малим зарядом  $q_0$ , з тим щоб його внесення не змінювало характер досліджуваного поля та істотно не впливало на результати вимірювання. Таким, наприклад, може бути легка позитивно заряджена бузинова чи пластмасова кулька, підвішена на шовковій нитці.

Якщо пробний точковий заряд переносити в різні точки електричного поля будь-якого зарядженого тіла, то виявиться, що в цих точках сила дії поля неоднакова за значенням і напрямом.

Напруженість чисельно дорівнює відношенню сили, з якою поле діє на пробний позитивний електричний заряд, унесений у задану точку поля, до цього заряду:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q_0}. \quad (1)$$

За одиницю напруженості електричного поля в СІ взято напруженість однорідного електричного поля, створювану різницею потенціалів 1 В між точками, що знаходяться на відстані 1 м на лінії напруженості поля, тобто 1 В/м.

Для поля, пов'язаного з точковим зарядженим тілом, сила  $\vec{F}$  визначається за законом Кулона; тому за означенням (1) вираз напруженості в точці на відстані  $r$  від тіла із зарядом  $q$  набуває вигляду

$$\vec{E} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^3} \vec{r}. \quad (2)$$

Поле зарядженого точкового тіла — центрально-симетричне.

Дослід показує, що напруженість результуючого поля, пов'язаного з системою кількох заряджених тіл, дорівнює векторній сумі напруженостей у заданій точці поля, зумовлених кожним зарядженим тілом:

$$\vec{E} = \sum_{i=1}^n \vec{E}_i. \quad (3)$$

Вираз (3) в аналітичній формі відображає *принцип незалежності дії електричних полів (принцип суперпозиції)*.

Принцип суперпозиції дає можливість знаходити результуючу напруженість не тільки поля системи точкових заряджених тіл, а й полів протяжних тіл із заданими значеннями об'ємної  $\rho$ , поверхневої  $\sigma$  та лінійної  $\tau$  густин їхніх зарядів. Для цього, наприклад, у першому випадку виділяють елементарний заряд  $dq = \rho dV$ , знаходять для заданої точки поля відповідний елемент напруженості  $d\vec{E} = \frac{\rho dV}{4\pi\epsilon_0 r^3} \vec{r}$ , згідно з принципом суперпозиції визначають вираз напруженості (аналогічний для всіх згаданих випадків)

$$\vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_V \frac{\rho dV}{r^3} \vec{r}; \quad \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_S \frac{\sigma dS}{r^3} \vec{r}; \quad \vec{E} = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_L \frac{\tau dl}{r^3} \vec{r}. \quad (4)$$

Якщо напруженість у заданій точці поля відомо, то діюча сила поля на тіло з будь-яким зарядом, унесеним у цю точку,

$$\vec{F} = \vec{E}q.$$

Вектори  $\vec{F}$  та  $\vec{E}$  збігаються за напрямом, якщо  $q > 0$ , і матимуть протилежні напрями, якщо  $q < 0$ .

**Приклад 1.** Визначити напруженість електричного поля диполя:

а) у точці на продовженні плеча  $l$  на відстані  $r$  від його середини (при  $l \ll r$ ) (рис. 5);

б) у точці на перпендикулярі до плеча диполя, проведеному через його середину (рис. 6);

в) у довільній точці (рис. 7).

**Розв'язання.** а) *Електричним диполем* називають систему двох точкових тіл, заряди яких однакові за значенням, але протилежні за знаком ( $+q$  та  $-q$ ), розміщених на малій відстані  $l$  порівняно з відстанями до точок поля, в яких визначається напруженість. Вивчення поля диполя має практичне значення, оскільки молекули багатьох речовин — це природні диполі.

Вектор  $l$ , напрямлений від негативно зарядженого до позитивно зарядженого тіла, який чисельно дорівнює відстані між ними, називається *плечем диполя*. Добуток заряду полюса диполя на плече називається *електричним моментом диполя* і позначається  $\vec{p}$ ; за означенням  $\vec{p} = q\vec{l}$ , тобто вектор моменту диполя збігається за напрямом із плечем диполя.

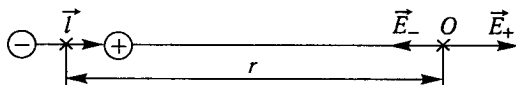


Рис. 5

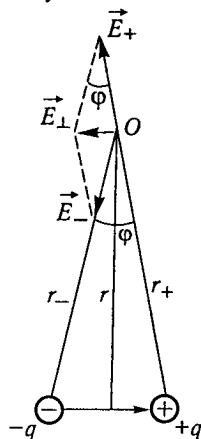


Рис. 6

За принципом суперпозиції вектор напруженості електричного поля диполя у будь-якій точці  $\vec{E} = \vec{E}_- + \vec{E}_+$  (див. рис. 5), де  $\vec{E}_-$  та  $\vec{E}_+$  — вектори напруженості полів полюсів диполя.

Оскільки в точці  $O$  вектори напрямлені у протилежні боки, векторну суму можна звести до алгебричної:

$$E = E_+ - E_- = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\left(r - \frac{l}{2}\right)^2} - \frac{q}{4\pi\epsilon_0\left(r + \frac{l}{2}\right)^2} = \frac{2qlr}{4\pi\epsilon_0\left(r^2 - \frac{l^2}{4}\right)^2}.$$

За умовою задачі  $r^2 \gg \frac{l^2}{4}$ ; тому останнім членом у знаменнику нехтуємо, а після скорочення виразу на  $r$  дістаємо остаточно відповідь

$$\vec{E} = \frac{2\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 r^3};$$

вектор напруженості  $\vec{E}$  паралельний електричному моменту  $\vec{p}$  диполя.

б) З побудови (див. рис. 6) випливає, що трикутник векторів напруженості подібний до трикутника відстаней, звідки

$$\frac{E_{\perp}}{E_+} = \frac{l}{r_+}; \quad E_{\perp} = E_+ \frac{l}{r_+}.$$

Після підстановки значення  $E_+$  і заміни  $r_+ \approx r$  дістанемо відповідь

$$\vec{E}_{\perp} = \frac{\vec{p}}{4\pi\epsilon_0 r^3};$$

у цьому випадку вектор напруженості  $\vec{E}_{\perp}$  антипаралельний електричному моменту  $\vec{p}$  диполя.

в) Задачу можна звести до компонентування двох перших випадків. Якщо з точки розміщення позитивного заряду опустити перпендикуляр на відрізок  $r_-$  та в його основі уявно розмістити два рівних точкових заряди  $+q$  і  $-q$ , то дістанемо два диполі з електричними моментами

$$p_{\parallel} = ql_{\parallel} = ql \cos \varphi; \quad p_{\perp} = ql_{\perp} = ql \sin \varphi.$$

Вектори напруженості в точці  $O$ , що відповідають диполям,

$$\vec{E}_{\parallel} = \frac{2\vec{p}_{\parallel}}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{2\vec{p} \cos \varphi}{4\pi\epsilon_0 r^3};$$

$$\vec{E}_{\perp} = \frac{\vec{p}_{\perp}}{4\pi\epsilon_0 r^3} = \frac{\vec{p} \sin \varphi}{4\pi\epsilon_0 r^3}.$$

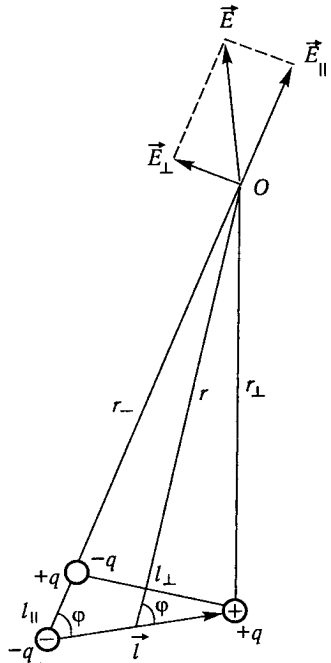


Рис. 7



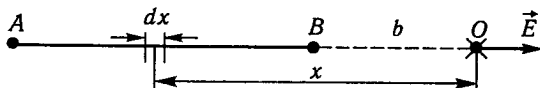


Рис. 8

Оскільки за побудовою вектори  $\vec{E}_{\parallel}$  та  $\vec{E}_{\perp}$  взаємно перпендикулярні,

$$E = \sqrt{E_{\parallel}^2 + E_{\perp}^2} = \frac{P}{4\pi\epsilon_0 r^3} \sqrt{1 + 3\cos^2 \varphi}.$$

**Приклад 2.** Заряд  $q$  рівномірно розподілений на тонкому стрижні  $AB$  завдовжки  $L$ . Визначити напруженість поля в точці  $O$ , що лежить на продовженні стрижня на відстані  $b$  від його правого кінця (рис. 8).

**Розв'язання.** Для розв'язання задачі уявно поділимо стрижень на велику кількість дуже малих елементів  $dx$ . Заряд елемента  $dq = \tau dx$ , а напруженість у точці  $O$ , що йому відповідає,

$$dE = \frac{\tau dx}{4\pi\epsilon_0 x^2},$$

де  $x$  — відстань зарядженого елемента стрижня до точки  $O$ . З переходом від одного елемента стрижня до іншого напрям напруженості в заданій точці не змінюється; отже, задача зводиться до інтегрування:

$$E_0 = \int_b^{b+L} \frac{\tau dx}{4\pi\epsilon_0 x^2} = \frac{\tau}{4\pi\epsilon_0} \left( \frac{1}{b} - \frac{1}{b+L} \right).$$

Після підстановки сюди  $\tau = \frac{q}{L}$  і зведення виразу до спільного знаменника дістанемо

$$E_0 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0 b(b+L)}.$$

## § 6. Графічне відображення електричного поля

Електричне поле у будь-якій заданій точці можна відобразити графічно вектором напруженості. Проте для характеристики поля в цілому побудова необмеженої множини таких векторів привела б до накладання їх і плутанини у визначеності поля. Для графічного відображення поля М. Фарадей запропонував користуватися *силовими лініями*. Так називають лінії, дотичні до яких у кожній точці збігаються з напрямками векторів напруженості поля. Інакше їх називають *лініями напруженості*. Вони починаються на позитивно заряджених тілах та закінчуються на негативно заряджених.

Силкові лінії поля зарядженого точкового тіла — це радіальні розбіжні або збіжні лінії залежно від знака заряду тіла (рис. 9); лінії поля двох точкових тіл з різними, але різнойменними зарядами — криві, напрямлені від одного до іншого тіла (рис. 10, а); лінії

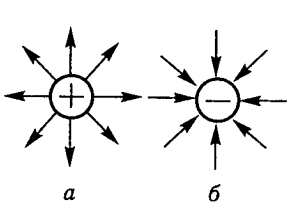


Рис. 9

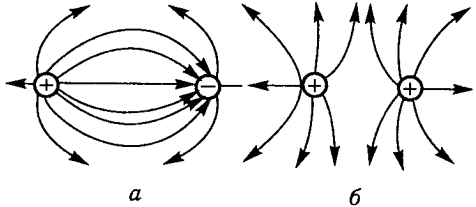


Рис. 10

поля двох однойменно заряджених тіл — криві, ніби відособлено пов'язані зі своїми тілами (рис. 10, б); лінії однорідного поля — прямі, паралельні вектору напруженості поля.

Характер електричного поля експериментально можна з'ясувати за допомогою паперових стрічок заряджених султанів, дрібних голчастих частинок гіпсу, крупинки манки, розсипаних на скляній пластинці або на поверхні олії у кристалізаторі, якщо серед них розмішувати різні заряджені тіла — точкові, пластинчасті, кільцеві тощо.

Частинки діелектриків поляризуються й орієнтуються уздовж ліній напруженості поля. Оскільки вектор напруженості у будь-якій точці поля має лише один напрям, лінії напруженості ніде не можуть перетинатися. Так за силовими лініями визначають напрями векторів напруженості в різних точках поля.

Для задання вектора напруженості за цим методом лінії проводять густіше там, де поле сильніше, рідше — де поле слабше, так, щоб їх кількість, розрахована на одиницю площі поверхні, зорієнтованої перпендикулярно до ліній, дорівнювала або була пропорційна модулю вектора напруженості в заданій точці, тобто щоб дотримувалася умова

$$\frac{\Delta N}{\Delta S_n} = E, \tag{1}$$

де  $\Delta N$  — кількість силових ліній, які перетинають площу елемента поверхні  $\Delta S_n$  із заданою точкою поля.

Величину

$$\Delta N_E = E \Delta S_n = E \Delta S \cos \alpha, \tag{2}$$

де  $\alpha$  — кут між вектором  $\vec{E}$  та нормаллю  $\vec{n}$  до елемента поверхні (рис. 11), називають *потоком вектора напруженості* через поверхню  $\Delta S$ .

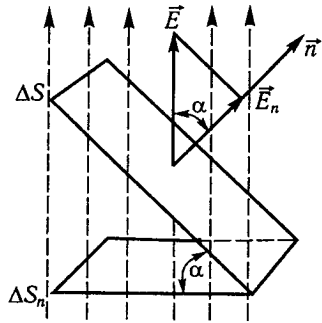


Рис. 11



421522

## § 7. Потік вектора електричної індукції. Теорема Остроградського — Гаусса

На прикладі електричного поля точкового зарядженого тіла (див. § 5) з'ясовано, що вектор напруженості залежить від властивостей середовища. Тому на межі двох середовищ напруженість електричного поля і густина ліній напруженості, а також загальна кількість ліній стрибкоподібно змінюються. Це зумовлює незручності й ускладнення у розрахунках електричних полів та при їх графічному зображенні. Зручною для характеристики електричного поля була б величина, яка не залежала б від діелектричних властивостей середовища, а отже, не змінювалася б із переходом від одного середовища в інше. Такою величиною є *вектор електричної індукції*, або *вектор електричного зміщення*.

$$\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}. \quad (1)$$

Вектори  $\vec{D}$  та  $\vec{E}$  для ізотропного середовища збігаються за напрямом.

Лінії індукції електричного поля незалежно від зміни середовища вздовж їх протяжності залишаються неперервними. Подібно до ліній напруженості поля в однорідному середовищі (див. рис. 9, 10) вони показують напрям вектора  $\vec{D}$ , їх густина задає модуль вектора індукції за умови

$$\frac{\Delta\psi}{\Delta S_n} = D, \quad (2)$$

звідки  $\Delta\psi = D\Delta S_n = D\Delta S \cos\alpha$ .

Величину  $\Delta\psi$  називають *потіком вектора електричної індукції*.

Передусім з'ясуємо, який потік вектора індукції має пов'язуватися з точковим зарядженим тілом, щоб в усіх точках поля виконувалася умова (2).

Навколо точкового тіла із зарядом  $+q$  опишемо сферу радіусом  $r$  з центром у точці розміщення тіла (рис. 12). У цьому випадку лінії вектора індукції пронизують сферу з внутрішнього боку і виходять назовні у напрямі нормалі  $\vec{n}$ , цей потік додатний. Для негативно зарядженого тіла потік був би від'ємним, лінії індукції входили б із зовнішнього простору у сферу.

Електричне поле точкового позитивно зарядженого тіла радіальне, в ньому вектор  $\vec{D}$  збігається за напрямом із вектором зовнішньої нормалі  $\vec{n}$ ; тому  $\cos(\vec{D}, \vec{n}) = 1$ . Модуль

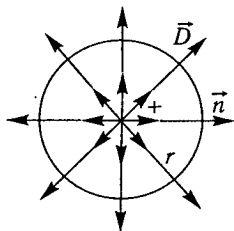


Рис. 12

вектора електричної індукції поля точкового заряду  $D = \frac{q}{4\pi r^2}$ , площа сферичної поверхні  $S = 4\pi r^2$ . Отже, повний потік вектора індукції

$$\psi = DS = \frac{q}{4\pi r^2} \cdot 4\pi r^2 = q. \quad (3)$$

Можна показати, що незалежно від форми поверхні повний потік вектора індукції через будь-яку замкнену поверхню буде такий самий, тобто описуватиметься виразом (3).

Нехай тепер замкнена поверхня довільної форми охоплює точкові тіла з зарядами  $q_1, q_2, \dots, q_k$ . Тоді повний потік індукції через замкнену поверхню

$$\psi = \sum_{i=1}^k \psi_i = \sum_{i=1}^k q_i, \quad (4)$$

або

$$\psi = \int_S D_n dS = q, \quad (5)$$

де  $q = \sum_{i=1}^k q_i$  — сумарний заряд тіл, що містяться в об'ємі, обмеженому замкненою поверхнею.

Повний потік вектора електричної індукції через довільну замкнену поверхню чисельно дорівнює алгебричній сумі електричних зарядів тіл, які містяться в об'ємі, обмеженому цією поверхнею. У цьому полягає суть *теорема Остроградського — Гаусса*.

Теорему можна застосовувати також до вектора напруженості електричного поля. У цьому разі її записують так:

$$N = \int_S E_n dS = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (6)$$

Усяке протяжне електрично заряджене тіло можна розглядати як сукупність величезної кількості точкових заряджених тіл, тому теорема справджується для електричного поля будь-якого зарядженого тіла.

## § 8. Застосування теорема Остроградського — Гаусса

Теорема дає можливість визначити напруженість електричних полів навколо заряджених тіл з симетричним розподілом їхніх зарядів і діелектриків, що їх оточують. Розглянемо найтипівіші приклади.

**Напруженість електричного поля рівномірно зарядженої нескінченної площини.** Під рівномірно зарядженою розуміють площину зі сталою поверхневою густиною заряду

$$\sigma = \frac{\Delta q}{\Delta S} = \text{const.}$$

Щоб визначити напруженість електричного поля у точці  $A$  (рис. 13), виберемо симетричну їй точку  $B$  та побудуємо допоміжний циліндр  $abcd$  так, щоб його твірна була паралельна лініям індукції, а основи  $S_1 = S_2 = S$  проходили через вибрані точки і були паралельні площині  $P$ . Потік індукції через бічну поверхню циліндра дорівнює нулю, а через основи

$$\psi = DS_1 + DS_2 = 2DS. \quad (1)$$

За теоремою Остроградського — Гаусса

$$\psi = q = \sigma S. \quad (2)$$

Прирівнявши праві частини рівнянь (1) та (2), дістанемо

$$D = \frac{\sigma}{2}.$$

Оскільки  $D = \epsilon_0 \epsilon E$ , в разі однорідного середовища ( $\epsilon = \text{const}$ )

$$E = \frac{\sigma}{2\epsilon_0 \epsilon} = \text{const.} \quad (3)$$

Таке поле однорідне, симетричне і його напруженість не залежить від положення точки (точку  $A$  взято довільно). В усіх точках поля вектори  $\vec{D}$  напрямлені перпендикулярно до площини  $P$  (від неї, якщо  $\sigma > 0$ , та до неї, якщо  $\sigma < 0$ ).

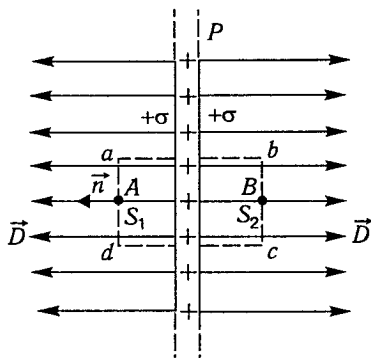


Рис. 13

**Електричне поле навколо поверхні зарядженого провідника.** Якщо у зарядженому провіднику немає електричного струму, некомпенсовані заряди частинок перебувають у статичному стані, то внаслідок кулонівського відштовхування частинки розподіляються на поверхні провідника, в його середині вільних заряджених частинок немає. Тому всередині провідника електричне поле відсутнє, воно зосереджене

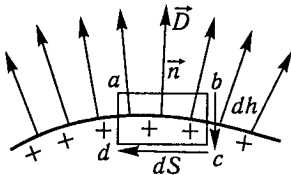


Рис. 14

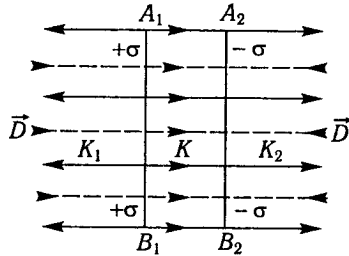


Рис. 15

у зовнішній області; лінії індукції поля перпендикулярні до поверхні провідника (рис. 14); отже,

$$\cos(\vec{D}, \hat{n}) = 1.$$

Навколо поверхні провідника виділимо елементарно малий прямий циліндр  $abcd$  із площею основи  $dS$  заввишки  $dh$ . У межах цього циліндра поле можна вважати однорідним. Потік індукції через бічну поверхню циліндра дорівнює нулю, а потік через зовнішню основу  $d\psi = DdS$ . За теоремою Остроградського — Гаусса  $d\psi = dq = \sigma dS$ .

Із цих рівнянь дістанемо  $D = \sigma$  та  $E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}$ . Таким чином, напруженість електричного поля в точці біля поверхні зарядженого провідника визначається густиною заряду на його поверхні. Тому навколо гострих виступів зарядженого провідника, де велика концентрація заряджених частинок, утворюється досить сильне електричне поле.

**Електричне поле між двома різнойменно зарядженими паралельними нескінченними площинами.** Поверхневі густини електричних зарядів обох площин чисельно рівні між собою:  $\sigma_+ = \sigma_- = \text{const}$ .

Виділимо на цих площинах ділянки  $A_1B_1$  і  $A_2B_2$  скінченних розмірів (рис. 15). Лінії індукції поля площини  $A_1B_1$  розходяться в обидва боки (їх зображено суцільними прямими), а лінії індукції поля площини  $A_2B_2$  підходять до цієї площини з обох боків (їх зображено штриховими лініями). У зовнішніх областях  $K_1$  та  $K_2$  вектори індукції  $\vec{D}$  рівні між собою (бо  $\sigma_+ = \sigma_-$ ) й антипаралельні, а тому взаємно компенсуються. Електричне поле зосереджено у внутрішній області  $K$ , де вектори індукції полів обох площин мають однаковий напрям і взаємно підсилюються. Знаючи напруженість поля однієї зарядженої площини (3), за принципом супер-

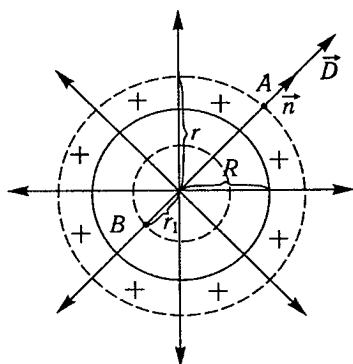


Рис. 16

позиції дістанемо

$$E = E_1 + E_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (4)$$

Отже, напруженість електричного поля системи двох заряджених паралельних нескінченно великих площин визначається густиною поверхневих зарядів і залежить від діелектричних властивостей середовища між цими площинами. Якщо діелектрик однорідний, то й електричне поле однорідне.

Прикладом цього є поле зарядженого плоского конденсатора. Щоправда, оскільки справжній плоский конденсатор має скінченні розміри, однорідність поля порушується, особливо біля країв пластин (крайовий ефект), причому тим більше, чим більша відстань між пластинами та менші їхні розміри.

**Електричне поле рівномірно зарядженої сферичної поверхні.** Нехай сферичну поверхню, радіус якої  $R$ , заряджено рівномірно ( $\sigma = \text{const}$ ). Тоді електричне поле буде симетричним відносно центра, а вектори індукції  $\vec{D}$  будуть напрямлені радіально від поверхні, якщо  $\sigma > 0$ , та до неї, якщо  $\sigma < 0$  (рис. 16). Вектор зовнішньої нормалі  $\vec{n}$  також радіальний, тому  $\cos(\vec{D}, \vec{n}) = 1$ .

Визначимо напруженість електричного поля в точці  $A$  на відстані  $r > R$  від центра сфери. Для цього через точку  $A$  проведемо допоміжну концентричну сферу радіусом  $r$ . Для всіх точок цієї сфери  $D = \text{const}$ . Потік індукції через допоміжну поверхню

$$\psi = 4\pi r^2 D. \quad (5)$$

За теоремою Остроградського — Гаусса цей потік визначають так:

$$\psi = q, \quad (6)$$

де  $q$  — повний заряд сфери. З рівнянь (5) і (6) дістаємо

$$D = \frac{q}{4\pi r^2}; \quad E = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon r^2}. \quad (7)$$

Як бачимо, електричне поле поза рівномірно зарядженою сферою таке саме (еквівалентне), як і поле точкового зарядженого тіла, коли його заряд дорівнює всьому зарядові сфери.

Якщо точку  $A$  вибрати біля сфери ( $r \approx R$ ), то

$$D = \frac{q}{4\pi R^2} = \sigma; \quad E = \frac{q}{4\pi \epsilon_0 \epsilon R^2} = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon}. \quad (8)$$

Якщо взяти точку  $B$ , для якої  $r_1 < R$ , та через неї провести відповідну концентричну сферу, то, оскільки остання не охоплює заряджених частинок ( $q = 0$ ),

$$E_{r_1 < R} = 0. \quad (9)$$

У внутрішній частині зарядженої провідної сфери чи будь-якого провідника електричне поле відсутнє тому, що на них електричний заряд зосереджений на поверхні.

На рис. 17, *a* показано графік залежності  $E$  від  $r$ , з якого випливає, що на межі сфери напруженість змінюється стрибком від 0 до  $\frac{q}{4\pi\epsilon\epsilon_0 R^2}$ , а потім зменшується пропорційно  $r^2$ .

**Електричне поле нескінченно довгого рівномірно зарядженого циліндра.** Таким може бути поле навколо зарядженого прямолинійного провідника поблизу його середини (рис. 17, *б*) за умови, що довжина провідника значно більша, ніж відстань точки  $A$  поля від осі циліндра ( $l \gg r$ ). Довгий циліндр характеризують лінійною густиною заряду, тобто зарядом, який припадає на одиницю його довжини:

$$\tau = \frac{\Delta q}{\Delta l}.$$

Унаслідок симетричного розподілу зарядів його електричне поле також симетричне: лінії напруженості, як і лінії індукції, є радіальними прямими, що лежать у площинах перпендикулярних перерізів провідника.

Для визначення напруженості в точці  $A$  на відстані  $r > R$  від осі циліндра побудуємо допоміжний коаксіальний циліндр радіусом  $r$

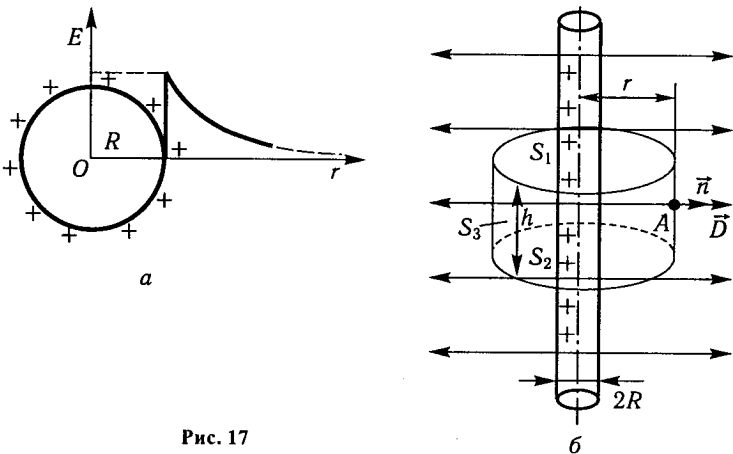


Рис. 17



заввишки  $h$  (див. рис. 17, б). Потік індукції через перерізи  $S_1$  та  $S_2$  дорівнює нулю, а через бічну поверхню  $S_3$  допоміжного циліндра

$$\psi = D \cos(\vec{D}, \vec{n}) S_3 = 2\pi r h D.$$

За теоремою Остроградського — Гаусса  $\psi = \Delta q = th$ . Із цих рівнянь дістаємо

$$D = \frac{\tau}{2\pi r}; \quad E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r}. \quad (10)$$

Напруженість поля нескінченно довгого прямого рівномірно зарядженого циліндра в точці, для якої  $r > R$ , обернено пропорційна відстані  $r$  точки від осі і діелектричній проникності середовища.

## § 9. Робота сил електричного поля і його потенціальний характер

Відомо, що на точкове заряджене тіло із зарядом  $q_0$ , внесене в електричне поле, діятиме сила  $\vec{F} = \vec{E}q_0$ . Під дією цієї сили тіло може переміщуватися, тобто над ним виконуватиметься робота. Якщо поле неоднорідне, то діюча сила змінюватиметься, оскільки вектор напруженості  $\vec{E}$  в різних точках поля має різні напрям та модуль. Тому роботу на елементарному переміщенні зарядженого тіла  $dl$  знайдемо як

$$dA = F dl \cos(\vec{F}, \vec{dl}) = q_0 E dl \cos(\vec{E}, \vec{dl}) = q_0 E_1 dl,$$

де  $E_1$  — складова вектора напруженості в напрямі переміщення.

Якщо тіло переміщується з будь-якої точки 1 поля у довільну точку 2, то робота визначиться сумою елементарних робіт, тобто інтегралом

$$A_{12} = q_0 \int_1^2 E \cos(\vec{E}, \vec{dl}) dl. \quad (1)$$

Для прикладу визначимо роботу сили електричного поля, пов'язаного з точковим позитивно зарядженим тілом. Із рис. 18 випливає, що  $dl \cos(\vec{E}, \vec{dl}) = dr$ . Напруженість електричного поля має значення  $E = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}$ ; тому за формулою (1) дістанемо

$$A_{12} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_{r_1}^{r_2} \frac{dr}{r^2} = \frac{qq_0}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \left( \frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (2)$$

де  $r_1$  та  $r_2$  — відстані точок 1 і 2 від нерухомого зарядженого тіла.

Із виразу (2) випливає, що під час різних переміщень точкового зарядженого тіла робота сил електричного поля не залежить від форми шляху руху точки, а залежить лише від початкового та кінцевого її положення, діелектричних властивостей середовища і заряду точки.

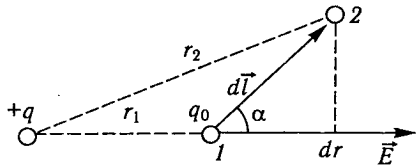


Рис. 18

Цей висновок відповідно до принципу суперпозиції поширюється на електричне поле, пов'язане з будь-якою системою заряджених тіл.

Сили, робота яких не залежить від форми шляху, називаються *потенціальними*.

Цей характерний висновок можна виразити у загальній аналітичній формі. Для цього знайдемо роботу електричних сил під час переміщення точкового тіла з одиничним зарядом ( $q_0 = 1$ ) вздовж замкнутого шляху  $L$ . За формулою (1) дістанемо

$$A = \oint_L E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl = \oint_L E_l dl.$$

Інтеграл такого вигляду називається *циркуляцією вектора напруженості*. Проте для замкнутого контуру  $r_1 = r_2$  і  $q \neq 0$ , тому з урахуванням (2) матимемо

$$\oint_L E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl = \oint_L E_l dl = 0.$$

Цей вираз можна взяти за критерій оцінювання силового поля; силове поле, яке задовольняє цю умову, називається *потенціальним*, або *безвихровим*.

Зауважимо, що електростатичні поля, пов'язані з нерухомими електрично зарядженими тілами, є потенціальними. Силкові лінії напруженості таких полів не замкнені: вони починаються на позитивних зарядах та закінчуються на негативних (або простягаються на нескінченність). Якщо тіло із зарядом  $q_0$  переміщується вздовж замкнутого контуру, то виконувана робота на одних ділянках шляху буде додатна, на інших — від'ємна, а загальна робота дорівнюватиме нулю.

У діелектриках електростатичне поле характеризується вектором електричної індукції  $\vec{D}$ , який задовольняє теорему Остроградського — Гаусса. В однорідному діелектрику поле внаслідок поляризації діелектрика послаблюється в  $\epsilon$  разів, де  $\epsilon$  — діелектрична проникність. Усередині провідників електричне поле дорівнює нулю. Усі точки поверхні провідника мають однаковий потенціал  $\phi$ . Якщо у провіднику є порожнеча, то електричне поле в ній

також дорівнює нулю; на цьому ґрунтується електростатичний захист електричних приладів.

Завдяки потенціальності електростатичного поля його можна характеризувати однією скалярною функцією — електростатичним потенціалом  $\phi$ .

## § 10. Потенціал електричного поля. Різниця потенціалів (напруга). Еквіпотенціальні поверхні

За законом збереження і перетворення енергії під час переміщення заряду  $q_0$  робота сил електричного поля дорівнює зменшенню потенціальної енергії цього заряду в силовому полі, тобто  $dA = -d\Pi$  або

$$A = -\int d\Pi = q_0 \int E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl, \quad (1)$$

де  $q_0$  — заряд переміщуваного тіла.

Розглянемо два випадки застосування рівняння (1).

Нехай пробне тіло переміщується в електричному полі з будь-якої точки  $l$  на нескінченність, тоді (1) запишемо так:

$$A_{1\infty} = \Pi_1 - \Pi_\infty = \int q_0 E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl,$$

або

$$\frac{A_{1\infty}}{q_0} = \frac{\Pi_1 - \Pi_\infty}{q_0} = \int_1^\infty E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl, \quad (2)$$

де  $\Pi_1$  та  $\Pi_\infty$  — потенціальна енергія пробного тіла із зарядом у точці  $l$  поля і в нескінченності.

Під час переміщення у нескінченність сили поля зменшуються, а потенціальна енергія тіла прямує до нуля; тому можна вважати, що у нескінченності вона дорівнює нулю, тобто  $\Pi_\infty = 0$ . Тоді

$$\frac{A_{1\infty}}{q_0} = \frac{\Pi_1}{q_0} = \int_1^\infty E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl.$$

Отже, робота, визначена на одиницю заряду пробного тіла, в разі переміщення його з нескінченності у задану точку  $l$  поля не залежить від форми шляху, пробного заряду, а залежить від властивостей наявного електричного поля. Тому ця робота може бути енергетичною характеристикою електричного поля в заданій точці. Цю роботу позначають  $\phi$  й називають *потенціалом електричного*

поля в заданій точці, тобто

$$\varphi = \frac{A_{\infty}}{q_0} = \frac{\Pi}{q_0} = \int_1^{\infty} E \cos(\vec{E}, \vec{dl}) dl. \quad (3)$$

*Потенціалом електричного поля* в заданій точці називається фізична величина, що чисельно дорівнює роботі, яку виконують сили електричного поля під час переміщення пробного тіла з одиничним позитивним зарядом із заданої точки у нескінченність (або в точку поля, потенціал якої умовно дорівнює нулю). Іншими словами, потенціалом  $\varphi$  у заданій точці електричного поля називається фізична величина, що чисельно дорівнює потенціальній енергії пробного точкового тіла з одиничним позитивним зарядом, уміщеним у задану точку поля.

Потенціал, як і напруженість, стосується певної точки поля. Обидві величини відмінні за змістом. Вони дають змогу різними методами оцінити електричне поле з кількісного боку. Напруженість є силовою, векторною характеристикою поля, а потенціал — його скалярною, енергетичною характеристикою. Одиниця потенціалу в СІ — вольт (В):  $1 \text{ В} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{Кл}}$ .

Для прикладу знайдемо вираз потенціалу електричного поля, пов'язаного з точковим зарядженим тілом, у точці на відстані  $r$  від нього. Користуючись рівнянням (3) й урахуваючи, що  $dl \cos(\vec{E}, \vec{dl}) = dr$  (див. рис. 18), дістаємо

$$\varphi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon} \int_r^{\infty} \frac{dr}{r^2} = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r}, \quad (4)$$

де  $q$  — заряд точкового тіла.

Із виразу (4) випливає, що потенціал електричного поля є функцією положення точки (координат); він змінюється у разі переходу від точки до точки. Знак потенціалу залежить від знака заряду тіл, з якими пов'язане поле.

Зауважимо, що практичне значення має (для обчислення роботи поля) не потенціал, а різниця потенціалів; тому за нульове значення потенціалу можна взяти потенціал будь-якого тіла, наприклад потенціал Землі.

Потенціал поля, пов'язаного з системою точкових заряджених тіл, згідно з принципом суперпозиції, визначається алгебричною сумою потенціалів полів, пов'язаних з кожним тілом, зокрема

$$\varphi = \sum_{i=1}^n \varphi_i.$$

Розглянемо випадок, коли пробне тіло із зарядом  $q_0$  переміщується в електричному полі з точки 1 у точку 2. Тоді з виразу (2) знайдемо

$$\frac{A_{12}}{q_0} = \varphi_1 - \varphi_2 = \int_1^2 E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl, \quad (5)$$

де  $\varphi_1 - \varphi_2 = U_{12}$  — електрична напруга.

*Напруга між двома точками електричного поля дорівнює різниці потенціалів у цих точках і визначається роботою, яку виконують сили електричного поля, переміщуючи пробне тіло з одиничним зарядом з однієї точки поля в іншу.* В СІ одиниця електричної напруги — вольт (В).

Із виразу (5) маємо

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 U_{12}. \quad (6)$$

Робота електричного поля під час переміщення точкового зарядженого тіла з однієї точки в іншу чисельно дорівнює добутку заряду тіла на напругу між цими точками.

Якщо заряджене тіло переміщується по замкненому контуру ( $\varphi_1 = \varphi_2$ ), то робота сил електричного поля дорівнює нулю. Робота також дорівнюватиме нулю, коли заряджене тіло переміщуватиметься між точками поля, потенціали яких однакові.

Геометричне місце точок поля, потенціали яких однакові, називається *еквіпотенціальною поверхнею*, або поверхнею однакового потенціалу ( $\varphi = \text{const}$ ).

Для еквіпотенціальної поверхні

$$A_{12} = q_0(\varphi_1 - \varphi_2) = q_0 \int_1^2 E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl = 0,$$

звідки  $\cos(\vec{E}, d\vec{l}) = 0$ , а отже,  $\vec{E} \perp d\vec{l}$ , тобто лінії напруженості перпендикулярні до еквіпотенціальних поверхонь. Еквіпотенціальні поверхні поля зарядженого точкового тіла мають вигляд концентричних сфер, у центрі яких знаходиться тіло. Для однорідного поля еквіпотенціальні поверхні є паралельними площинами.

## § 11. Зв'язок між напруженістю електричного поля і потенціалом

Електричне поле можна схарактеризувати векторною величиною — напруженістю  $\vec{E}$  і скалярною величиною — потенціалом  $\varphi$ . З'ясуємо зв'язок між ними.

Нехай пробне тіло із зарядом  $q_0$  під дією електричних сил переміщується з точки  $a$  у нескінченно близьку точку  $b$  (рис. 19); тоді елементарна робота сил поля

$$dA = q_0 E \cos(\vec{E}, d\vec{l}) dl = q_0 E dn,$$

де  $dn$  — нескінченно мале переміщення у напрямі нормалі  $\vec{n}$  до еквіпотенціальної поверхні (або у напрямі лінії напруженості). Водночас робота визначається зміною енергії тіла в полі:

$$dA = -d\Pi = -q_0 d\varphi.$$

Порівнюючи праві частини виразів роботи, знаходимо

$$E = -\frac{d\varphi}{dn}, \quad (1)$$

або у векторній формі

$$\vec{E} = -\frac{d\varphi}{dn} \vec{n}_0, \quad (2)$$

де  $\vec{n}_0$  — одиничний вектор у напрямі нормалі.

Рівняння (1) виражає зв'язок напруженості електричного поля з потенціалом. Напруженість електричного поля визначається зміною потенціалу, яка припадає на одиницю довжини у напрямі лінії напруженості.

Права частина у формулі (2) виражає *градієнт потенціалу*, тому можна записати

$$\vec{E} = -\text{grad } \varphi. \quad (3)$$

Напруженість електричного поля у будь-якій точці дорівнює градієнту потенціалу в цій точці, взятому з оберненим знаком. Знак «мінус» указує на те, що вектор напруженості електричного поля напрямлений у бік спаду потенціалу.

Із виразу (1) випливає, що одиницею напруженості в СІ є вольт на метр (В/м).

Електричне поле графічно можна зображати не тільки лініями напруженості, а й за допомогою еквіпотенціальних поверхонь. Їх зручно проводити так, щоб потенціали двох суміжних еквіпотенціальних поверхонь відрізнялися на однакове значення (наприклад,  $\Delta\varphi = 1$  В), тобто  $\Delta\varphi = E\Delta n = \text{const}$ . Величини  $E$  і  $\Delta n$  — обернено пропорційні: у тих областях електричного поля, де більша напруженість, будуть густіші еквіпотенціальні поверхні й лінії напруженості.

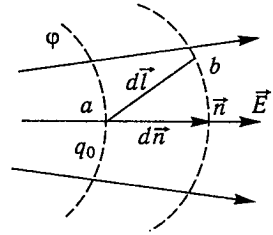


Рис. 19

## § 12. Провідник в електричному полі

У металевих провідниках завжди є *вільні електрони*. Це пояснюється тим, що в металах валентні електрони слабо зв'язані з позитивно зарядженими ядрами атомів і легко відокремлюються від атомів. Якщо металевий провідник унести в електричне поле, то під впливом електричних сил вільні електрони перерозподіляться: частина їх зміститься у напрямі, протилежному до вектора напруженості  $\vec{E}$  зовнішнього електричного поля (область  $A$  на рис. 20), а на іншому боці провідника внаслідок цього не вистачатиме електронів і буде надлишок позитивних зарядів (область  $B$  на рис. 20).

У провіднику виникає наведене електричне поле, вектор напруженості  $\vec{E}'$  якого напрямлений протилежно до вектора напруженості  $\vec{E}$  наведеного поля (явище *електростатичної індукції*). Перерозподіл зарядів триватиме доти, доки напруженість поля всередині провідника не дорівнюватиме нулю, а поверхня провідника стане екіпотенціальною — лінії напруженості зовнішнього поля будуть перпендикулярними до поверхні провідника (рис. 21).

З описаного явища стверджуємо, що внесений в електричне поле провідник деформує його; одна частина ліній напруженості розривається провідником, а решта вигинається у бік провідника. Оскільки тепер усередині провідника електричного поля немає, картини деформованого поля будуть однакові для суцільного та порожнистого провідників.

Якщо в порожнистий провідник унести будь-яке тіло, то на нього не діятиме зовнішнє електричне поле. Це явище використовується для екранізації (електростатичного захисту) чутливих приладів і вузлів машин.

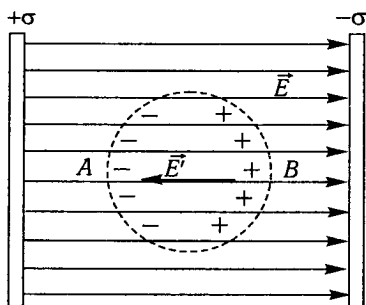


Рис. 20

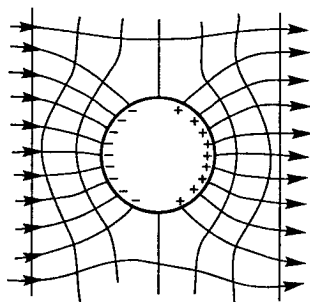


Рис. 21

### § 13. Діелектрики в електричному полі. Поляризація діелектриків

*Діелектриками* називають речовини, в яких за нормальних умов (без дії зовнішніх агентів та за не дуже високої температури) немає вільних електричних заряджених частинок. Позитивні й негативні мікроскопічні частинки у рівних кількостях зв'язані з атомами і молекулами діелектрика. Тому останні в цілому електрично нейтральні. Проте це не означає, що зовнішнє електричне поле не впливає на діелектрик.

Під впливом сил поля зв'язані електрично заряджені частинки можуть зміщуватися в межах мікроскопічних об'ємів. У цьому нас переконує такий дослід. На тонкій нитці внесемо діелектричну паличку в слабе електричне поле. При цьому паличка встановлюється своєю віссю у напрямі ліній напруженості, а на кінцях її з'являються заряди протилежних знаків. Якщо ми розріжемо діелектричну паличку навпіл та винесемо обидві частини з поля, то вони залишаються незарядженими, тоді як подібний дослід з металевими стрижнями дає змогу розділити заряди. Цей дослід показує, що в діелектриках немає вільних заряджених частинок, негативні частинки зміщуються проти ліній напруженості, а позитивні — в напрямі поля.

Процес зміщення зв'язаних заряджених частинок діелектрика під впливом зовнішнього електричного поля називається *поляризацією діелектрика*.

Розглянемо процес поляризації з погляду молекулярно-кінетичної теорії. Молекули тіл — це електродинамічні системи, що складаються з позитивних ядер і негативних орбітальних електронів. Тому можна говорити про центри позитивних та негативних зарядів молекул, а всі діелектрики поділити на такі три групи.

До першої групи можна віднести діелектрики, в молекулах яких центри позитивних і негативних зарядів не збігаються (рис. 22). Молекули таких діелектриків мають асиметричну будову, в них виражені полюси позитивних та негативних зарядів. Такі молекули називаються *полярними*. Електричне поле полярної молекули у першому наближенні можна уподібнити полю деякого еквівалентного електричного диполя із сталим дипольним моментом  $\vec{p} = q\vec{l}$  (де  $l$  — відстань між електричними центрами).

Якщо в електричному полі відстань  $l$  не змінюється, то такі молекулярні диполі називаються *жорсткими*. Значення дипольного моменту полярних молекул залежить від їхньої структури і має порядок  $10^{-29}$  Кл · м. До діелектриків з по-

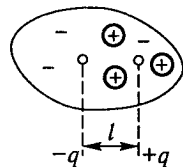


Рис. 22



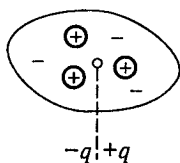


Рис. 23

лярними молекулами належать  $\text{H}_2\text{O}$ ,  $\text{NO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ,  $\text{HCl}$ ,  $\text{CHCl}_3$ , органічні кислоти та інші речовини.

До другої групи можна віднести діелектрики, в молекулах яких центри позитивних і негативних частинок збігаються (рис. 23). Молекули таких діелектриків називаються *неполярними*. Зокрема, до діелектриків цієї групи належать  $\text{H}_2$ ,  $\text{N}_2$ ,

$\text{CO}_2$ ,  $\text{CCl}_4$ , парафін, бензол та низка інших вуглеводнів. Коли немає зовнішнього електричного поля, електричний диполь не виявляється і його момент дорівнює нулю.

До третьої групи діелектриків належать іонні кристали, в яких у просторових ґратках правильно чергуються позитивні й негативні іони (наприклад,  $\text{NaCl}$ ,  $\text{KCl}$ ,  $\text{CsCl}$ ). У таких кристалах не можна виділити окремих молекул, їх розглядають як сукупність двох іонних ґраток, уставлених одна в одну.

Розглянемо механізм поляризації залежно від будови діелектрика. Відповідно до трьох груп діелектриків розрізняють три типи поляризації: орієнтуючу, електронну та іонну.

*Орієнтуюча поляризація* характерна для діелектриків з полярними молекулами. Якщо такий діелектрик не перебуває в електричному полі, то внаслідок хаотичного теплового руху полярні молекули орієнтовані безладно (рис. 24). Тому векторна сума дипольних моментів усіх молекул у довільному скінченному об'ємі  $\Delta V$  дорівнює нулю і поляризація всього діелектрика не виявляється. Якщо внести діелектрик в електричне поле, то на будь-який його диполь діятиме пара сил:  $\vec{F}_1 = q\vec{E}$  та  $\vec{F}_2 = -q\vec{E}$  (рис. 25). Її момент

$$M = qEl \sin \alpha = pE \sin \alpha. \quad (1)$$

Під дією моменту сил полярні молекули намагаються повернутися так, щоб вектори їх дипольних моментів  $\vec{p}$  встановились у напрямі напруженості  $\vec{E}$  зовнішнього електричного поля. Проте

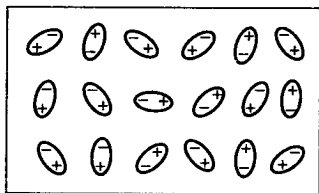


Рис. 24

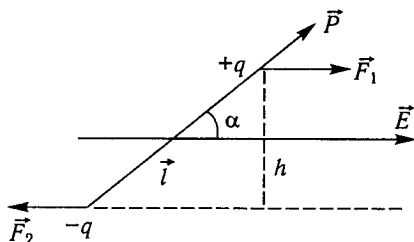


Рис. 25

під впливом теплового руху орієнтація полярних молекул порушується, вони ніби «розкидаються». Внаслідок спільної дії обох чинників (сил поля і хаотичного теплового руху) в діелектрику переважає орієнтація дипольних моментів полярних молекул у напрямі поля (рис. 26). Чим сильніше зовнішнє електричне поле та нижча температура діелектрика, тим більше зорієнтуються дипольні моменти.

За незмінної температури і певної напруженості поля можна досягти такого стану, коли практично всі дипольні моменти будуть спрямовані у напрямі поля, так що дальше збільшення напруженості не зумовлюватиме зростання поляризації. Такий стан діелектрика називається *насиченням*. Щоправда, внаслідок протидії молекулярних сил насичення досягається не відразу і молекулярні диполі якийсь час продовжують коливатися відносно положення рівноваги.

Якщо в електричне поле внести діелектрик з неполярними молекулами, то електронні орбіти деформуються, а електричний центр негативних частинок зміщується відносно центра позитивних частинок, унаслідок чого неполярні молекули стають полярними (рис. 27). У цьому полягає механізм *електронної поляризації*.

Зміщення електронних орбіт неполярних молекул подібне до зміщення частинок у пружній деформації. Тому такі наведені диполі називають *пружними* на відміну від жорстких полярних молекул. Як показують досліди та теоретичні розрахунки, це зміщення пропорційне напруженості зовнішнього електричного поля. Тому індукований дипольний момент  $\vec{p}$  також пропорційний напруженості поля, тобто  $\vec{p} = \epsilon_0 \beta \vec{E}$ , де  $\beta$  — коефіцієнт, який називається *поляризованістю молекули*.

*Іонна поляризація* характерна для іонних кристалів. Коли зовнішнього електричного поля немає, електричні сили взаємодій заряджених іонів у вузлах ґраток взаємно зрівноважуються і на кожній грані кристала розміщується однакова кількість позитивних та негативних іонів. Якщо такий кристал унести в електричне поле, то під дією сил поля позитивні іони зміщуються у напрямі вектора на-

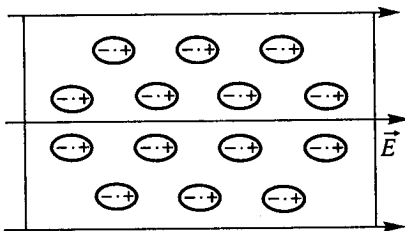


Рис. 26

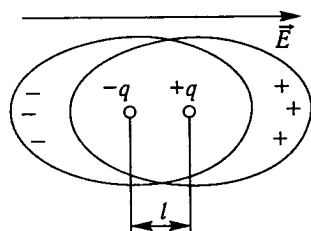


Рис. 27

пруженості, а всі негативні іони — у протилежному напрямі. Тому на протилежних гранях кристала переважатимуть іони одного знака і кристал буде поляризований. Всередині кристала, як і раніше, в одиниці об'єму буде однакова кількість іонів обох знаків.

Тепер можна дати точніше означення поляризації. *Поляризацією діелектрика* називається явище орієнтації (під впливом сил електричного поля) наявних диполів, наведення пружних диполів у напрямі поля або зміщення іонів кристалічних ґраток. Унаслідок поляризації деякі діелектрики деформуються. Це явище називається *електрострикцією*.

#### § 14. Вектор поляризації. Електричне поле в поляризованому діелектрику

Розглянемо для прикладу електричне поле зарядженого плоско-го конденсатора (рис. 28) з поверхневими густинами зарядів  $+\sigma$  та  $-\sigma$  на пластинах. Заряди на пластинах прийнято називати *вільними*. Напруженість такого поля (до внесення діелектрика)

$$E_0 = \frac{\sigma}{\epsilon_0}. \quad (1)$$

Унесемо в це поле однорідний діелектрик. Під впливом електричного поля він стане поляризованим. Якщо всередині поляризованого діелектрика виділити якийсь об'єм  $\Delta V$ , то він залишається електрично нейтральним. Це пояснюється тим, що в скінченному об'ємі міститься досить велика кількість дипольних молекул і близько розміщені заряди протилежних знаків взаємно зрівноважуються.

Інша картина буде в тонких шарах біля поверхні поляризованого діелектрика (див. рис. 28). Незалежно від типу поляризації на тій поверхні, в яку входять лінії напруженості зовнішнього електричного поля, створюється більша концентрація негативних частинок (негативно заряджені кінці молекулярних диполів), а на протилежній поверхні, з якої виходять лінії напруженості, збільшується концентрація позитивних частинок (позитивно заряджені кінці диполів).

Заряди, що виникають на поверхні поляризованого діелектрика, називають *зв'язаними*, або *поляризаційними*; їх поверхневу густина позначають  $\sigma_p$ . Різни-

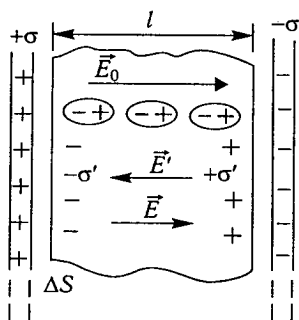


Рис. 28

цю між вільним та поляризаційним зарядами називають *ефективним зарядом*. Поверхневу густину ефективних зарядів визначають так:  $\sigma' = \sigma - \sigma_p$ .

Із рис. 28 випливає, що весь поляризований діелектрик можна розглядати як електричний диполь із певним дипольним моментом.

Для кількісного оцінювання поляризації діелектрика вводиться поняття *вектора поляризації*  $\vec{P}$ . Під вектором поляризації розуміють векторну суму електричних дипольних моментів молекул одиниці об'єму поляризованого діелектрика; іншими словами, вектор поляризації визначається електричним дипольним моментом одиниці об'єму поляризованого діелектрика. За означенням вектор поляризації

$$\vec{P} = \frac{\sum_{i=1}^n \vec{p}_i}{\Delta V}, \quad (2)$$

де  $\vec{p}_i$  — електричний момент  $i$ -го диполя;  $n$  — кількість диполів у об'ємі  $\Delta V$ .

У разі поляризованого діелектрика з неполярними молекулами всі вектори  $\vec{p}_i$  мають однаковий напрям (уздовж діючого поля  $\vec{E}$ ); тому вектор поляризації  $\vec{P} = n_0 \vec{p}$ , де  $n_0$  — кількість диполів в одиниці об'єму. Оскільки  $\vec{p} = \epsilon_0 \beta \vec{E}$ , маємо

$$\vec{P} = \epsilon_0 n_0 \beta \vec{E}, \quad (3)$$

де множник  $\chi = n_0 \beta$  в СІ — безрозмірна величина, яка називається *діелектричною сприйнятливістю*, або *поляризованістю*, одиниці об'єму діелектрика. Вектор  $\vec{P}$  завжди напрямлений у бік реального поля  $\vec{E}$ , тому  $\chi > 0$ . Як довів П. Дебай (1884—1966), вираз (3) можна застосувати також до діелектриків з полярними молекулами, якщо електричне поле слабке.

Наведемо зв'язок між числовим значенням вектора поляризації та поверхневою густиною поляризаційних зарядів. З рис. 28 випливає, що коли поляризований однорідний діелектрик уважати великим диполем, то його електричний дипольний момент  $\Delta M = \Delta q' l = \sigma' \Delta S l$ ; відповідно вектор поляризації чисельно становитиме

$$P = \frac{\Delta M}{\Delta V} = \frac{\sigma' \Delta S l}{\Delta S l} = \sigma'. \quad (4)$$

Беручи до уваги вирази (3) і (4), остаточно дістаємо

$$P = \epsilon_0 \chi E = \sigma'. \quad (5)$$

Нормальна складова вектора поляризації чисельно дорівнює поверхневій густині поляризаційних зарядів.

Визначимо напруженість електричного поля всередині поляризованого діелектрика. З рис. 28 випливає, що грані діелектрика можна розглядати як дві заряджені плоскі поверхні; тому напруженість поля між поляризаційними поверхнями

$$E' = \frac{\sigma'}{\epsilon_0}. \quad (6)$$

Вектори  $\vec{E}'$  та  $\vec{E}_0$  — протилежні. Тоді результуючий вектор напруженості в діелектрику визначимо, виходячи з виразів (1) і (6):

$$E = E_0 - E' = \frac{\sigma - \sigma'}{\epsilon_0}. \quad (7)$$

Ефективна (або діюча) напруженість електричного поля в поляризованому діелектрику визначається значенням ефективних зарядів, а тому залежить від електричних властивостей діелектрика.

Щоб знайти кількісну характеристику електричних властивостей діелектрика, запишемо вираз (7) у такому вигляді:

$$E = E_0 - \frac{\sigma'}{\epsilon_0}.$$

Оскільки згідно з (5)  $\sigma' = \epsilon_0 \chi E$ , де  $E$  — діюча напруженість,

$$E = E_0 - \chi E,$$

звідки

$$E = \frac{E_0}{1 + \chi} = \frac{E_0}{\epsilon}. \quad (8)$$

Отже, кількісною характеристикою електричних властивостей діелектрика є безрозмірна величина  $\epsilon$  — *відносна проникність діелектрика*, причому

$$\epsilon = 1 + \chi. \quad (9)$$

Відносна діелектрична проникність діелектрика в СІ дорівнює його діелектричній сприйнятливості, збільшеній на одиницю. Для вакууму  $\chi = 0$  і  $\epsilon = 1$ .

## § 15. Особливості деяких діелектриків

Серед діелектриків є такі, які мають дуже великі значення відносної діелектричної проникності; їх називають *сегнетоелектриками*. Таку назву вони дістали від типового представника цієї групи — сегнетової солі (подвійна натрієво-калієва сіль винної кислоти  $\text{NaKC}_4\text{H}_4\text{O}_6 \cdot 4\text{H}_2\text{O}$ ). При кімнатній температурі відносна

діелектрична проникність її досягає 10 000. До сегнетоелектриків належать також титанат барію  $\text{BaTiO}_3$  ( $\epsilon = 6000$ ), титанат свинцю  $\text{PbTiO}_3$ , ніобат літію  $\text{LiNbO}$  тощо.

Усі сегнетоелектрики мають тіла кристалічної будови, до того ж такі, в яких немає центра симетрії. Наприклад, кристали сегнетової солі належать до ромбічної системи.

Висока діелектрична проникність сегнетоелектриків пов'язана з наявністю в них самодовільних (спонтанних) поляризованих областей без впливу зовнішнього поля. Ці області спонтанної поляризації називають *доменами*. У сусідніх доменах орієнтація дипольних моментів інша (рис. 29). Тому вектор поляризації досить великого монокристала дорівнює нулю і в цілому сегнетоелектрик неполяризований. Проте якщо його внести в електричне поле, то вектори поляризації доменів устанавлюються у напрямі, близькому до напрямку поля, причому тим більше, чим сильніше діє поле; сегнетоелектрик поляризується, а його відносна діелектрична проникність набуває більшого значення.

У зв'язку з наявністю доменів спонтанної поляризації сегнетоелектрики мають також інші специфічні властивості. Розглянемо їх.

Висока діелектрична проникність сегнетоелектриків виявляється у певних температурних інтервалах. Для кожного з них існує така температура  $\theta$ , вище (і нижче) від якої сегнетоелектричні властивості істотно послаблюються. Цю температуру називають *точкою Кюрі*. Наприклад, для титанату барію  $\theta = 350$  К (рис. 30); для сегнетової солі існують дві — верхня  $\theta_{\text{В}}$  та нижня  $\theta_{\text{Н}}$  точки Кюрі, які відповідно дорівнюють 298 і 258 К.

Коли температура сегнетоелектрика досягає значення точки Кюрі, зростає тепловий рух частинок та порушується орієнтація дипольних моментів в областях спонтанної поляризації — домени руйнуються, і сегнетоелектрик перетворюється на звичайний діелектрик.

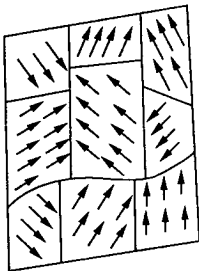


Рис. 29

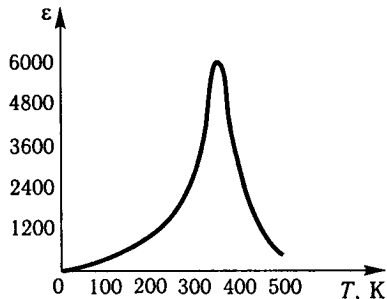


Рис. 30

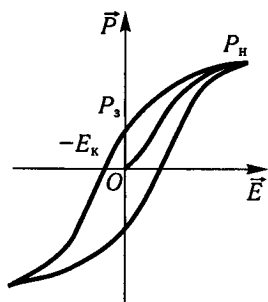


Рис. 31

Сегнетоелектрики в точці Кюрі перетворюються на звичайні полярні діелектрики без будь-якого виділення прихованої теплоти й належать до речовин із фазовим переходом другого роду.

Для сегнетоелектриків існує специфічна залежність вектора поляризації  $\vec{P}$  від напруженості  $\vec{E}$  зовнішнього електричного поля, що дістала назву *діелектричного гістерезису* (запізнення, рис. 31).

Спочатку зі збільшенням напруженості зовнішнього поля вектор поляризації швидко зростає, настає стан насичення (крива  $O-P_N$ ). Якщо ж після цього напруженість електричного поля зменшувати та довести до нуля, то поляризація зменшується із запізненням і досягає деякого залишкового значення  $P_3$  (крива  $P_N-P_3$ ). Залишкова поляризація зникає лише при накладанні певного електричного поля  $-E_K$  протилежного напрямку. Напруженість  $E_K$  поля, при якій усувається залишкова поляризація діелектрика, називається його *коерцитивною силою*.

У разі періодичної зміни поляризації діелектрика виконується робота проти сил тертя під час поворотів доменів спонтанної поляризації, тому сегнетоелектрик нагрівається. Мірою таких утрат енергії у розрахунку на одиницю об'єму діелектрика є площа петлі гістерезису.

Вагомий внесок у дослідження сегнетоелектриків зробили російські фізики І. В. Курчатов (1902—1960), Б. М. Вул (1903—1985), В. Л. Гінзбург та ін. Сегнетоелектрики широко використовуються у конденсаторах, пристроях запам'ятовування в електронно-обчислювальних машинах тощо.

Є чимало таких діелектриків, які тривалий час зберігають стан поляризації — від кількох днів до багатьох років; їх називають *електретами*.

Для здобуття електретів використовують органічні (віск, парафін, нафталін, ебоніт, слюду та ін.) і неорганічні (сірку, титанати лужноземельних металів —  $\text{CaTiO}_3$ ,  $\text{SrTiO}_3$  та ін.) діелектрики і їх суміші. Виготовляють електрети, нагріваючи останні до температури плавлення з наступним охолодженням у сильному електричному полі.

Усі електрети мають стабільний поверхневий заряд (не більший за густиною  $\sigma = 10^{-4}$  Кл/м<sup>2</sup>). Цей заряд вимірюють за допомогою електричної індукції. Електрет є аналогом постійного магніту. Використовують електрети як джерела постійного електричного поля у схемах телефонного зв'язку, електрометрах, дозиметричних радіаційних приладах тощо.

Під дією електричного поля різнойменно заряджені частинки в діелектрику зміщуються у протилежних напрямках, що призводить до його деформації. Це явище називають *електрострикцією*. Значна електрострикція проявляється в сегнетоелектриках, у кристалах кварцу та інших діелектриках.

Для практичного використання цього явища (наприклад, для побудови ультразвукового генератора) широко використовують кварцові пластинки. Кристали кварцу належать до гексагональної кристалографічної системи і мають форму, близьку до шестигранної призми, обмеженої двома пірамідами (рис. 32). Головна вісь симетрії третього порядку ( $z$ ) збігається з оптичною віссю. Три перпендикулярні до неї осі симетрії другого порядку ( $x_1, x_2, x_3$ ) утворюють між собою кути по  $120^\circ$  і називаються *електричними осями*.

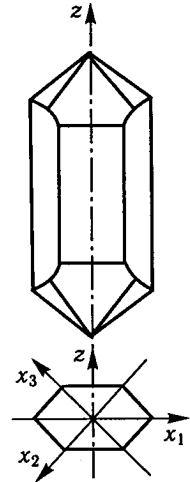


Рис. 32

Електрострикція у кварці виявляється уздовж електричних осей. Якщо вирізати кварцову пластинку перпендикулярно до осі  $x_i$  та розмістити її так само перпендикулярно до лінії напруженості у зовнішньому електричному полі, то вона зазнає деформації (розтягування), а в разі періодичного змінного поля здійснюватиме змушені коливання.

Названим діелектрикам властиве зворотнє явище — *п'єзоелектричний ефект*. Якщо згадану вище кварцову пластинку стискати вздовж осі  $x_i$ , то на її гранях, перпендикулярних до цього напрямку, з'являться відповідні поверхневі заряди  $+q$  і  $-q$ . Якщо пластинку розтягувати в цьому напрямі, то знаки зарядів зміняться на протилежні.

П'єзоэффект пояснюється деформацією елементарних комірок ґратки кристала, завдяки чому на гранях утворюються надлишки однойменних заряджених частинок.

Електрострикція та п'єзоелектричний ефект мають важливі застосування в електромеханічних перетворювачах, випромінювачах і приймачах ультразвуку, звукознімачах, стабілізаторах радіотехнічних частот тощо.

## § 16. Електроємність провідника

Нехай  $\epsilon$  наелектризований відокремлений провідник в одному середовищі. Заряд  $q$  розподілиться на його поверхні певним способом, і в усіх точках воно набуде деякого потенціалу  $\Phi$ .



Якщо заряд на провіднику збільшити в  $n$  разів, то потенціал у кожній точці його поверхні збільшиться у стільки само разів. Дослідами доведено, що відношення заряду  $q$  провідника до відповідного значення потенціалу  $\Phi$  у точках його поверхні є сталим:  $\frac{q}{\Phi} = \text{const}$ . Це відношення називають *електроємністю* відокремленого провідника, або просто ємністю:

$$C = \frac{q}{\Phi}.$$

Електроємність залежить від геометричних розмірів та форми провідника, розташування навколо нього інших провідників, діелектричних властивостей середовища. Вона не залежить від матеріалу провідника, наявності у ньому порожнин і від заряду.

Для прикладу визначимо електроємність електропровідної зарядженої кулі, що знаходиться в однорідному середовищі з відносною проникністю  $\epsilon$ . Електричне поле зарядженої кулі подібне до поля точкового заряду, розміщеного у центрі кулі. Потенціал поля точкового заряду в точках на відстані  $R$  має значення  $\Phi = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon R}$ , звідки

$$C = 4\pi\epsilon_0\epsilon R,$$

де  $R$  — радіус кулі.

На цьому прикладі ми впевнилися, що ємність провідника залежить від його розмірів та властивостей середовища.

За одиницю електроємності в СІ прийнято електроємність такого відокремленого провідника, із зміною заряду якого на 1 Кл потенціал точок його поверхні змінюється на 1 В. Ця одиниця дістала назву *фарада* ( $\Phi$ ): 1  $\Phi = 1$  Кл/В. Зазначимо, що ємність, яка дорівнює 1  $\Phi$ , мала б електропровідна куля радіусом  $R = 9 \cdot 10^6$  км у вакуумі. Цей радіус у 23 рази більший за відстань від Землі до Місяця. У практиці частіше користуються частками цієї одиниці ємності: 1 мк $\Phi = 10^{-6}$   $\Phi$ , 1 п $\Phi = 10^{-12}$   $\Phi$ .

Електроємність Землі становить близько 711 мк $\Phi$ .

## § 17. Конденсатори та їх застосування

Електроємність відокремленого провідника є малою і збільшувати її, змінюючи розміри провідника, незручно. Наприклад, щоб дістати електроємність 1 мк $\Phi$ , треба було б узяти провідник кулястої форми радіусом 9 км. В електриці та радіотехніці, де доводиться користуватися великими електроємностями, застосовують систему провідників — *конденсатори*.

Дія конденсатора ґрунтується на залежності потенціалу поля зарядженого провідника від сусідства інших тіл. Як було вже з'ясовано, на поверхнях останніх наводяться індуковані заряди обох знаків. Додаткові поля  $E$  індукованих і поляризованих зарядів завжди напрямлені проти первісного поля  $E_0$ . Поле зарядженого провідника послаблюється, його потенціал спадає. Електроємність провідника при цьому зростає порівняно з його ємністю у вакуумі, якщо поруч немає інших провідників та діелектриків.

Конденсатор складається із двох провідників-обкладок, відокремлених прошарком діелектрика. Наближаючи обкладки і розширюючи між ними ізоляційний прошарок з високою діелектричною проникністю, можна створити конденсатори великої ємності. Такий конденсатор дає можливість нагромаджувати на обкладках великі заряди при невисоких напругах і малих розмірах пристрою. Зазначимо, що електричне поле конденсатора майже повністю локалізоване у вузькому зазорі між його обкладками; тому навколишні тіла на нього не впливають. Обкладки конденсатора мають однакові заряди, але протилежні за знаком.

Як показують досліди, відношення заряду до різниці потенціалів обкладок залишається сталим:  $\frac{q}{\Phi_1 - \Phi_2} = \text{const}$ . Це відношення називається взаємною електроємністю, або просто *ємністю конденсатора*, тобто

$$C = \frac{q}{\Phi_1 - \Phi_2} = \frac{q}{U}. \quad (1)$$

Електроємність конденсатора залежить від форми обкладок, їхніх розмірів, розміщення та діелектричних властивостей середовища між ними.

Розглянемо деякі типи конденсаторів. Залежно від форми обкладок конденсатори бувають плоскі, циліндричні, сферичні.

**Плоский конденсатор.** Це система двох металевих, паралельних пластин (відокремлених діелектриком), розміщених на близькій відстані  $d$  одна від одної. Знайдемо ємність такого конденсатора.

Якщо лінійні розміри пластин великі порівняно з відстанню між ними, то можна знехтувати крайовим ефектом і вважати електричне поле між пластинами однорідним. Тоді

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \epsilon} = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S}.$$

Напруженість цього поля можна виразити інакше через градієнт потенціалу

$$E = -\frac{d\phi}{dx}.$$

Із цих рівнянь дістанемо

$$-d\varphi = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S} dx.$$

Проінтегруємо це рівняння:

$$-\int_{\varphi_1}^{\varphi_2} d\varphi = \frac{q}{\epsilon_0 \epsilon S} \int_0^d dx; \quad \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{qd}{\epsilon_0 \epsilon S},$$

звідки

$$q = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d} (\varphi_1 - \varphi_2);$$

$$C = \frac{\epsilon_0 \epsilon S}{d}. \quad (2)$$

Формула (2) наближена, бо крайовим ефектом ми знехтували.

З'ясуємо вплив діелектрика на ємність конденсатора. Оскільки  $\varphi_1 - \varphi_2 = Ed$ , формулу (1) можна записати так:

$$C = \frac{q}{Ed}.$$

Під впливом поля  $\vec{E}$  діелектрик поляризується і на його поверхнях виступають поляризаційні заряди  $\pm \sigma$  (рис. 33); вектор  $\vec{E}'$  напрямлений протилежно до вектора  $\vec{E}$ , а зменшення напруженості веде до збільшення ємності.

**Циліндричний конденсатор.** Це система двох порожнистих металевих коаксіальних (із спільною віссю) циліндрів, уставлених один в одного, простір між якими заповнений діелектриком (рис. 34). Якщо висота циліндрів велика порівняно з їхніми радіусами ( $h \gg r_1, h \gg r_2$ ), то можна знехтувати крайовим ефектом і

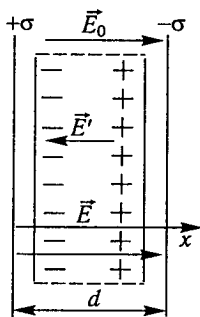


Рис. 33

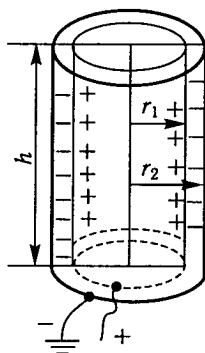


Рис. 34

використати формулу (10) із § 8: напруженість електричного поля нескінченно довгого зарядженого циліндра

$$E = \frac{\tau}{2\pi\epsilon_0\epsilon r} = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon hr},$$

де  $\tau = \frac{q}{h}$  — лінійна густина заряду.

Напруженість можна виразити через градієнт потенціалу:

$$E = -\frac{d\phi}{dr}.$$

Із цих рівнянь дістанемо

$$-d\phi = \frac{q}{2\pi\epsilon_0\epsilon h} \frac{dr}{r}.$$

Інтегруючи ліву частину цього рівняння в межах від  $\phi_1$  до  $\phi_2$ , а праву — від  $r_1$  до  $r_2$ , знаходимо

$$C = \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon h}{\ln \frac{r_2}{r_1}}. \quad (3)$$

Якщо зазор між обкладками конденсатора малий, то знаменник  $\ln \frac{r_2}{r_1}$  можна розвинути в ряд й обмежитися лише членами першого порядку:

$$\ln \frac{r_2}{r_1} = \ln \frac{r_1 + d}{r_1} \approx \frac{d}{r_1};$$

тоді

$$C \approx \frac{2\pi\epsilon_0\epsilon r_1 h}{d} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d},$$

де  $S = 2\pi r_1 h$  — площа бічної поверхні внутрішнього циліндра.

Отже, електроємність циліндричного конденсатора можна обчислити за формулою (2), якою визначається ємність плоского конденсатора.

**Сферичний конденсатор.** Цей конденсатор складається із двох концентричних сферичних обкладок, простір між якими заповнений діелектриком (рис. 35). Електричне поле в ньому строго радіальне. Тому сферичні конденсатори використовують у точних лабораторних дослідженнях.

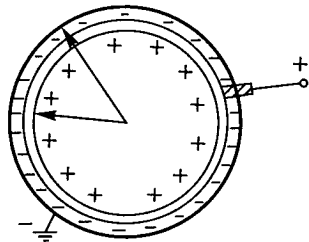


Рис. 35

Потенціали обкладок мають такі значення:

$$\varphi_1 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1}; \quad \varphi_2 = \frac{q}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_2},$$

а отже,

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{q(r_2 - r_1)}{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2},$$

або

$$q = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1} (\varphi_1 - \varphi_2),$$

звідки

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 r_2}{r_2 - r_1}. \quad (4)$$

Якщо  $r_2 \gg r_1$ , то внутрішню обкладку можна розглядати як відокремлену кулю, і формула (4) набере такого вигляду:  $C_1 \approx 4\pi\epsilon_0\epsilon r_1 < C$ . Як бачимо, електроємність конденсатора більша від електроємності відокремленого провідника. Якщо зазор між обкладками дуже малий порівняно з їхніми радіусами, то ємність сферичного конденсатора можна обчислити за формулою (2), якою визначається ємність плоского конденсатора. Справді, при  $r_2 - r_1 = d \ll r_1, r_2 \approx r_1 = r$  формула (4) набирає такого вигляду:

$$C = \frac{4\pi\epsilon_0\epsilon r^2}{d} = \frac{\epsilon_0\epsilon S}{d}.$$

Конденсатори широко використовують в електро- та радіотехнічних схемах. За будовою і типом діелектриків між провідниками розрізняють повітряні, керамічні, слюдяні, паперові, електrolітичні конденсатори, а також конденсатори постійної та змінної ємностей.

Крім ємності, кожний конденсатор характеризується ще пробивною і робочою напругами. Тому, щоб дістати потрібну ємність для заданої робочої напруги, доводиться конденсатори з'єднувати у батарею — паралельно, послідовно або мішано.

Паралельне з'єднання застосовують для того, щоб дістати більшу ємність, ніж ємність одного конденсатора. Обкладки конденсаторів з'єднують у дві групи, потенціали яких  $\varphi_1$  та  $\varphi_2$  (рис. 36). Тому напруга  $\varphi_1 - \varphi_2 = U$  залишається спільною для всіх конденсаторів, а

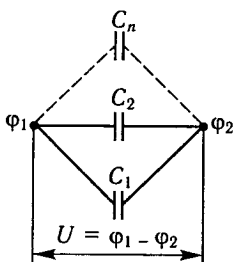


Рис. 36

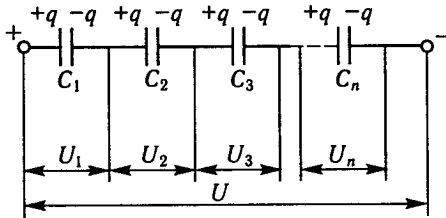


Рис. 37

заряди різні:  $q_i = C_i U$ , де  $C_i$  — ємність  $i$ -го конденсатора. Заряд батареї

$$q = \sum_{i=1}^n q_i = U \sum_{i=1}^n C_i,$$

звідки

$$C = \sum_{i=1}^n C_i, \quad (5)$$

де  $n$  — кількість конденсаторів у батареї. Збільшення електроємності у разі паралельного з'єднання конденсаторів пояснюється тим, що збільшується робоча поверхня  $S$  обкладок.

При *послідовному* з'єднанні обкладки окремих конденсаторів мають заряди, чисельно однакові, але протилежні за знаком (рис. 37). Напруга на  $i$ -му конденсаторі  $U_i = \frac{q}{C_i}$ . Тоді загальна напруга батареї

$$U = \sum_{i=1}^n U_i = q \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i},$$

звідки

$$\frac{1}{C} = \sum_{i=1}^n \frac{1}{C_i}. \quad (6)$$

У цьому з'єднанні ємність батареї менша від ємностей окремих конденсаторів ( $C < C_i$ ). Це пояснюється тим, що проміжні обкладки в батареї не відіграють істотної ролі, а діють тільки крайні обкладки, відстань між якими збільшилась. Напруга на кожному конденсаторі (і можливість пробою) зменшується. Коли є потреба збільшити електроємність батареї, паралельно з'єднують окремі групи послідовно з'єднаних конденсаторів (*мішане з'єднання*).

**Приклад.** Визначити ємність плоского конденсатора з площею  $S$  обкладок. Між обкладками знаходиться скло завтовшки  $d_1$ , покрите з обох боків шаром парафіну завтовшки  $d_2$ .

**Розв'язання.** За означенням  $C = \frac{q}{U}$ ; напругу  $U$  можна виразити через суму напруг на окремих шарах діелектрика між обкладками конденсатора:

$$U = \frac{E_0}{\varepsilon_1} d_1 + 2 \frac{E_0}{\varepsilon_2} d_2, \text{ де } E_0 = \frac{\sigma}{\varepsilon_0} = \frac{q}{\varepsilon_0 S}.$$

Після відповідних підстановок у вираз ємності дістанемо

$$C = \frac{\varepsilon_0 \varepsilon_1 \varepsilon_2 S}{\varepsilon_2 d_1 + 2 \varepsilon_1 d_2}.$$

## § 18. Енергія електричного поля та її густина

Щоб зарядити провідник, треба виконати роботу проти кулонівських сил відштовхування між однойменно зарядженими частинками. Для уточнення цієї тези припустимо, що процес заряджання окремого тіла здійснюється послідовним перенесенням на нього порцій  $dq$  заряджених частинок з нескінченності, де потенціал  $\varphi_0 = 0$ . При цьому роботою перенесення першої порції можна знехтувати, але у подальшому для збільшення заряду тіла на  $dq$  треба виконати дедалі більшу роботу  $dA = dq\varphi$ , де  $\varphi$  — відповідне проміжне значення потенціалу провідника. Беручи  $q = C\varphi$ , дістаємо

$$dA = C\varphi d\varphi.$$

Загальна робота при електризації провідника від потенціалу 0 до  $\varphi$  становить

$$A = C \int_0^{\varphi} \varphi d\varphi = \frac{C\varphi^2}{2}.$$

За законом збереження енергії робота електризації витрачається на збільшення енергії зарядженого провідника. Отже, електричну енергію наелектризованого провідника визначають так:

$$W_e = \frac{C\varphi^2}{2} = \frac{q\varphi}{2} = \frac{q^2}{2C}, \quad (1)$$

де  $q$ ,  $\varphi$ ,  $C$  — відповідно заряд, потенціал та електроємність провідника.

Оскільки із зарядженим провідником пов'язується електричне поле, точніше можна сказати, що формула (1) виражає енергію електричного поля. Виразимо цю енергію через напруженість  $E$  поля. Для цього застосуємо формулу (1) до зарядженого плоского конденсатора, поле якого однорідне і локалізоване, а енергія  $W_e = \frac{CU^2}{2}$ . Підставивши у рівняння (1) значення ємності та на-

пруги, знайдемо формулу для визначення енергії поля зарядженого конденсатора

$$W_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} Sd.$$

Оскільки  $Sd$  — об'єм поля між обкладками, густина енергії електричного поля

$$w_e = \frac{W_e}{Sd} = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2}.$$

Урахувавши, що  $D = \epsilon_0 \epsilon E$ , остаточно дістанемо

$$w_e = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} = \frac{ED}{2} = \frac{D^2}{2\epsilon_0 \epsilon}.$$

Знаючи об'ємну густину енергії  $w_e$ , можна визначити загальну енергію довільного електричного поля. Якщо поле неоднорідне, то його можна розділити на нескінченно малі об'єми, в межах яких воно залишається однорідним. Тоді повна енергія електричного поля в об'ємі  $V$  становитиме

$$W_e = \int_V w_e dV = \int_V \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} dV.$$

Відповідно до енергії електричного поля за теорією відносності можна визначити масу поля, а саме:  $m_e = \frac{W_e}{c^2}$ , де  $c$  — швидкість світла.

Отже, електричне поле характеризується напруженістю  $\vec{E}$ , потенціалом  $\Phi$ , енергією  $W_e$  (або густиною енергії  $w_e$ ) і масою  $m_e$ .

**Приклад 1.** Плоский конденсатор із площею  $S$  обкладок та скляною пластинкою між ними завтовшки  $d$  заряджений до напруги  $U$ . Після цього його від'єднали від джерела напруги. Визначити роботу, яку треба виконати, щоб вийняти скляну пластинку з конденсатора.

**Розв'язання.** Витрачену роботу на виймання скляної пластинки знайдемо за різницею початкової і кінцевої енергії зарядженого конденсатора  $A = W_2 - W_1$ ; виразимо енергію конденсатора через заряд та ємність:

$$W_2 = \frac{q^2}{2\frac{C}{\epsilon}}; \quad W_1 = \frac{q^2}{2C}; \quad q = CU.$$

Після підстановки дістанемо

$$A = \frac{q^2}{2C}(\epsilon - 1) = \frac{\epsilon_0 \epsilon S U^2}{2d}(\epsilon - 1).$$

**Приклад 2.** Батарея з двох послідовно з'єднаних лейденських банок ємністю  $C_1 = 5 \cdot 10^{-10}$  Ф і  $C_2 = 13 \cdot 10^{-10}$  Ф заряджається до різниці потенці-



алів  $U = 1800$  В. Потім банки, не розряджаючи, вимикають від джерела струму та з'єднують паралельно. Визначити роботу, яка виконується під час цього розрядження.

**Розв'язання.** У задачах такого типу мається на увазі, що в разі перемикання банок обкладки, заряджені однойменно, з'єднуються між собою. При цьому кожна пара таких обкладок матиме заряд  $2Q_0$ , де  $Q_0$  — заряд, який був на кожній обкладці банок, з'єднаних послідовно.

Батарея паралельно з'єднаних банок має значно більшу ємність, ніж послідовно з'єднаних. Тому під час перемикання відбувається часткове розрядження банок, при якому зменшуються напруга на обкладках кожної банки й енергія системи в цілому.

Роботу розряду визначимо як різницю енергії  $W_1$  (до перемикання банок) і  $W_2$  (після їх перемикання):

$$W_1 = \frac{C'U^2}{2}, \quad (1)$$

де

$$C' = \frac{C_1C_2}{C_1 + C_2}. \quad (2)$$

Підставивши значення  $C'$  у вираз (1), матимемо

$$W_1 = \frac{C_1C_2}{2(C_1 + C_2)} U^2. \quad (3)$$

Енергію паралельно з'єднаних банок виразимо через заряд  $Q$  на їхніх обкладках:

$$W_2 = \frac{Q^2}{2C''}, \quad (4)$$

де, як було зазначено,

$$Q = 2Q_0; \quad C'' = C_1 + C_2.$$

Заряд  $Q_0$  визначимо з основного співвідношення

$$Q_0 = C'U,$$

звідки, враховуючи рівняння (2), маємо

$$Q_0 = \frac{C_1C_2}{C_1 + C_2} U. \quad (5)$$

Перепишемо вираз (4), підставивши в нього значення  $C''$ ,  $Q$  і  $Q_0$ :

$$W_2 = \frac{2C_1^2C_2^2}{(C_1 + C_2)^2} U^2. \quad (6)$$

Отже, робота розрядження  $A = W_1 - W_2 = \frac{C_1C_2(C_1 - C_2)^2}{2(C_1 + C_2)} U^2; A \approx 4,3 \cdot 10^{-22}$  Дж.

**Приклад 3.** Всередині плоского конденсатора з площею обкладок  $S = 200 \text{ см}^2$  і відстанню між ними  $d = 0,1$  см міститься пластинка із скла ( $\epsilon = 5$ ), що заповнює простір між обкладками конденсатора. Як зміниться енергія конденсатора, якщо вийняти скляну пластинку? Розв'язати задачу з урахуванням двох умов: 1) конденсатор весь час приєднаний до батареї з ЕРС  $E = 300$  В;

2) конденсатор був спочатку приєднаний до тієї самої батареї, а потім його вимкнули і тільки після цього пластинку вийняли. Знайти механічну роботу, що витрачається на видалення пластинки в обох випадках.

**Розв'язання.** 1) З умови задачі випливає, що в першому випадку різниці потенціалів між обкладками конденсатора за час видалення скляної пластинки залишалась сталою, а заряд змінювався. Тому зміну енергії поля конденсатора треба виразити через різницю потенціалів та інші сталі величини.

Енергія поля конденсатора з діелектриком

$$W_1 = \frac{C_1 U^2}{2},$$

без діелектрика

$$W_2 = \frac{C_2 U^2}{2},$$

$$\text{де } C_1 = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}; \quad C_2 = \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 S}{d}.$$

Зміна енергії поля конденсатора

$$\begin{aligned} \Delta W_1 = W_2 - W_1 &= \frac{\epsilon_0 \epsilon_1 U^2 S}{2d} - \frac{\epsilon_0 \epsilon U^2 S}{2d} = \frac{\epsilon_0 (\epsilon_1 - \epsilon) U^2 S}{2d} \approx \\ &\approx 3,18 \cdot 10^{-5} \text{ Дж.} \end{aligned}$$

2) У другому випадку заряд на обкладках залишається сталим. Тому зміну енергії поля конденсатора треба виразити через заряд. Енергія конденсатора з діелектриком

$$W_1 = \frac{Q^2}{2C_1},$$

без діелектрика

$$W_2 = \frac{Q^2}{2C_2}.$$

Зміна енергії поля конденсатора

$$\Delta W_2 = W_2 - W_1 = \frac{Q^2}{2C_2} - \frac{Q^2}{2C_1}.$$

Підставивши сюди значення  $C_1$  і  $C_2$ , а також урахувавши, що  $Q = \frac{\epsilon \epsilon_0 U S}{d}$ , матимемо

$$\begin{aligned} \Delta W_2 &= \frac{\epsilon_0^2 \epsilon^2 U^2 S^2 d}{2\epsilon_0 \epsilon S d^2} - \frac{\epsilon_0^2 \epsilon_1^2 U^2 S^2 d}{2\epsilon_0 \epsilon_1 S d^2} = \frac{\epsilon_0 \epsilon U^2 S}{2d} \cdot \frac{(\epsilon - \epsilon_1)}{\epsilon_1} \approx \\ &\approx 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ Дж.} \end{aligned}$$

В обох випадках не тільки змінюється енергія конденсатора, а й витрачається робота на видалення пластинки. Ця робота в другому випадку більша, через те що з видаленням пластинки напруженість поля у конденсаторі збільшується, тоді як у першому випадку вона залишається сталою. У першому випадку при видаленні пластинки з конденсатора не тільки виконується механічна робота, а й зменшується енергія конденсатора і збільшується енергія джерела ЕРС. Робота, виконана проти ЕРС джерела,  $A = \Delta Q U$ , де  $\Delta Q$  — зміна заряду конденсатора після видалення пластинки. Оскільки

$\Delta Q = (\epsilon - \epsilon_1) CU$ , маємо  $A = (\epsilon - \epsilon_1) CU^2$  і робота під час видалення пластинки

$$A_1 = A + \Delta W = \frac{\epsilon_0(\epsilon_1 - \epsilon) U^2 S}{2d}.$$

У другому випадку під час видалення пластинки виконується механічна робота, що дорівнює збільшенню енергії конденсатора:

$$A_2 = \Delta W_2 = 1,6 \cdot 10^{-4} \text{ Дж.}$$

**Приклад 4.** До конденсатора ємністю  $C_1 = 2$  мкФ, зарядженого до напруги  $U_1 = 600$  В, приєднали паралельно конденсатор ємністю  $C_2 = 1$  мкФ. Скільки виділиться енергії під час утворення іскри, яка проскочила при з'єднанні конденсаторів?

*Розв'язання.* Після з'єднання другого конденсатора з першим утворилась система ємністю  $C = C_1 + C_2$ . Заряд першого конденсатора  $Q_1 = C_1 U_1$  тепер розподілиться в системі конденсаторів, яка буде під напругою

$$U = \frac{Q_1}{C} = \frac{C_1 U_1}{C_1 + C_2}.$$

Енергія першого конденсатора до з'єднання з другим була

$$W_1 = \frac{C_1 U_1^2}{2},$$

а енергія системи

$$W_2 = \frac{CU^2}{2} = \frac{(C_1 + C_2) C_1^2 U_1^2}{2(C_1 + C_2)^2} = \frac{C_1^2 U_1^2}{2(C_1 + C_2)}.$$

Енергія, що виділилася під час з'єднання конденсаторів,

$$W = W_1 - W_2 = \frac{C_1 U_1^2}{2} \left( 1 - \frac{C_1}{C_1 + C_2} \right) = \frac{C_1 U_1^2}{2} \frac{C_2}{C_1 + C_2} \approx 0,12 \text{ Дж.}$$

### § 19. Електричний струм і його основні характеристики

*Електричний струм* — це впорядкований потік електрично заряджених частинок. Хаотичний рух заряджених частинок не утворює електричного струму. Електричний струм поділяється на струм провідності й конвекційний:

- *струм провідності* зумовлюється переміщенням електрично заряджених частинок у певному напрямі всередині нерухомого провідника (твердого, рідкого або газоподібного). Залежно від того, які заряджені частинки утворюють струм, провідність може бути *електронна* (в металах), *іонна* (в електролітах, газах) і *мішана* (в газах). Струм має властивість теплової, хімічної та магнітної дій;

- *конвекційний струм* утворюється рухомими наелектризованими макроскопічними частинками або тілами. Наприклад, можна розглядати як конвекційний струм переміщення зарядженого ободу колеса під час його обертання, орбітальний рух Землі з надлишком негативно заряджених частинок.

Історично склалось так, що за напрям електричного струму умовно беруть напрям руху позитивно заряджених частинок, хоч у металевих провідниках електричний струм утворюється рухом електронів у протилежному напрямі.

Зосередимо увагу на вивченні струму провідності, оскільки він найпростіший і має велике практичне значення.

Легко збагнути, що для виникнення й існування електричного струму необхідні такі умови:

- наявність у середовищі вільнорухомих заряджених частинок (електронів, іонів), з яких міг би створюватися потік;

- наявність у ньому електричного поля, під дією якого утворювався б упорядкований потік заряджених частинок. Іншими словами, для виникнення струму в провіднику на будь-якій його ділянці має існувати різниця потенціалів (спад потенціалу в напрямі струму): поверхня провідника зі струмом не залишається екіпотенціальною.

За цих умов на будь-якій ділянці всередині провідника існуватиме електричне поле, напруженість якого  $E_l = -\frac{\Delta\phi}{\Delta l}$ . Отже, на заряджену частинку діятиме напрямна сила  $f_l = E_l q$ ; електричне поле виконуватиме роботу переміщення зарядженої частинки  $\Delta A = q\Delta\phi$ .

Щоб добути неперервний струм у провіднику, треба весь час порушувати електричну рівновагу заряджених частинок, а отже, постійно поповнювати енергію електричного поля. Для цього до кінців провідника приєднують такий пристрій, в якому енергія будь-якого виду протягом усього часу перетворювалася б на енергію електричного поля. Такий пристрій називається *джерелом електричного струму*. Іншими словами, щоб дістати неперервний струм, треба утворити *електричне коло* струму — сукупність джерела струму, споживача електричної енергії, вимірювальних і регулювальних приладів, вимикачів та інших елементів, з'єднаних провідниками.

Для кількісного оцінювання електричного струму введено величину, яку називають *силою струму*. Це — скалярна величина, що чисельно дорівнює сумарному заряду, який переноситься через поперечний переріз провідника за одиницю часу. Якщо за час  $dt$  через поперечний переріз провідника переноситься електричний заряд  $dq$ , то сила струму

$$I = \frac{dq}{dt}.$$

Якщо сила струму і його напрям із часом залишаються незмінними, то такий струм називають *постійним*. Для постійного струму

$$I = \frac{q}{t}, \quad (1)$$

де  $q$  — заряд, що переноситься частинками через переріз  $S$  за час  $t$ .

У разі постійного струму електричне поле залишається незмінним, заряджені частинки не можуть нагромаджуватися на одних ділянках кола та зникати на інших.

Сила струму в СІ виражається в *амперах* (А). Одиниця сили струму — ампер — є основою в СІ, вона визначається за взаємодією провідників зі струмом (див. § 62).

В електродинаміці користуються поняттям «*густина струму*», яка за напрямом збігається з напрямом струму і визнається зарядом, що переноситься за одиницю часу через одиничну площину, перпендикулярну до напрямку струму, тобто  $j = \frac{dq}{dSat} = \frac{dl}{dS}$ . Якщо

провідник однорідний і струм рівномірно розподілений по всьому перерізу, то

$$j = \frac{I}{S}. \quad (2)$$

Для постійного струму  $I = j_1 S_1 = j_2 S_2$ , звідки  $\frac{j_1}{j_2} = \frac{S_2}{S_1}$ , тобто у різних перерізах провідника густина струму обернено пропорційна площам цих перерізів.

Візьмемо однорідний циліндричний провідник завдовжки  $l$  із поперечним перерізом  $S$ . Нехай в одиниці об'єму цього провідника буде  $n_0$  елементарних заряджених частинок (густина зарядів). Тоді  $q = en_0 Sl$  і з урахуванням (2) запишемо

$$j = \frac{en_0 Sl}{St} = en_0 \bar{v}, \quad (3)$$

де  $e$  — елементарний заряд;  $\bar{v} = \frac{l}{t}$  — середня швидкість упорядкованого руху заряджених частинок. Отже, густина струму визначається густиною носіїв зарядів та швидкістю їх упорядкованого руху.

## § 20. Закон Ома для ділянки кола

Складемо електричне коло і виділимо ділянку  $MN$ , на якій немає розгалуження і джерела струму (рис. 38). Вольтметром  $V$  вимірюється напруга  $U$  на вибраній ділянці, амперметром  $A$  — сила струму  $I$  в колі. Оскільки струм постійний, через поперечні перерізи  $M$  та  $N$  переноситься однаковий заряд  $q$ . Робота електричних сил, що переміщують відповідні заряджені частинки (робота струму),  $A = qU$ , звідки

$$U = \frac{A}{q}.$$

Напруга на ділянці електричного кола визначається роботою струму на цій ділянці під час переміщення одиниці електричного заряду через поперечний переріз провідника. Це означення напруги відбиває особливості електричного струму в провідниках.

Переміщуючи повзунок  $B$  (або змінюючи кількість елементів у батареї), бачимо, що на ді-

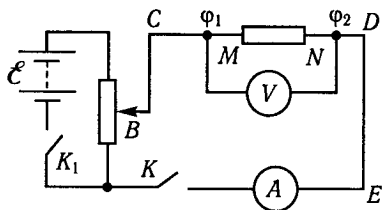


Рис. 38

лянці  $MN$  напруга  $U$  і струм  $I$  змінюються. Досліди показують, що за сталої температури відношення напруги на кінцях провідника до сили струму залишається незмінним, тобто  $\frac{U}{I} = R = \text{const}$ , або

$$I = \frac{U}{R}, \quad (1)$$

де  $R$  — опір провідника.

До такого висновку у 1826 р. дійшов німецький фізик Г. С. Ом (1787—1854). Формула (1) виражає закон Ома в інтегральній формі для ділянки кола. Сила струму в провіднику прямо пропорційна різниці потенціалів (напрузі) на кінцях провідника й обернено пропорційна опору цього провідника. Величина, обернена опором, називається *електричною провідністю*:  $\beta = \frac{1}{R}$ .

Одиницею електричного опору в СІ є ом (Ом). Згідно з формулою (1)

$$1 \text{ Ом} = 1 \frac{\text{В}}{\text{А}}.$$

Закон Ома — досить точний. Він залишається справедливим для провідників першого роду та електролітів. Відхилення від закону Ома становить близько 1 % для струмів дуже великої густини — кількох мільйонів амперів на  $1 \text{ см}^2$ . Закон порушується в тому разі, коли у провідниках не вистачає носіїв електричних зарядів і настає насичення, наприклад, коли струм проходить через іонізований газ.

Закон Ома однозначно виражає лінійну залежність струму від напруги. Графік функції  $I = f(U)$  називається *вольт-амперною характеристикою* провідника. Для провідників першого роду та електролітів вольт-амперна характеристика — пряма лінія, що проходить через початок координат; тангенс кута нахилу її до осі абсцис чисельно дорівнює електропровідності провідника. На рис. 39 зображено вольт-амперні характеристики двох провідників різних опорів ( $R_1 < R_2$ ).

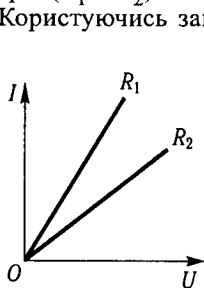


Рис. 39

Користуючись законом Ома, шкалу вимірювального приладу можна проградувати в амперах або вольтах. Практично вольтметр — це чутливий гальванометр, до якого послідовно ввімкнено великий опір. Якщо доводиться вимірювати напругу в  $n$  разів більшу, ніж напруга, на яку розрахований вольтметр, то послідовно до вольтметра слід увімкнути додатковий опір  $R'$ , який визначається рівнянням  $R' = (n - 1) R_B$ , де  $R_B$  — опір вольтметра.

Вольтметр умикають паралельно ділянці кола, а щоб струм, який проходить через вольтметр, був незначним ( $I_B \ll I$ ), опір вольтметра має бути великим порівняно з опором ділянки кола ( $R_B \gg \gg R$ ). Амперметром вимірюють весь струм у колі; вмикають його послідовно.

## § 21. Електричний опір провідників. Питомий опір. Явище надпровідності

Усяке тіло чинить опір електричному струму. Суть опору зводиться до витрат енергії джерел на роботу проти сил взаємодії рухомих заряджених частинок з навколишнім середовищем, зокрема у твердих тілах — проти сил взаємодії рухомих електронів з іонами кристалічної ґратки, у рідинах і газах — проти сил внутрішнього тертя, якого зазнають рухомі сольвати (угруповання іонів та нейтральних молекул). Докладніше про внутрішній механізм опору йтиметься далі, а тут обмежимося розглядом опору твердих провідників з феноменологічного погляду.

За опором тіла поділяються на три класи: *провідники*, *непровідники* (ізолятори) і *напівпровідники*. Цей поділ умовний, бо в природі не існує абсолютних провідників та абсолютних ізоляторів. Далі під провідником розумітимемо металеве тіло.

Опір провідника залежить від таких чинників: роду матеріалу, розмірів, домішок, деформацій, температури.

За заданої температури опір однорідного провідника незмінного перерізу  $S$  становить

$$R = \rho \frac{l}{S}, \quad (1)$$

де  $l$  — довжина провідника;  $\rho$  — коефіцієнт пропорційності, що залежить від роду матеріалу провідника; його ще називають *питомим опором* матеріалу, оскільки при  $l = 1$  та  $S = 1$  масмо  $\rho = R$ .

Величину, обернену до питомого опору, тобто  $\gamma = \frac{1}{\rho}$ , називають *питомою провідністю* матеріалу.

Відповідно до формули (1) одиницею питомого опору в СІ є

$$1 \text{ Ом} \cdot \text{м} = 1 \frac{\text{Ом} \cdot \text{м}^2}{\text{м}}.$$

У техніці питомий опір виражають одиницею  $\frac{\text{Ом} \cdot \text{мм}^2}{\text{м}}$ .

Найменший питомий опір мають срібло, мідь, алюміній. В електротехніці провідники виготовляють з міді або алюмінію. За однакового опору алюмінієвий провідник товстіший від мідно-



го, але має меншу густину; крім того, він дешевший і тому його доцільніше використовувати.

Досліди показують, що для хімічно чистих металів у межах температур від  $T_0 = 273 \text{ К}$  до  $T = 373 \text{ К}$  (а для деяких металів, наприклад платини, у значно ширшому інтервалі температур) опір провідника лінійно залежить від температури:

$$R_T = R_0(1 + \alpha \Delta T), \quad (2)$$

де  $R_0$  — опір провідника при  $T_0 = 273,15 \text{ К}$ ;  $\alpha$  — температурний коефіцієнт опору;  $\Delta T = T - T_0$ . Для хімічно чистих металів температурний коефіцієнт опору  $\alpha = 0,004 \text{ К}^{-1}$  (близький до  $1/273,15 \text{ К}^{-1}$ ).

Якщо у піч помістити металеву спіраль із відомим опором  $R_0$  і виміряти опір  $R_T$ , то за формулою (2) можна визначити температуру печі. Це покладено в основу будови і принципу дії електричного термометра.

На опір металевого провідника істотно впливають домішки. Сплави мають більший питомий опір. Наведемо деякі порівняльні дані:

мідь —  $0,017 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ;  
 алюміній —  $0,029 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ;  
 нікелін (62 % Cu + 18 % Ni + 20 % Zn) —  $0,33 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ;  
 константан (60 % Cu + 40 % Ni) —  $0,49 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ ;  
 ніхром (80 % Ni + 20 % Cr) —  $1,10 \cdot 10^{-6} \text{ Ом} \cdot \text{м}$ .

Питомий опір деяких сплавів (константан, манганін) практично не залежить від температури, що дуже важливо для побудови вимірювальних приладів. Із зниженням температури та наближенням до абсолютного нуля опір провідників зменшується.

У деяких металів і сплавів спостерігається *явище надпровідності*, відкрите голландським фізиком Х. Камерлінг-Онессом (1853—1926) у 1911 р. Воно полягає в тому, що *за температури, близької до абсолютного нуля, електричний опір різко падає — практично зменшується до нуля*. Якщо в замкненому колі, складеному з надпровідника, утворити електричний струм, то він циркулюватиме досить тривалий час (тижнями), практично не зменшуючись.

Температура переходу в надпровідний стан для різних чистих металів різна і лежить в інтервалі від  $0,35 \text{ К}$  (гафній) до  $11,7 \text{ К}$  (технецій). Значення цієї температури приблизно обернено пропорційна кореневі квадратному з атомної маси:  $T \sim \frac{1}{\sqrt{A}}$ . Нині відомо 23 чистих метали, яким властива надпровідність за певних температур, а також багато сплавів та хімічних сполук, які можуть переходити в надпровідний стан. Теорію надпровідності розробили у 1957 р. американські вчені Дж. Бардін, Л. Купер,

Дж. Р. Шриффер і незалежно від них М. М. Боголюбов. За їх теорією у надпровідному стані електрони провідності утворюють зв'язані пари; завдяки такому групуванню рух колективу електронів у цілому стає стійким і не зазнає обмінів енергією з кристалічною ґраткою.

## § 22. Закон Ома в диференціальній формі

За законом Ома сила струму залежить від опору, який, у свою чергу, залежить від матеріалу та розмірів провідника. Проте можна записати закон Ома в такому вигляді, щоб він не був пов'язаний з розмірами провідника. Для цього перетворимо вираз закону Ома.

Виділимо ділянку провідника  $\Delta l$ , потенціали на кінцях якої дорівнюють  $\varphi_1$  і  $\varphi_2$ . Якщо середня площа поперечного перерізу провідника  $\Delta S$ , а густина струму  $j$ , то сила струму

$$I = j\Delta S = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = -\frac{(\varphi_2 - \varphi_1)\Delta S}{\rho\Delta l},$$

звідки

$$j = -\gamma \frac{\Delta\varphi}{\Delta l}, \quad (1)$$

де  $\gamma = \frac{1}{\rho}$  — питома електропровідність. Щоб рівняння (1) було точним, треба взяти границю відношення  $\frac{\Delta\varphi}{\Delta l}$  при  $\Delta l \rightarrow 0$ . Оскільки

$$-\frac{d\varphi}{dl} = E,$$

остаточно дістаємо  $j = \gamma E$ , або у векторній формі

$$\vec{j} = \gamma\vec{E}. \quad (2)$$

Рівняння (2) виражає закон Ома в диференціальній формі

$$j = \frac{dl}{dS}.$$

Воно визначає силу струму у довільній точці в середині провідника залежно від його властивостей та електричного стану ( $\gamma$  і  $E$ ).

Зазначимо, що йдеться про провідник у стаціонарному потенціальному електричному полі, трохи відмінному від електростатичного поля. У такому полі при  $j = \text{const}$  розподіл заряджених частинок у провіднику з часом не змінюється — одні частинки з певного місця відходять, інші туди приходять. Вектор напруженості поля всередині провідника не дорівнює нулю; його поверхня не є екви-

потенціальною (потенціал спадає вздовж провідника у напрямі струму); лінії напруженості поля напрямлені під гострим кутом до провідника у напрямі струму.

### § 23. Сторонні сили. Джерело електричного струму

Нехай є провідник  $AB$ , на кінцях якого утворено різницю потенціалів ( $\varphi_1 > \varphi_2$ ), а отже, у провіднику існує електричне поле  $E$  (поле кулонівських сил). Такий стан провідника нестійкий, в ньому виникне короточасний електричний струм  $I$  від  $A$  до  $B$  (рис. 40). Щоб утворити у провіднику постійний струм, очевидно, потрібно якимось забезпечити колоподібний рух носіїв струму, тобто даліше переміщення їх по додатковому каналу від  $B$  до  $A$ . Проте якщо на ділянці  $AB$  переміщення заряджених частинок здійснюється під дією сил електричного поля

$$-\frac{\Delta\varphi}{\Delta l} = E; \quad \vec{F}_{\text{ел}} = q\vec{E}, \quad (1)$$

то на ділянці  $BA$  їх потрібно вже переміщувати проти сил електричного поля. Переміщення носіїв струму на цій ділянці можливе тільки під дією *сторонніх сил* неелектричного походження:

$$\vec{F}_{\text{ст}} = q\vec{E}^*, \quad (2)$$

де  $\vec{E}^*$  — напруженість поля сторонніх сил.

Отже, в полі електричного струму обов'язково має бути джерело сторонніх сил. Воно забезпечує колоподібний рух носіїв струму подібно до того, як насос забезпечує циркуляцію рідини в будь-якій замкненій системі.

Неважно бачити, що сторонні сили мають виконувати роботу проти сил електричного поля; тому вони мають бути пов'язані з відповідними сторонніми джерелами енергії. Сторонні сили виникають усередині джерела у процесах перетворення енергії інших видів на електричну: наприклад, механічної — на гідроелектростанціях, внутрішньої — на теплових електростанціях, хімічної — в гальванічних елементах і т. д.

Сторонні джерела енергії, пов'язані з процесами пере-

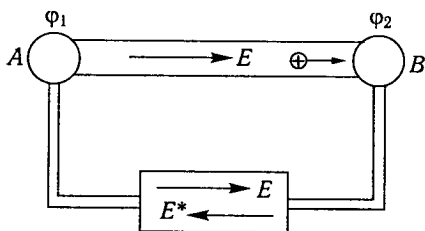


Рис. 40

творення інших видів енергії на електричну, називаються *джерелами електричного струму*.

Джерела електричного струму характеризуються *електрорушійною силою*. З'ясуємо фізичну суть цієї величини.

В електричному колі взагалі проявляються дії електричних та сторонніх сил. Знайдемо роботу цих сил. На ділянці  $dl$  вона становитиме

$$dA = q(E + E^*)_l dl,$$

а на всьому замкненому контурі струму робота

$$A_0 = \oint q(E + E^*)_l dl = \oint qE_l dl + \oint qE_l^* dl.$$

Перший член цієї суми дорівнює нулю, оскільки він виражає роботу по замкненому контуру потенціальних сил; тому

$$A_0 = \oint qE_l^* dl. \quad (3)$$

Із виразу (3) випливає, що сторонні сили непотенціальні: в цілому робота для переміщення носіїв струму по замкненому контуру виконується сторонніми силами джерела струму. В розрахунку на одиницю перенесеного заряду ( $q = 1$  Кл) вона може бути енергетичною характеристикою джерела струму:

$$\mathcal{E} = \frac{A_0}{q} = \oint E_l^* dl, \quad (4)$$

де  $\mathcal{E}$  — електрорушійна сила джерела (скорочено її записують ЕРС). Назва її не зовсім вдала, бо фактично йдеться не про силу, а про енергетичну характеристику джерела.

Електрорушійна сила — характеристика джерела струму; чисельно вона дорівнює роботі, яку виконують сторонні сили для переміщення носіїв струму з сумарним зарядом, що дорівнює одиниці, по замкненому електричному колу. Згідно з виразом (4) ЕРС виражають у вольтах (В).

## § 24. Закон Ома для будь-якої ділянки і повного кола

У попередньому параграфі було з'ясовано, що в електричному колі проявляються дії потенціальних електричних і сторонніх сил. Отже, виникає потреба поширення закону Ома на ділянки, на яких проявляються також дії сторонніх сил.

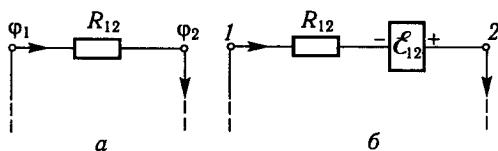


Рис. 41

Якщо на ділянці діють лише потенціальні електричні сили (рис. 41, а), то закон Ома для неї можна записати у вигляді

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2, \quad (1)$$

де  $R_{12}$  — опір ділянки;  $\varphi_1 - \varphi_2$  — різниця потенціалів, яка чисельно дорівнює роботі названих сил на цій ділянці для переміщення одиниці позитивного заряду.

Якщо на цій ділянці, крім названих сил, проявляється ще дія сторонніх сил (рис. 41, б), то, очевидно, до роботи потенціальних електричних сил (1) треба додати роботу  $\mathcal{E}_{12}$  сторонніх сил, і тоді закон Ома набере такого вигляду:

$$IR_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}, \quad (2)$$

або

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}_{12}}{R_{12}}. \quad (3)$$

Вираз (3) є законом Ома для будь-якої ділянки кола. Сума робіт у чисельнику має зміст алгебричної суми. Вважаємо, що робота  $\mathcal{E}_{12}$  додатна, якщо, йдучи в напрямі струму  $I-2$ , проходимо джерело від негативного до позитивного полюса.

Вираз закону Ома для будь-якої ділянки (3) можна поширити на все коло. Для цього розширимо ділянку  $I-2$  (див. рис. 41, б) переміщенням точки  $2$  у напрямі струму до суміщення її з точкою  $I$ .

У кінцевому результаті різниця  $(\varphi_1 - \varphi_2)$  перетвориться на нуль,  $R_{12} = R + r$  — повний опір кола, а закон Ома набере вигляду

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R + r}, \quad (4)$$

де  $R$  — опір споживачів струму (зовнішній опір);  $r$  — опір джерела струму (внутрішній опір). Вираз (4) є законом Ома для повного кола. Запишемо його в такому вигляді:

$$\mathcal{E} = IR + Ir. \quad (5)$$

Отже, спад напруги в усьому колі компенсується роботою сторонніх сил завдяки енергії неелектричного походження. Тому мож-

на сказати, що закон Ома для повного кола виражає закон збереження і перетворення енергії.

Напруга на зовнішній ділянці кола залежить від навантаження й визначається так:

$$U = IR = \frac{\mathcal{E}R}{R+r} = \frac{\mathcal{E}}{1+\frac{r}{R}},$$

або

$$U = \mathcal{E} - Ir, \quad (6)$$

де  $Ir$  — спад напруги всередині джерела.

Із рівнянь (5) та (6) видно, що напруга  $U$  менша від ЕРС  $\mathcal{E}$  на величину  $Ir$ , і чим більший зовнішній опір порівняно з внутрішнім опором, тим більше  $U$  наближається до  $\mathcal{E}$ . Отже, якість джерела залежить не тільки від його ЕРС, а й від внутрішнього опору. Наприклад, електрофорна машина має велику ЕРС (десятки тисяч вольтів), але вона непридатна для утворення великих струмів, оскільки її внутрішній опір дуже великий, тоді як гальванічні елементи при малих ЕРС та  $r$  можуть давати струм у кілька амперів.

Розглянемо два окремих випадки:

- випадок *короткого замикання* ( $R = 0$ ). Згідно з виразом (4) дістаємо  $I = \frac{\mathcal{E}}{r} = I_{\max}$ ;  $U = 0$ . При цьому в джерелі виділяється велика потужність і воно може зіпсуватись;

- якщо електричне коло *розімкнене* ( $R = \infty$ ), то  $I = \frac{\mathcal{E}}{\infty} = 0$ , а напруга буде максимальною:  $U = \frac{\mathcal{E}}{1+\frac{r}{R}} = \mathcal{E}$ .

Отже, ЕРС чисельно дорівнює максимальній напрузі на затискачах розімкненого джерела.

## § 25. Розгалуження струму.

### Правила Кірхгофа та їх застосування

Закон Ома стосується нерозгалуженого кола і дає можливість виконати розрахунки у найпростіших випадках. Однак на практиці досить часто застосовуються складні мережі струмів, споживачів, різних вимірювальних приладів та пристроїв. Складні електричні кола розраховують, користуючись двома правилами, сформульованими німецьким фізиком Г. Р. Кірхгофом (1824—1887) у 1847 р.

**Перше правило Кірхгофа.** Воно стосується вузлових точок. *Вузлом* у розгалуженому колі називається точка, в якій сходяться більш як два провідники.

Нехай у вузловій точці  $P$  струми  $I_1, I_3, I_5$  входять у неї, а струми  $I_2, I_4$  виходять (рис. 42). Тоді перше правило Кірхгофа можна сфор-

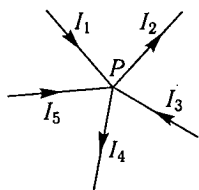


Рис. 42

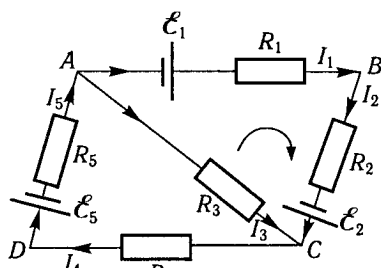


Рис. 43

мулювати так: сума всіх сил струмів, які входять у точку розгалуження, дорівнює сумі сил струмів, які виходять з цієї точки, тобто

$$I_1 + I_3 + I_5 = I_2 + I_4. \quad (1)$$

Це правило виражає закон збереження електричного заряду: у вузлах не можуть накопичуватися або зникати носії струму, бо інакше змінювалося б електричне поле і струм перестав би бути постійним. Якщо сили струмів, які підходять до вузла, вважати додатними, а сили струмів, що виходять, — від'ємними, то вираз (1) можна записати так:

$$\sum_{k=1}^n I_k = 0, \quad (2)$$

де  $n$  — кількість провідників із струмами у вузлі;  $I_k$  — сила струмів у них. Тому перше правило Кірхгофа можна сформулювати ще й так: алгебрична сума сил усіх струмів у кожній точці розгалуження дорівнює нулю.

**Друге правило Кірхгофа.** Воно стосується контуру. Нехай маємо розгалужене електричне коло (рис. 43). Виділимо в цьому складному колі певний контур, наприклад  $ABCA$ . До кожної з ділянок цього кола можна застосувати закон Ома. Тоді дістанемо рівняння

$$I_1 R_1 = \varphi_A - \varphi_B + \mathcal{E}_1;$$

$$I_2 R_2 = \varphi_B - \varphi_C + \mathcal{E}_2;$$

$$-I_3 R_3 = \varphi_C - \varphi_A.$$

Додавши ці рівняння, матимемо

$$I_1 R_1 + I_2 R_2 - I_3 R_3 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2.$$

У загальному вигляді для всякого замкненого контуру можна записати

$$\sum_{k=1}^m I_k R_k = \sum_{i=1}^n \mathcal{E}_i, \quad (3)$$

де  $m$  — кількість ділянок у контурі;  $n$  — кількість у ньому джерел.

Друге правило Кірхгофа можна сформулювати так: у будь-якому замкненому контурі, вибраному в системі розгалуження струмів, алгебрична сума добутків сил струмів  $I_k$  на опори  $R_k$  відповідних ділянок дорівнює алгебричній сумі ЕРС, що діють у цьому контурі.

Суми у виразі (3) мають зміст алгебричних сум; знаки їхніх членів визначаються відповідно до напрямку обходу контуру (див. рис. 43). Додатними будуть струми, які збігаються з напрямом обходу, а від'ємними ті, які протилежні напрямку обходу контуру. Додатними будуть ті ЕРС, власний струм яких збігається з напрямом обходу, тобто ті, які в напрямі обходу будуть зорієнтовані від негативного до позитивного полюса, а від'ємними — ті ЕРС, дія яких протилежна напрямку обходу контуру. Взагалі вибір напрямку обходу контуру довільний, але його треба зафіксувати і дотримуватись.

Оскільки  $I_k R_k = U_k$  — напруга на  $k$ -й ділянці, друге правило Кірхгофа можна сформулювати ще так: алгебрична сума напруг на всіх ділянках замкненого контуру дорівнює алгебричній сумі ЕРС, що діють у цьому контурі.

Правила Кірхгофа придатні також для змінних струмів малої частоти (квазістаціонарних струмів).

За рівняннями Кірхгофа можна визначити будь-які характеристики  $I_k$ ,  $R_k$ ,  $\mathcal{E}_k$  ділянок замкненого контуру. Наведемо приклади застосування рівнянь Кірхгофа.

**Шунт.** Шунт (від англ. shunt — відгалуження) приєднують завжди паралельно вимірювальному приладу (рис. 44). Прилад шунтують тоді, коли треба зменшити його загальний опір або коли струм дуже великий і частину його треба провести поза приладом, щоб не зіпсувати останнього.

Нехай вимірювальний прилад розрахований на максимальний струм  $I_q$ , а слід виміряти струм у  $n$  разів більший. Визначимо, якого опору  $R_s$  шунт потрібний для цього. У точці  $A$  струм  $I$  розгалужується на струми  $I_q$  та  $I_s$ , тому

$$I = I_q + I_s. \quad (4)$$

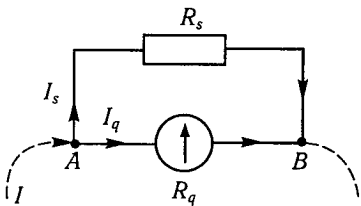


Рис. 44



Обходячи замкнений контур за рухом годинникової стрілки, дістаємо

$$I_s R_s - I_q R_q = 0. \quad (5)$$

Виключивши з рівнянь (4) і (5)  $I_s$ , матимемо

$$\frac{I}{I_q} = \frac{R_q + R_s}{R_s} = \frac{R_q}{R_s} + 1.$$

Оскільки за умовою  $\frac{I}{I_q} = n$ , опір шунта

$$R_s = \frac{R_q}{n-1}.$$

Через вимірювальний прилад проходить  $\frac{I}{n}$  частина загального струму, а решта, тобто  $\frac{n-1}{n}$  частина, — через шунт. Наприклад, якщо через гальванометр треба пропустити  $\frac{1}{10}$  частину загального струму, то опір шунта має дорівнювати  $\frac{1}{9} R_q$ . Знаючи  $n$  і показ  $I_q$  гальванометра, визначимо вимірюваний струм  $I = n I_q$ . Щоб перетворити гальванометр на чутливий амперметр, треба до затискачів гальванометра паралельно присіднати шунт відповідного опору. Шунт монтується в одній коробці з гальванометром, а потім грабують шкалу приладу в амперах.

**Розширення меж вимірювання вольтметра.** Іноді виникає потреба виміряти напругу між точками  $A$  та  $B$ , у  $m$  разів більшу від тієї напруги  $U_B$ , на яку розрахований вольтметр. Тоді слід розширити межі вимірювання вольтметра. Для цього до нього присіднують додатковий опір  $R'$  (рис. 45). Визначимо його.

Згідно з рис. 45  $U = I_B R_B + I_B R'$ . Вольтметр показує напругу  $U_B = I_B R_B$ , де  $R_B$  — опір вольтметра (відомий). Поділимо почленно ці рівняння:

$$\frac{U}{U_B} = \frac{I_B R_B + I_B R'}{I_B R_B} = 1 + \frac{R'}{R_B}.$$

Однак за умовою  $\frac{U}{U_B} = m$ , тому  $m = 1 + \frac{R'}{R_B}$ , звідки дістаємо  $R' = (m-1)R_B$ . У багатошкальних вольтметрах в одній коробці вмонтовано кілька додаткових резисторів різного опору, присіднаних до окремих затискачів, виведених назовні приладу.

**Приклад.** На рис. 46 зображено схему розгалуження струмів, де  $R_1 = R_2 = R_3 = R_4 = 1000$  Ом,  $\mathcal{E}_1 = 1,5$  В,  $\mathcal{E}_2 = 1,8$  В. Визначити сили струмів у опорах.

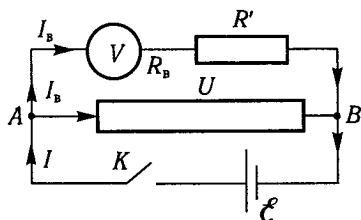


Рис. 45

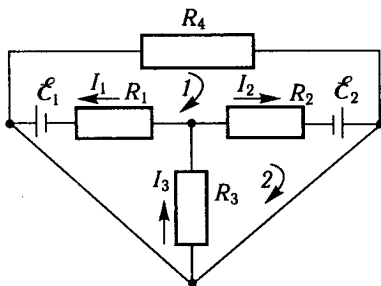


Рис. 46

**Розв'язання.** Не вдаючись до даних задачі та логічного аналізу схеми розгалуження, визначимо можливі напрями струмів на кожній ділянці. Наприклад, неважко показати напрям струму  $I_2$  на ділянці з найбільшою ЕРС; можна побачити, що  $I_4 = 0$ , оскільки резистор опором  $R_4$  замкнений; на інших ділянках фіксуємо напрями струмів з логічних міркувань (якщо наперед позначений напрям струму буде неправильним, то його значення буде від'ємним). Після цього вибираємо замкнені контури в розгалуженнях, показуємо напрями їх обходу і застосовуємо до них правила Кірхгофа:

$$I_1 R_1 - I_2 R_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2; \quad (1)$$

$$I_2 R_2 + I_3 R_3 = \mathcal{E}_2; \quad (2)$$

$$I_3 = I_1 + I_2. \quad (3)$$

Розв'язавши систему рівнянь, знайдемо:

$$I_1 = 0,4 \text{ мА}; I_2 = 0,7 \text{ мА}; I_3 = 1,1 \text{ мА}.$$

## § 26. Робота і потужність постійного електричного струму

Якщо у провіднику проходить електричний струм, то він здатний виконувати роботу. Визначимо роботу струму в трьох випадках.

1. Нехай на ділянці 1–2 кола діє ЕРС  $\mathcal{E}$ . Тоді загальна напруга  $U_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}$ , а роботу переміщення заряду  $q$  визначимо так:

$$A_1 = q(\varphi_1 - \varphi_2 + \mathcal{E}). \quad (1)$$

Отже, коли на ділянці кола діє ЕРС, то роботу виконують і сили електричного поля, і сили стороннього поля.

2. Для замкненого електричного кола  $\varphi_1 = \varphi_2$ ; робота електричних сил дорівнює нулю. Тоді

$$A_2 = q\mathcal{E} = I\mathcal{E}t, \quad (2)$$

де  $\mathcal{E}$  — ЕРС поля сторонніх сил.

Якщо виконується закон Ома  $I = \frac{\mathcal{E}}{R+r}$ , то

$$A_2 = \frac{\mathcal{E}^2 t}{R+r}, \quad (3)$$

або

$$A_2 = I^2(R+r)t. \quad (4)$$

Рівняннями (2) — (4) виражено роботу джерела в усьому електричному колі. Вона складається із двох частин: роботи  $I^2rt$  всередині джерела (некорисна робота) та роботи  $I^2Rt$  на зовнішній ділянці кола (корисна робота). Розглянемо ці роботи окремо.

3. На ділянці кола ЕРС не діє, формулу (1) запишемо так:

$$A_3 = q(\varphi_1 - \varphi_2) = IUt. \quad (5)$$

Це рівняння виражає роботу електричного струму або енергію рухомих заряджених частинок на зовнішній ділянці кола. Робота виконується завдяки потенціальній енергії, якої набувають позитивно й негативно заряджені частинки внаслідок поділу їх сторонніми силами джерела.

Із практичного погляду нас цікавить насамперед робота струму на зовнішній ділянці кола, оскільки ця робота характеризує ту частину енергії джерела, яка перетворюється на інші види енергії. Справді, якщо в зовнішній частині кола буде електродвигун, то робота струму визначає перетворення енергії джерела на механічну енергію. Якщо на цій ділянці під'єднано провідник другого роду (електроліт), то відбуваються хімічні зміни й електрична енергія перетворюється на внутрішню. В нерухомому металевому провіднику виділяється теплота  $Q$ , що свідчить про перетворення електричної енергії на внутрішню.

Зазначимо, що в електродвигунах частина електричної енергії також перетворюється на внутрішню, тому механічну роботу електродвигуна визначають так:

$$A_{\text{мех}} = IUt - Q.$$

Якщо на ділянці, яка розглядається, виконується закон Ома, то вираз (5) можна записати у вигляді

$$A_3 = \frac{U^2 t}{R},$$

або

$$A_3 = I^2 Rt. \quad (6)$$

Одиницю роботи струму в СІ можна визначити, користуючись виразом (5). Якщо  $I = 1$  А,  $U = 1$  В і  $t = 1$  с, то робота  $A = 1$  Дж. Оскільки  $1$  Вт =  $1$  Дж/с, роботу в  $1$  Дж називають ще ват-секун-

дою. Користуються також кратними одиницями: кіловат-секундою ( $10^3$  Дж), кіловат-годиною ( $3,6 \cdot 10^5$  Дж).

Потужність визначається роботою, виконаною за одиницю часу, тобто  $N = \frac{A}{t}$ . Тоді повна, або загальна, потужність, яку розвиває джерело,  $N_{\text{заг}}^t = I\mathcal{E}$ , або

$$N_{\text{заг}} = \frac{\mathcal{E}^2}{R+r} = I^2(R+r). \quad (7)$$

Корисна потужність, яку поглинає споживач,  $N_{\text{кор}} = IU$ , або

$$N_{\text{кор}} = I^2R = \frac{\mathcal{E}^2 R}{(R+r)^2}. \quad (8)$$

Коефіцієнт корисної дії (ККД)

$$\eta = \frac{N_{\text{кор}}}{N_{\text{заг}}} = \frac{R}{R+r},$$

де  $r$  — внутрішній опір джерела та підвідних проводів. Отже, режим роботи джерела при заданих  $\mathcal{E}$  і  $r$  залежить від опору  $R$  споживача. Розглянемо окремі випадки.

1. Коротке замикання:  $R \rightarrow 0$ . Тоді  $I = \frac{\mathcal{E}}{r}$ ;  $N_{\text{кор}} = 0$ ;  $N_{\text{заг}} = \frac{\mathcal{E}^2}{r}$ ;  $\eta = 0$ . Отже, сила струму та загальна потужність будуть максимальними, але корисна потужність і ККД дорівнюватимуть нулю. Уся потужність, що розвивається, витрачається на нагрівання джерела. Це може зумовити руйнування пристрою.

2. Нехай  $R = r$ . За таких умов корисна потужність буде максимальною (щоб упевнитись у цьому, треба дослідити знак  $\frac{d^2 N_{\text{кор}}}{dR^2}$ ):

$$N_{\text{кор}} = \frac{\mathcal{E}^2}{4r}; \quad N_{\text{заг}} = \frac{\mathcal{E}^2}{2r}; \quad \eta = 0,5.$$

У цьому випадку в навантаженні розвивається максимальна корисна потужність, що дорівнює  $1/4$  загальної потужності при короткому замиканні. Проте тільки половина корисної потужності витрачається корисно, а друга — марно, тобто витрачається у джерелі та підвідних проводах.

3. Нехай  $R \gg r$ . Тоді  $I \approx \frac{\mathcal{E}}{R}$ ;  $N_{\text{кор}} = \frac{\mathcal{E}^2}{R}$ ;  $N_{\text{заг}} = \frac{\mathcal{E}^2}{R}$ ;  $\eta \rightarrow 1$ .

Сила струму в колі мала, корисна та загальна потужності також малі, але ККД максимальний; майже вся потужність джерела виділяється в навантаженні.

Одиницю потужності в СІ визначимо за виразом  $N = IU$ , взявши  $I = 1$  А,  $U = 1$  В:

$$1 \text{ Вт} = 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ В}.$$

## § 27. Теплова дія електричного струму. Закон Джоуля — Ленца

Досліди показують, що у провіднику із струмом виділяється теплота; при цьому провідник нагрівається. Це пояснюється тим, що носії струму, рухаючись напрямлено, зустрічають опір у середовищі провідника. Енергія струму повністю перетворюється на внутрішню, якщо у провіднику не виконується ніяка інша робота проти хімічних або механічних сил і спад напруги зумовлений лише електричним опором. Якщо виконується робота проти хімічних або механічних сил, то тільки частина енергії перетворюється на внутрішню.

Англійський фізик Дж. П. Джоуль (1818—1889) та російський вчений Е. Х. Ленц, вивчаючи теплову дію електричного струму, на початку 40-х років XIX ст. незалежно один від одного вивели такий закон: *кількість теплоти  $Q$ , що виділяється у провіднику на ділянці кола, прямо пропорційна квадрату сили струму  $I^2$ , опором  $R$  провідника і часу проходження  $t$  струму, тобто*

$$Q = kI^2Rt. \quad (1)$$

Оскільки  $I^2Rt$  — робота струму,  $Q = kA$ , де  $k$  — коефіцієнт, який залежить від вибору одиниць  $Q$  й  $A$  (одиниць  $I$ ,  $R$ ,  $t$ ). В СІ кількість теплоти  $Q$  та роботу  $A$  виражають у джоулях, тому  $k = 1$ ; отже,

$$Q = I^2Rt. \quad (2)$$

Якщо підставити сюди значення  $I$  із закону Ома, то формула (2) матиме вигляд

$$Q = \frac{U^2t}{R}, \quad (3)$$

або

$$Q = IUt.$$

Закон Джоуля — Ленца визначає енергію джерела, яка перетворюється на внутрішню енергію провідника.

Перетворимо формулу (3). Для цього виділимо ділянку однорідного провідника завдовжки  $l$  із незмінним перерізом  $S$ , тоді

$Q = \frac{1}{\rho} \frac{U^2t}{lS}$ . Помноживши чисельник і знаменник цього виразу на  $l$ , дістанемо

$$Q = \frac{1}{\rho} \frac{U^2lSt}{l^2}.$$

Оскільки  $\frac{U}{l} = E$ , а  $\frac{1}{\rho} = \gamma$  (де  $\gamma$  — питома електропровідність),  $Q = \gamma E^2 Slt$ . Кількість теплоти  $w$ , що виділяється в кожній одиниці об'єму металу за 1 с,

$$w = \frac{Q}{Slt} = \gamma E^2.$$

Таким є вираз закону Джоуля–Ленца в диференціальній формі. Як бачимо, на внутрішню перетворюється енергія електричного поля у провіднику. Розглянемо два випадки.

1. Опори  $R_1$  й  $R_2$  ввімкнено послідовно, тоді  $Q_1 = I^2 R_1 t$  і  $Q_2 = I^2 R_2 t$ . Поділивши ці рівняння, дістанемо  $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_1}{R_2}$ . Отже, у провіднику з більшим опором виділяється більше теплоти. Тому в електронагрівальних приладах опір підвідних проводів має бути значно менший, ніж опір споживача.

2. Опори  $R_1$  та  $R_2$  ввімкнено паралельно. Тому напруга на їхніх кінцях буде однакою і слід користуватись формулою (3):  $Q_1 = \frac{U^2 t}{R_1}$  та  $Q_2 = \frac{U^2 t}{R_2}$ , звідки  $\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{R_2}{R_1}$ . Отже, у провіднику з меншим опором виділяється більше теплоти.

Температура розжареного провідника в різних випадках неоднакова. Вона залежить не тільки від сили струму й опору, а й від умов теплової віддачі енергії в навколишнє середовище. Тому температура нитки 40-ватної лампочки розжарення значно вища, ніж температура спіралі 500-ватної електроплитки. Тепловою дією електричного струму широко використовують у техніці, зокрема в електрозварюванні, у плавильних і сушильних печах, у технології гартування сталейних деталей та ін.

## § 28. Характеристики електровимірювальних приладів

З розвитком науки і техніки електричних вимірів неодмінно підвищуються вимоги до якості електровимірювальних приладів. Чим вони досконаліші, тим точніше та глибше можна вивчити певне явище, контролювати роботу електроустановок на виробництві тощо.

Якість електровимірювальних приладів визначається чутливістю, точністю вимірювання, реагуванням на зовнішні поля, зміну температури, межею вимірів, поділом шкали для зручного відліку, витривалістю до перевантажень тощо.

*Чутливістю приладу* називається відношення лінійного або кутового зміщення покажчика до зміни вимірюваної величини, що зумовила це зміщення:

$$S = \frac{\Delta\alpha}{\Delta x}, \quad (1)$$

де  $S$  — чутливість;  $\Delta\alpha$  — зміщення покажчика;  $\Delta x$  — зміна вимірюваної величини.

Відповідно до назви вимірюваної величини говорять про чутливість приладу до сили струму, напруги тощо. Чутливість приладу в різних місцях шкали може бути неоднаковою.

Іноді на приладах указується величина, обернена до чутливості, — ціна однієї поділки, або *стала приладу*.

Найчутливішими електровимірювальними приладами є гальванометри; стала найкращих дзеркальних гальванометрів становить  $10^{-9} \dots 10^{-12} \text{ А} \cdot \text{м/мм}$ .

*Похибка вимірювання* — основна міра якості приладу. Точність приладу можна визначати відносною похибкою вимірювання:

$$\varepsilon = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_0}, \quad (2)$$

де  $\Delta\alpha = \alpha - \alpha_0$  — різниця між вимірним і дійсним значеннями величини, тобто абсолютна похибка вимірювання;  $\alpha_0$  — дійсне значення величини, яке визначають за зразковим приладом.

Однак на практиці прийнято визначати точність приладу *зведеною похибкою* — відношенням абсолютної похибки до граничного значення вимірюваної величини, тобто до найбільшого її значення, яке можна виміряти за шкалою приладу. Цю похибку виражають у відсотках:

$$\varepsilon_{\text{п}} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha_{\text{max}}} \cdot 100. \quad (3)$$

За значенням зведеної похибки, яку допускає прилад, державним стандартом прилади поділяються на вісім класів точності: 0,05; 0,1; 0,2; 0,5; 1,0; 1,5; 2,5 та 4,0. Клас точності вказується на шкалі приладу.

За класом приладу визначають також абсолютну похибку вимірювання, а саме:

$$\Delta\alpha = \varepsilon_{\text{п}} \alpha_{\text{max}}.$$

Наприклад, міліамперметр класу 0,5 зі шкалою на 500 мА допускає при будь-яких показах на шкалі абсолютну похибку

$$\Delta\alpha = \pm 0,005 \cdot 500 = \pm 2,5 \text{ мА}.$$

Добре, коли шкала приладу рівномірна; умови вимірювання у будь-якому місці за такої шкали однакові. Кращим є той прилад, дія і покази якого не залежать від зовнішніх впливів, зокрема магнітного поля Землі, випадкових електричних полів, зміни температури тощо.

Точніші прилади класів 0,05; 0,1; 0,2; 0,5 використовуються головним чином у точних лабораторних вимірах, їх називають *презизійними*. Менш точними є прилади класів 1,0; 1,5; 2,5 та 4,0, які називають *технічними*.

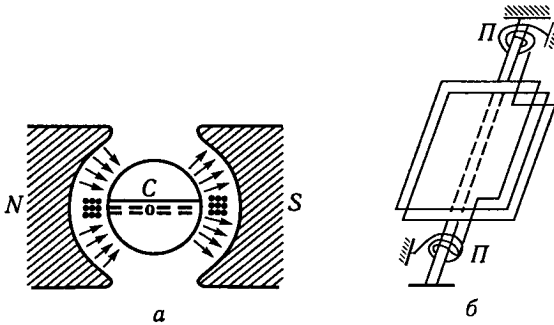


Рис. 47

Розглянемо принцип дії і будову найпоширеніших електровимірювальних приладів.

В електровимірювальних приладах застосовуються різні дії електричного струму. Залежно від того, яке явище використано у приладі, існують такі системи приладів: магнітоелектрична, електромагнітна, електродинамічна, індукційна, теплова, термоелектрична, детекторна, електростатична, вібраційна, електронна, електролітична.

В Україні серійно випускаються прилади всіх систем, крім теплової, вібраційної та електролітичної, оскільки вони мають істотні недоліки.

Робота приладів *магнітоелектричної системи* ґрунтується на взаємодії магнітного поля постійного магніту і вимірюваного струму, що проходить в обмотці рухомої котушки, розміщеної в полі постійного магніту. На рис. 47 показано складові приладу магнітоелектричної системи.

Рухома котушка утримується на двох півосях (кернях) між полюсними наконечниками *N* і *S* магніту (рис. 47, *a*) й обертається в зазорі між цими наконечниками та сталним осердям *C* циліндричної або кулястої форми, де створюється сильне радіальне магнітне поле.

До однієї з півосей, що підтримує котушку, прикріплено стрілку приладу. Струм у котушку підводиться через дві спіральні пружинки *П* (рис. 47, *б*).

Під час проходження струму через котушку на неї діє обертальний момент  $M_1 = k_1 I$ , пропорційний силі струму. Під дією цього моменту котушка повертається і закручує пружинки доти, доки протидійний момент деформації пружинок  $M_2 = k_2 \alpha$  не зрівноважить дії поля.

З рівності  $M_1 = M_2$  випливає, що кут повороту котушки пропорційний силі струму:

$$\alpha = kI.$$



Лінійна залежність кута повороту котушки від сили струму забезпечує рівномірність шкали приладу.

Завдяки високій чутливості магнітоелектрична система використовується для побудови гальванометрів. У найчутливіших дзеркальних гальванометрах котушку підвішують на пружній нитці з фосфористою бронзи (рис. 48). Кут повороту котушки визначають за допомогою сторонньої шкали за світловим зайчиком, утвореним пучком променів, відбитих від маленького дзеркальця  $Dz$ , що обертається разом із котушкою. Стала таких гальванометрів досягає  $10^{-11}$  А/мм.

Позитивними якостями магнітоелектричних приладів є висока точність, порівняно незначний вплив на неї зовнішніх полів та температури. Їх недоліками є придатність тільки для постійного струму, чутливість до перевантажень тощо.

Магнітоелектрична взаємодія застосовується в конструкціях приладів з випрямлячем струму, електронними лампами і термопарою. Такі прилади, які належать до детекторної, електронної та термоелектричної систем, придатні для вимірювання змінного струму.

Робота приладів *електромагнітної системи* ґрунтується на взаємодії магнітного поля вимірюваного струму зі сталевим осердям.

Основними складовими таких приладів є нерухома плоска котушка  $K$  та рухоме пластинчасте осердя  $O$  (рис. 49). Осердя втягується в котушку, як тільки по ній проходить вимірюваний струм. Разом з осердям зміщується стрілка. Протидійний момент повороту осердя створюється пружинкою  $\Pi$ .

Через те що сила взаємодії магнітного поля котушки із сталевим осердям залежить не тільки від сили струму, а й від положення осердя та ступеня його намагніченості, шкала приладів нерівномірна. Часткової рівномірності шкали досягають вибором форми осердя. Рухому частину приладу заспокоюють демпфером  $D$  (див. рис. 49).

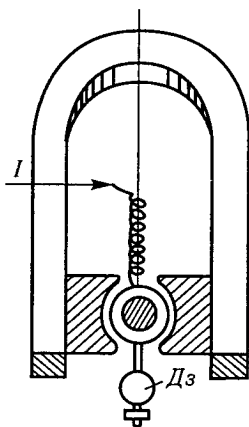


Рис. 48

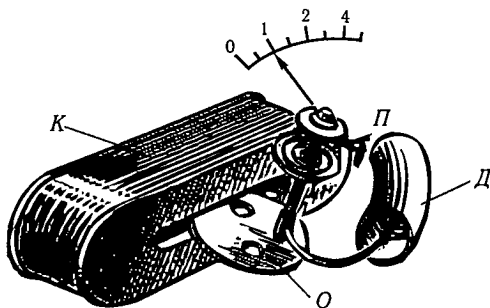


Рис. 49

Прилади електромагнітної системи використовують для вимірювання сили струму як змінного, так і постійного, та напруги в колі. Завдяки простоті конструкції і стійкості до перевантажень вони широко застосовуються в техніці. Їх недоліки: мала точність, нерівномірність шкали, залежність показів від зовнішніх магнітних полів. Щоб зменшити дію останніх, прилад екранують металевим кожухом.

Робота приладів *електродинамічної системи* ґрунтується на взаємодії магнітних полів двох котушок із струмом. Під час взаємодії котушки намагаються розміститися так, щоб їхні витки стали взаємно паралельними, а струми мали однаковий напрям.

Одна із взаємодійних котушок  $K_1$  (рис. 50) нерухома і складається із двох послідовно з'єднаних котушок, між якими є зазор. У ньому розміщують вісь обертання рухомої котушки  $K_2$ , до цієї осі прикріплено стрілку-показчик. Рухома котушка вміщується всередину нерухомої з певним кутом нахилу до осі. Вимірюваний струм підводиться до рухомої котушки через дві спіралеподібні пружинки  $\Pi$ , які створюють протидійний момент обертанню котушки. Рухому частину приладу заспокоює демпфер  $D$ .

Рухому та нерухому котушки з'єднують послідовно або паралельно залежно від призначення приладу (зокрема, в амперметрах вони з'єднуються паралельно, у вольтметрах — послідовно). У ватметрах нерухому котушку вмикають у коло струму послідовно, а рухому котушку з додатковим резистором — паралельно споживачам енергії.

Оскільки в першому наближенні обертальний момент сил, що діють на рухому котушку, пропорційний силі струму як у рухомій, так і нерухомій котушках ( $M_1 = k_1 I_1 I_2$ ), а протидійний момент пропорційний куту закручування пружинок ( $M_2 = k_2 \alpha$ ), з рівності цих моментів випливає, що

$$\alpha = k I_1 I_2.$$

Отже, шкала приладу нерівномірна.

Прилади електродинамічної системи мають високу точність, ними можна вимірювати як постійний, так і змінний струм. Їх недоліки: залежність показів від зовнішніх магнітних полів, чутливість до перевантажень, нерівномірність шкали.

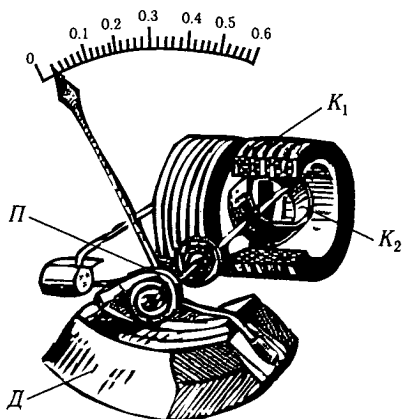























Рис. 50

Робота приладів *індукційної системи* ґрунтується на взаємодії струмів, що індукуються в рухомій частині приладу, з магнітним полем нерухомих електромагнітів. Наприклад, так будуються електричні лічильники змінного струму.

Робота приладів *електростатичної системи* ґрунтується на взаємодії електрично заряджених провідників. Такими є електрометри, прилади для вимірювання напруги тощо.

Для вибору потрібних приладів та правильного їх умикання в електричну схему слід насамперед ознайомитися з основними характеристиками приладу, вказаними на шкалі.

Нижче наведено деякі умовні позначення, які наносять на шкалу вимірювальних приладів.

Знак	Що означає
	Магнітоелектрична система
	Електромагнітна система
	Електродинамічна система
	Електродинамічна система з магнітним екраном
	Індукційна система без механічної протидійної сили
	Детекторна система з використанням магнітоелектричного механізму
	Термоелектрична система з контактним термоперетворювачем
	Термоелектрична система з ізольованим термоперетворювачем
	Електронна система (лампові прилади)
	Електростатична система
	Теплова система
	Вібраційна система
	Електролітична система
	Для постійного струму
	Для змінного струму
	Для постійного і змінного струмів
	Шкала приладу встановлюється вертикально
	Шкала приладу встановлюється горизонтально
	Шкала приладу встановлюється, наприклад, під кутом 60°
	Клас точності 1,5
	Ізоляцію приладу випробувано напругою 2 кВ

Розглянемо кілька прикладів до розд. 2.

**Приклад 1.** Джерело напруги  $U = 110$  В живить коло, в яке ввімкнено електричну піч, з'єднану послідовно з навантаженням, що має опір  $R = 5$  Ом. Визначити опір печі, при якому її потужність  $P = 200$  Вт.

*Розв'язання.* За законом Ома

$$U = I(R + R_x), \quad (1)$$

де  $R_x$  — опір електричної печі.

Потужність електричного струму в печі

$$P = I^2 R_x. \quad (2)$$

Визначивши  $R_x$  з рівняння (2) і підставивши у вираз (1), дістанемо

$$U = I \left( R + \frac{P}{I^2} \right); \quad U = IR + \frac{P}{I};$$

$$I^2 R - IU + P = 0.$$

Звідси

$$I = \frac{U \pm \sqrt{U^2 - 4RP}}{2R}.$$

Підставивши сюди числові значення величин, матимемо:

$$\text{при } I_1 = 20 \text{ А } R_{x_1} = \frac{200}{400} = 0,5 \text{ Ом};$$

$$\text{при } I_2 = 2 \text{ А } R_{x_2} = \frac{200}{4} = 50 \text{ Ом}.$$

Обидва розв'язки задовольняють задану умову. Проте при  $R_{x_2} = 0,5$  Ом,  $I_1 = 20$  А потужність, що споживається від джерела,  $P_1 = 20 \cdot 110 = 2200$  Вт, а при  $R_{x_2} = 50$  Ом,  $I_2 = 2$  А потужність  $P_2 = 2 \cdot 110 = 220$  Вт. Отже, слід застосувати піч, яка має опір 50 Ом.

**Приклад 2.** Генератор з ЕРС  $\mathcal{E} = 140$  В і внутрішнім опором  $r = 0,2$  Ом дає струм  $I = 100$  А. Опір зовнішнього кола  $R = 1,2$  Ом. Визначити повну та корисну потужності генератора, електричні втрати і ККД. Скласти рівняння балансу потужностей.

*Розв'язання.* Повна потужність, яку розвиває генератор,

$$P_0 = \mathcal{E}I = 140 \cdot 10^2 = 14 \text{ кВт}.$$

Корисна потужність, що виділяється у зовнішньому колі,

$$P = IU,$$

де  $U$  — різниця потенціалів на кінцях кола.

Урахувавши, що

$$U = \mathcal{E} - Ir,$$

матимемо

$$P = (\mathcal{E} - Ir)I = (140 - 20) \cdot 10^2 = 12 \text{ кВт}.$$

Втрати потужності у зовнішньому колі (на нагрівання):

$$\Delta P = P_0 - P; \quad \Delta P \approx 2 \text{ кВт}.$$

ККД генератора

$$\eta = \frac{P}{P_0}; \quad \eta = \frac{12}{14} \cdot 100 = 85,7 \%$$

Перевіримо рівняння балансу потужностей

$$\mathcal{E}I = I_2r + I_2R;$$

$$140 \cdot 100 = 10\,000 \cdot 0,2 + 10\,000 \cdot 1,2; \quad 14\,000 \text{ Вт} = 14\,000 \text{ Вт.}$$

**Приклад 3.** Визначити силу струму, що проходить через навантаження з опорамі  $R_1 = R_4 = 2 \text{ Ом}$ ,  $R_2 = R_3 = 40 \text{ Ом}$ , увімкнені в коло, як показано на рис. 51, якщо  $\mathcal{E}_1 = 10 \text{ В}$ ,  $\mathcal{E}_2 = 4 \text{ В}$ . Опорами джерел струму знехтувати.

**Розв'язання.** Тут маємо розгалужене коло. Отже, щоб визначити сили струмів, застосуємо закони Кірхгофа. Для розв'язання задачі слід скласти чотири рівняння (за кількістю невідомих величин — струмів). Виберемо довільно напрями струмів у кожній ділянці кола (на рис. 51 ці напрями показано стрілками). Напрямо обходу контурів виберемо також довільно — за рухом годинникової стрілки.

За першим законом Кірхгофа для вузла  $B$  маємо

$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 = 0. \quad (1)$$

Запишемо другий закон Кірхгофа для контуру  $AR_1BR_2A$ :

$$I_1R_1 - I_2R_2 = \mathcal{E}_1 - \mathcal{E}_2; \quad (2)$$

для контуру  $AR_1BR_3A$ :

$$I_1R_1 - I_3R_3 = \mathcal{E}_1; \quad (3)$$

для контуру  $AR_3BR_4A$ :

$$I_3R_3 + I_4R_4 = 0. \quad (4)$$

Підставивши у рівняння (1) — (4) для спрощення числові значення опорів та ЕРС, дістанемо таку систему рівнянь:

$$I_1 + I_2 + I_3 - I_4 = 0; \quad (1')$$

$$2I_1 - 4I_2 = 6; \quad (2')$$

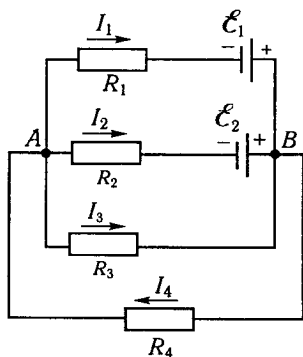


Рис. 51

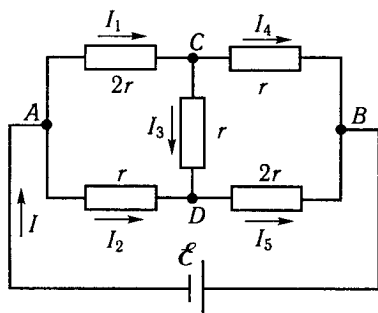


Рис. 52

$$2I_1 - 4I_3 = 10; \quad (3')$$

$$4I_3 + 2I_4 = 0. \quad (4')$$

Розв'язавши цю систему рівнянь, знайдемо

$$I_1 = 3 \text{ А}; I_2 = 0; I_3 = -1 \text{ А}; I_4 = 2 \text{ А}.$$

Знак «-» у числовому значенні струму  $I_3$  свідчить про те, що, вибираючи довільно напрями струмів (як показано на рис. 51), ми помилилися: насправді струм  $I_3$  має протилежний напрям, тобто йде від вузла  $B$  до вузла  $A$ .

**Приклад 4.** Знайти опір  $R$  між точками  $A$  і  $B$  для кола, зображеного на рис. 52, на якому показано опори окремих віток.

**Розв'язання.** Увімкнемо цей опір у коло з ЕРС і застосуємо закони Кірхгофа. Напрями струмів у окремих вітках показано на рис. 52 стрілками, а їхні значення позначено літерою  $I$  з відповідним індексом. На основі першого закону Кірхгофа маємо:

для вузла  $A$

$$I_1 + I_2 = I; \quad (1)$$

для вузла  $C$

$$I_3 + I_4 = I_1; \quad (2)$$

для вузла  $D$

$$I_2 + I_3 - I_5 = 0. \quad (3)$$

Згідно з другим законом Кірхгофа дістаємо:

для контуру  $ACDA$

$$2rI_1 + rI_3 - rI_2 = 0; \quad (4)$$

для контуру  $CBDC$

$$rI_4 - 2rI_5 - rI_3 = 0; \quad (5)$$

для контуру  $ADBEA$

$$rI_2 - 2rI_5 = \mathcal{E}. \quad (6)$$

Складаючи останнє рівняння, нехтуємо внутрішнім опором батареї.

Розв'язавши систему шести рівнянь (1) — (6), знайдемо вираз сили струму в колі:  $I = \frac{\mathcal{E}}{7r}$ . Порівнюючи цей вираз із законом Ома  $I = \frac{\mathcal{E}}{R}$ , остаточно визначаємо опір між точками  $A$  і  $B$ :  $R = \frac{7}{5}r$ .

## § 29. Природа носіїв струму в металах

Для дослідження носіїв струму німецький фізик К. В. Е. Рікке (1845—1915) у 1901 р. склав послідовно три різнорідних циліндри з добре відшліфованими основами і більше року пропускав через них електричний струм. За час проходження струму через циліндри був перенесений заряд, що дорівнював  $3,5 \cdot 10^6$  Кл. Проте зважування циліндрів (з точністю до  $0,3 \cdot 10^{-4}$  г) після досліду засвідчило, що їхні маси не змінилися, в них не відбулося жодних змін, не виявлено ніяких слідів перенесення речовини. Звідси було зроблено висновок, що носії електричного струму не зв'язані з атомами й однакові для всіх металів.

Наступним кроком у дослідженні носіїв струму в металах було виявлення їх інерційних рухів. Суть дослідів така. Якщо металевий стрижень, що переміщується із швидкістю  $v_0$ , різко загальмувати, то в колі провідника з увімкненим чутливим гальванометром виникає короткочасний електричний струм. Це пояснюється тим, що у процесі руху стрижня носії струму захоплюються кристалічною ґраткою металу і набувають швидкості  $v_0$ , а в момент гальмування стрижня вони продовжують рухатися за інерцією, внаслідок чого виникає струм.

Інерційний ефект для виявлення вільних електрично заряджених частинок у металах у 1913 р. використали російські фізики Л. І. Мендельштам (1879—1944) та М. Д. Папалексі (1880—1947). Вони надавали котушці з провідником швидких крутильних коливань відносно осі, а кінці провідника приєднували до нерухомої телефонної трубки  $T$  (рис. 53). У колі виникав електричний струм, який спричинював тріск у телефонній трубці. Цими дослідями було підтверджено наявність у металах вільних електрично заряджених частинок. Однак ці досліді не виявляли напрямку струму і знака заряду частинок.

У 1916 р. Г. Стюарт та Р. Толмен обертали котушку з великою кількістю витків мідного дроту, а потім раптово гальмували її (рис. 54). Кінці котушки замикались на чутливий балістичний гальванометр, який давав можливість вимірювати імпульс струму в момент гальмування котушки. За напрямом відхилення стрілки гальванометра вдалося виявити, що в металевому провіднику ру-

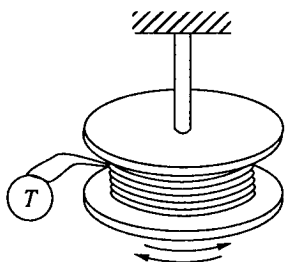


Рис. 53

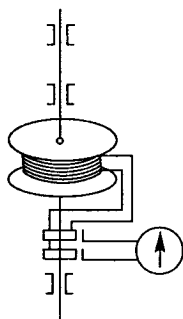


Рис. 54

хаються й утворюють струм негативно заряджені частинки. Було визначено також їхній питомий заряд (відношення заряду до маси частинки  $\frac{e}{m}$ ). Продемонструємо це.

Нехай  $t$  — час гальмування котушки,  $L$  — довжина провідника, а  $R$  — його опір. Під час гальмування котушки частинки, що вільно рухаються в товщі провідника, набувають відносно нього прискорення  $a$ . Відповідно діюча сила інерції

$$F = ma. \quad (1)$$

Цій силі можна поставити у відповідність еквівалентну дію електричного поля

$$F = eE = \frac{e(\varphi_1 - \varphi_2)}{L}, \quad (2)$$

де  $e$  — заряд частинки;  $\varphi_1 - \varphi_2$  — різниця потенціалів на кінцях провідника. З рівностей (1) і (2) знаходимо

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \frac{maL}{e}.$$

Поділивши на  $R$  ліву та праву частини цього рівняння, знайдемо силу струму у провіднику

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{maL}{eR}.$$

Тепер визначимо заряд, який переноситься через переріз провідника за час гальмування:

$$dq = Idt = \frac{maL}{eR} dt = \frac{mL}{eR} dv. \quad (3)$$

Після інтегрування рівняння (3) дістанемо

$$q = \frac{mLv_0}{eR},$$



звідки

$$\frac{e}{m} = \frac{Lv_0}{qR}. \quad (4)$$

Усі величини, що входять до правої частини рівності (4), можна виміряти; заряд  $q$  визначають балістичним гальванометром.

З дослідів було одержано такі значення  $\frac{e}{m}$ : для міді —  $1,6 \times 10^{11}$ , алюмінію —  $1,54 \cdot 10^{11}$ , срібла —  $1,49 \cdot 10^{11}$  Кл/кг.

Інші вчені, які досліджували відхилення пучка електронів в електричному і магнітному полях, знайшли, що  $\frac{e}{m} = 1,77 \cdot 10^{11}$  Кл/кг. Як видно, значення питомого заряду в різних дослідах добре узгоджується з припущенням, що носіями електричного струму в металах є вільні електрони, які хаотично рухаються між вузлами кристалічної ґратки й утворюють своєрідний електронний газ.

Наявність вільних електронів пояснюється тим, що зовнішні електрони (валентні), які слабо взаємодіють з ядрами атомів, перестають бути зв'язаними з окремими атомами і легко переходять від одного атома до іншого через усю кристалічну ґратку. За сучасними уявленнями від одновалентних атомів металів відщиплюється по одному електрону, а від двовалентних — по два. Ці електрони не належать окремим атомам — вони ніби «усупільнені» всіма атомами. Концентрація таких електронів порядку  $10^{28} \text{ м}^{-3}$ . Їх називають *електронами провідності*, оскільки вони зумовлюють електричний струм у металах.

У дослідах американського фізика Р. Е. Міллікена (1868—1953) та російського фізика А. Ф. Йоффе (1880—1960) було визначено заряд електрона  $e = (1,60207 \pm 0,00007) 10^{-19}$  Кл; у дослідах російського фізика П. І. Лукирського (1894—1954) одержано уточнене значення питомого заряду електрона  $\frac{e}{m} = (1,75888 \pm 0,00005) 10^{11}$  Кл/кг. За цими даними було знайдено масу електрона  $m_0 = (9,1084 \pm 0,00006) 10^{-31}$  кг.

Наведені значення  $m_0$  і  $\frac{e}{m}$  стосуються «маси спокою» електрона (за умови, що його швидкість мала порівняно зі швидкістю світла).

### § 30. Електронна теорія провідності металів. Недоліки класичної теорії

Класичну електронну теорію провідності металів у 1900 р. створив німецький фізик П. Друде, а розвинув її голландський фізик Х. А. Лоренц. В основу електронної теорії Друде — Лоренца покладено кінетичну теорію газів. Вони вважали, що електронний газ у металах

поводить себе як одноатомний ідеальний газ, який підпорядковується законам статистики Максвелла — Больцмана, і що висновки кінетичної теорії ідеального газу можна застосувати до електронного газу. Користуючись класичною електронною теорією, вдалося теоретично вивести основні закони електричного струму — закони Ома та Джоуля — Ленца. Продемонструємо це.

Визначимо середню квадратичну швидкість  $\bar{v}$  теплового руху електронів у металах. Із кінетичної теорії газів відомо, що середня енергія теплового руху одноатомної молекули ідеального газу визначається рівнянням

$$\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2}kT,$$

звідки

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{3kT}{m}}, \quad (1)$$

де  $k$  — стала Больцмана;  $T$  — абсолютна температура;  $m$  — маса частинки.

Якщо застосуємо формулу (1) до електронного газу за кімнатної температури ( $T \approx 300$  К), то знайдемо, що середня квадратична швидкість електронів дорівнює 110 км/с. Такого самого порядку буде середня арифметична швидкість теплового руху електронів. Хаотичний рух електронів не зумовлює виникнення електричного струму.

Якщо всередині металевого провідника існує однорідне електричне поле напруженістю  $E$ , то на кожний електрон діятиме сила  $F = eE$ , де  $e$  — заряд електрона. Під впливом електричних сил електрони набувають додаткової швидкості  $u$  впорядкованого руху. На хаотичний рух електронів накладається напрямлений (точніше, дрейфовий) рух, що зумовлює виникнення електричного струму.

Електрони провідності у напрямленому русі ніби «повзуть» у товщі металу: середня швидкість  $\bar{u}$  впорядкованого руху електронів дуже мала порівняно з середньою швидкістю  $\bar{v}$  теплового руху. Це можна пояснити частими зіткненнями електронів провідності з іонами кристалічної ґратки; можна говорити, що середній шлях пробігу  $\bar{\lambda}$  такого самого порядку, як і стала кристалічної ґратки ( $10^{-10}$  м). На цьому шляху під впливом електричного поля електрон набуває прискорення

$$a = \frac{F}{m} = \frac{eE}{m}.$$

Максимальна швидкість напрямленого руху електрона в кінці вільного пробігу

$$u_{\max} = a\tau = \frac{eE\tau}{m},$$

де  $\tau = \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v} + \bar{u}} \approx \frac{\bar{\lambda}}{\bar{v}}$  — час вільного пробігу ( $\bar{u} \ll \bar{v}$ ). Отже,

$$u_{\max} = \frac{e\bar{\lambda}E}{m\bar{v}},$$

звідки середня швидкість напрямленого руху електрона

$$\bar{u} = \frac{e\bar{\lambda}E}{2m\bar{v}}.$$

Підставивши цю швидкість у рівняння густини струму  $j = en_0u$ , дістанемо

$$j = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}} E. \quad (2)$$

Вираз (2) власне є законом Ома у диференціальній формі, за ним знаходимо питому провідність

$$\gamma = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}}. \quad (3)$$

Як видно, провідність більша у тому металі, в якому більша густина електронного газу, і зменшується з нагріванням металевго провідника. Дослідні дані показали, що формула (2) справджується тільки для звичайних та високих температур. Для низьких температур слід уносити поправки. Х. А. Лоренц, докладніше розглядаючи електричну провідність металів, запропонував таку формулу:

$$\gamma = 2\sqrt{\frac{2}{3\pi}} \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m\bar{v}}.$$

Щоб дістати закон Джоуля – Ленца, можна міркувати так. Взаємодія електронів з іонами кристалічної ґратки є причиною виникнення електричного опору. Електрони провідності, взаємодіючи з іонами ґратки, втрачають набуту кінетичну енергію — віддають її кристалічній ґратці. Внаслідок цього збільшується амплітуда коливань іонів ґратки і, отже, температура металу підвищується. Кінетична енергія електрона в кінці вільного пробігу

$$W_{\kappa} = \frac{mu_{\max}^2}{2} = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{m\bar{v}}.$$

Кількість зіткнень електрона за одиницю часу дорівнює  $\frac{\bar{v}}{\lambda}$ , а загальна кількість зіткнень за час  $t$  в об'ємі провідника  $Sl$  буде  $f = n_0 \frac{\bar{v}}{\lambda} Slt$ , де  $n_0$  — густина електронного газу. Тоді енергія, якої набуває кристалічна ґратка металевго провідника,

$$W = W_{\kappa} f = \frac{e^2 n_0 \bar{\lambda}}{2m\bar{v}} E^2 Slt = \gamma E^2 Slt.$$

З розрахунку на одиницю об'єму металу за одиницю часу кристалічна гратка дістає енергію

$$\bar{w}_0 = \frac{W}{Slt} = \gamma E^2. \quad (4)$$

Формула (4) виражає закон Джоуля — Ленца у диференціальній формі.

Виходячи з електронної теорії, можна було б вивести закон Відемана — Франца, який полягає у тому, що для всіх металів відношення коефіцієнта теплопровідності  $\sigma$  до коефіцієнта питомої електропровідності  $\gamma$  пропорційне абсолютній температурі  $T$ , тобто

$$\frac{\sigma}{\gamma} = bT, \text{ де } b = 3 \left( \frac{k}{e} \right)^2.$$

Класична електронна теорія зручна для пояснення інших явищ та властивостей речовин. Поряд із цим було виявлено істотні розбіжності між теорією і дослідними фактами. Передусім це стосується закону Відемана — Франца, який справджується в обмеженому інтервалі температур і відхилення від якого особливо разючі за низьких температур. Цих відхилень теорія не пояснювала. До того ж класична електронна теорія неспроможна була пояснити температурну залежність опору провідника. За її даними (формула (3)),

$$\text{питомий опір матеріалу } \rho = \frac{1}{\gamma} = \frac{2m\bar{v}}{e^2 n_0 \bar{\lambda}}.$$

Однак за молекулярно-кінетичною теорією газів середня швидкість теплового руху пропорційна  $\sqrt{T}$ , а отже,  $\rho \sim \sqrt{T}$ . Експериментально доведено, що

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha \Delta T) = \rho_0 \frac{T}{T_0}.$$

Коли врахувати, що середня довжина вільного пробігу електрона в металах має порядок сталої гратки ( $\bar{\lambda} \sim a \sim 10^{-10}$  м), можна показати, що питомий опір металевих провідників за теорією в сотні й тисячі разів більший від справжнього.

Ще одна суперечність теорії з дослідними даними стосується теплоємності твердих тіл. Як відомо, за законом Дюлонга і Пті теплоємність 1 кмоль більшості хімічно простих твердих тіл за звичайних температур дорівнює приблизно  $25 \cdot 10^3$  Дж/(кмоль · К). Якщо взяти до уваги, що в металевих речовинах існує ще електронний газ, то їх теплоємність мала була б бути на  $12 \cdot 10^3$  Дж/(кмоль · К) більшою та становити  $37 \cdot 10^3$  Дж/(кмоль · К). Цих розбіжностей класична електронна теорія пояснити не могла.

## § 31. Квантова теорія провідності твердих тіл

У теорії Друде — Лоренца електрон розглядається як матеріальна точка, що підпорядковується законам класичної механіки. Проте електрон має свої специфічні властивості, щоправда, вони

ще не були відомі в перші роки розвитку електронної теорії. Електрону властиві маса, заряд, внутрішній момент кількості руху, який називається *спін*ом (від англ. spin — веретено), та спіновий магнітний момент. Електрон, як й інші мікрочастинки, має і корпускулярні, і хвильові властивості. Тому закони класичної механіки не можна переносити на електрони й інші мікрочастинки. Властивості електронів описуються *квантовою механікою*. Щоб зрозуміти її сутність, розглянемо спочатку схематично будову атома, оскільки електрони входять до його складу.

Атом складається з позитивно зарядженого ядра, навколо якого обертаються негативно заряджені електрони. Електронна оболонка атома поділяється на окремі шари, які позначаються числами 1, 2, 3, ... (*головне квантове число*) або окремими літерами *K, L, M, ...*. Поділ на шари електронної оболонки атома не просторовий, а енергетичний. До певного шару належать електрони з близькими значеннями енергії. У шарі *K* може бути не більш як два електрони, у шарі *L* — не більш як вісім і т. д. (у шарі *n* — не більш як  $2n^2$ , де *n* — головне квантове число). Кожний шар поділяється ще на підшари, які позначають літерами *s, p, d, f, ...*. Кількість підшарів дорівнює номеру шару та позначається так: *K(1s); L(2s, 2p); M(3s, 3p; 3d)* і т. д. У підшарі *s* може бути не більш як два електрони, у підшарі *p* — не більш як шість і т. д.

У квантовій механіці замість таких понять, як «електронні шари» або «підшари атома», використовують поняття «енергетичні рівні», або «енергетичні стани». Справа в тому, що атомні електрони можуть набувати не будь-яких довільних значень енергії, а цілком певних — дискретних, квантових значень енергії. Електронів з проміжними значеннями енергії не буває.

Певному значенню енергії відповідає свій енергетичний рівень, або стан. Це стани: *1s; 2s, 2p; 3s, 3p; 3d* і т. д. Сукупність станів з однаковою енергією називається *енергетичним рівнем*. Енергетичні

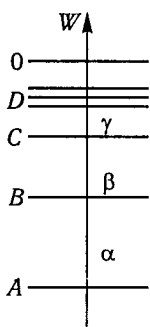


Рис. 55

рівні схематично зображують системою горизонтальних ліній. На рис. 55 показано дискретні енергетичні рівні електронів ізольованого атома (масштабу не додержано). Оскільки енергія електрона відносно ядра має від'ємне значення, на схемі дискретні енергетичні рівні зображено вниз від початку відліку (нуль — найбільше значення енергії). Найменше значення енергії мають електрони на рівні *A* (найближчому до ядра).

В ізольованому атомі дискретні енергетичні рівні розділено областями недозволених значень енергії (області  $\alpha, \beta, \gamma$  і т. д.), до яких електрони не потрапляють. Якщо з окремих атомів або молекул утворюється тверде тіло, то кількісні зміни ведуть до якісних змін. Зав-

дяки зближенню окремих атомів між ними виникають значні взаємодії, внаслідок чого периферійні (валентні) електрони окремих атомів перестають бути зв'язаними із своїми «господарями» і стають спільною власністю всіх суміжних атомів металу — «усуспільненими» електронами. Ці електрони зумовлюють провідність металів, тому їх називають *електронами провідності*.

Під впливом послідовних електричних полів, зв'язаних з вузлами кристалічної ґратки, первісні атомні енергетичні рівні розщеплюються на стільки додаткових енергетичних рівнів, скільки взаємодіє атомів. Тому кожний первісний енергетичний рівень розширюється в *енергетичну смугу*, або *енергетичну зону* (рис. 56). Це дозволені енергетичні зони, причому енергію електрони можуть мати лише в їх межах. Між дозволеними зонами *A, B, C* є заборонені зони  $\alpha, \beta$  значень енергії, в яких електрони не можуть перебувати.

Розподіл електронів за енергетичними рівнями підпорядкований квантовій статистиці Фермі—Дірака, в основу якої покладено *принцип заборони Паулі*: у будь-якій системі електронів не може бути одночасно більш як два електрони в однаковому стані (спіни обох електронів антипаралельні). Отже, на енергетичних рівнях розміщується не більш як два електрони з протилежними спінами (рис. 57).

Дозволені зони можуть бути заповнені електронами повністю, частково або зовсім незаповнені, як це буває на верхніх рівнях. При  $T = 0$  К електрони попарно (за принципом Паулі) займають найнижчі дозволені енергетичні рівні як найстійкіші. Якщо  $n_0$  — кількість електронів в одиниці об'єму твердого тіла, то загальна кількість заповнених рівнів буде  $\frac{n_0}{2}$ . Найвищий енергетичний рівень (з номером  $\frac{n_0}{2}$ ) при  $T = 0$  К, зайнятий електронами, називається *F-рівнем Фермі*.

Найбільшу енергію при  $T = 0$  К мають електрони на рівні Фермі (цю енергію ще називають хімічним потенціалом і позначають літе-

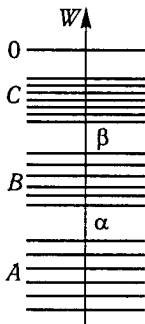


Рис. 56

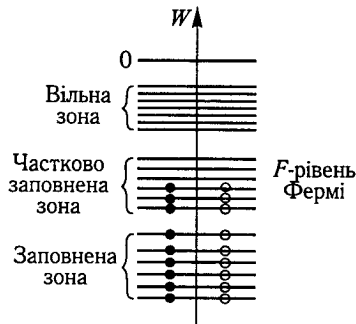


Рис. 57

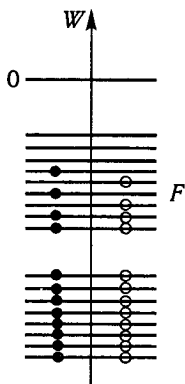


Рис. 58

рою  $\mu$ ). Енергетичний інтервал у межах дозволеної зони між сусідніми рівнями малий (приблизно  $10^{-22}$  eВ), але ширина зони порівняно велика — кілька електрон-вольтів. Такого самого порядку ширина заборонених зон (див. рис. 56). Тому міжзонний перехід електронів на вищі енергетичні рівні утруднений, значно легший внутрізонний перехід (між сусідніми рівнями в межах дозволеної зони).

Тепер пояснимо електропровідність твердих тіл квантовою теорією.

У металах верхню дозволену енергетичну зону заповнено частково і біля рівня Фермі є вільні місця. Якщо в металі утворити електричне поле, то під дією поля електрони переходитимуть стрибками з нижчих енергетичних рівнів на вакантні місця поблизу рівня Фермі та створюватимуть електричний струм (рис. 58).

Електронна провідність буде й тоді, коли внаслідок розщеплення атомних енергетичних рівнів на зони останні перекриваються: на заповнену валентну зону накладається незаповнена зона провідності, розміщена вище (рис. 59). Тоді виникає гібридна зона, заповнена електронами частково. Під впливом електричного поля електрони переходять на вищі енергетичні рівні гібридної зони і створюють струм. Це характерно для лужноземельних елементів.

У твердих діелектриках при  $T = 0$  К верхню енергетичну зону повністю укомплектовано електронами (валентна зона), ширина забороненої зони значна ( $\Delta W > 2$  eВ); над нею розміщується вільна зона (рис. 60). У цьому випадку заборонена зона утруднює перехід

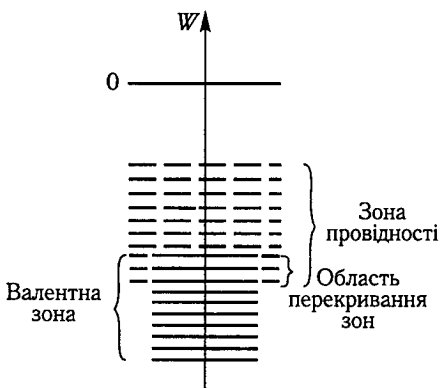


Рис. 59

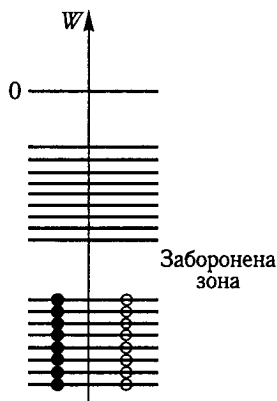


Рис. 60

електронів у вільну зону через те, що енергії, якої набувають електрони під впливом поля для такого переходу, замало, електричного струму не буде (випадок електричного пробую не розглядається).

Із викладеного випливає, що струм у металах зумовлюється колективізованими електронами на рівнях зони провідності. Ці електрони не можна ототожнювати з електронним газом.

## § 32. Будова та електричні властивості напівпровідників

До напівпровідників належать деякі метали, оксиди металів, сульфіді (сполуки сірки), селеніди (сполуки селену), телуриди, деякі сплави тощо. Значна частина напівпровідників має кристалічну будову. Особливістю напівпровідників є виражена ширина забороненої зони ( $\Delta W > 2$  eВ), завдяки якій за температур, близьких до  $T = 0$  К, в зоні провідності електронів немає і вони поводять себе як ізолятори.

Усі напівпровідники поділяють на три великі групи:

1) атомні напівпровідники (мають атомну кристалічну ґратку) — бор, силіцій, фосфор, сірка, германій, селен, цирконій, сіре олово та ін. Ці елементи належать до IV, V, VI груп періодичної системи елементів Д. І. Менделєєва й утворюють компактну групу, ліворуч від якої розміщуються елементи з вираженими металевими властивостями, а праворуч — з металоїдними;

2) напівпровідники з іонною кристалічною ґраткою, в якій атоми зв'язані кулонівськими силами, наприклад CdS, PbS;

3) напівпровідникові сполуки з валентними зв'язками, в яких атоми утворюють кристали типу однієї гігантської молекули (карбід силіцію, антимонід індію, арсенід галію та ін.).

Типовими напівпровідниками є германій (Ge), силіцій (Si), телурій (Te). Розглянемо докладніше германій. Він належить до IV періоду і IV групи періодичної системи елементів. У його електронній оболонці є 32 електрони (рис. 61). Електрони внутрішніх насичених шарів (*K*, *L*, *M*, *N*) не беруть участі в хімічних реакціях. Чотири електрони в зовнішньому шарі *N* зв'язані з ядром атома слабо (валентні електрони) й можуть хімічно зв'язуватися з іншими атомами. У найпростішому випадку такий зв'язок здійснюється двома валентними електронами, які належать обом атомам, що взаємодіють.

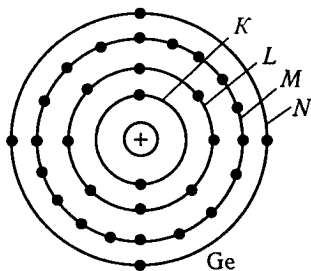


Рис. 61



Зв'язки можуть утворюватися також двома або трьома парами електронів. Такий хімічний парноелектронний зв'язок атомів називається *ковалентним*. Коли з окремих атомів германію утворюється кристалічна ґратка, у процесі зближення атомів кожний валентний електрон замість того, щоб обертатись навколо свого ядра, починає обертатись навколо двох ядер — свого та сусіднього.

Атоми германію утворюють кубічну ґратку, в якій кожний атом зв'язаний парноелектронними зв'язками з чотирма найближчими атомами. Так, зовнішні орбіти кожного атома доповнюються до восьми електронів й утворюється найстійкіший стан. На рис. 62 зображено плоску діаграму парноелектронного зв'язку, на рис. 63 — плоску структуру кристалічної ґратки германію.

В атомі силіцію 14 електронів, з них чотири — валентні, що взаємодіють з іншими атомами так само, як і в германії.

Електричні властивості напівпровідників залежать від освітленості, дії зовнішніх полів, температури, домішок тощо. Характерною є температурна залежність питомої електропровідності напівпровідника, яка визначається експоненціальним законом

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W_0}{2kT}}, \quad (1)$$

де  $\gamma_0$  — константа, характерна для кожного напівпровідника;  $\Delta W_0$  — енергія активації, тобто енергія, потрібна для переведення електронів з валентної зони в зону провідності;  $k$  — стала Больцмана;  $T$  — абсолютна температура.

При  $T = 0$  К напівпровідники є ізоляторами, а за високих температур їхня електропровідність наближається до провідності металів. З підвищенням температури електропровідність напівпровідників зростає, тоді як у металів вона зменшується.

Для пояснення механізму електропровідності напівпровідників скористаємося зонною теорією твердих тіл. Порівняємо енергетичні спектри електронів у металах, напівпровідниках та ізолято-

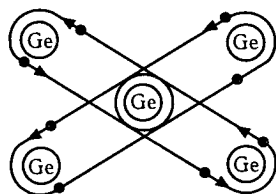


Рис. 62

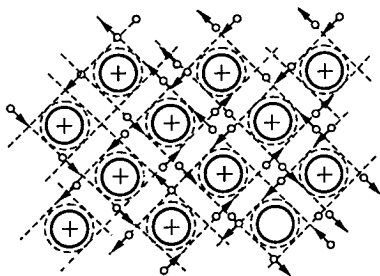


Рис. 63

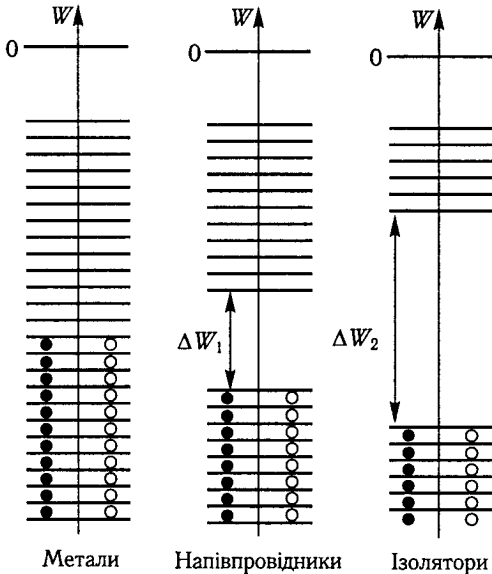


Рис. 64

рах при  $T = 0$  К (рис. 64). У металах заповнена (валентна) зона і зона провідності стикаються (або навіть перекриваються), а у напівпровідниках між валентною зоною та зоною провідності «вклинюється» заборонена зона завширшки  $\Delta W_1$  від 0,5 до 2 еВ; в ізоляторах ширина  $\Delta W_2$  забороненої зони становить понад 2 еВ.

Під впливом електричного поля валентні електрони металу переходять на вищі енергетичні рівні зони провідності й у метали виникає електричний струм, чого не буває в напівпровідниках, оскільки заборонена зона накладає своє «вето» на валентні електрони і при  $T = 0$  К напівпровідник є звичайним діелектриком. Щоб напівпровідник став електропровідним, слід частину електронів перевести з валентної зони в зону провідності. Для цього потрібна додаткова енергія.

### § 33. Електронна, діркова й домішкова провідності напівпровідників

Розрізняють *власну* і *домішкову* електропровідності напівпровідників. Першу зумовлено переміщенням електронів власних атомів, які входять до складу структурних елементів кристалічної ґратки. Вона буває *електронною* та *дірковою*. Пояснимо її механізм.

Під впливом теплового руху (або інших чинників) в атомі нейтрального напівпровідника може порушитися парноелектронний зв'язок: якийсь електрон залишить своє місце і перейде до іншого іона. Тоді атом, який віддав свій електрон, стає позитивним іоном. Кажуть, що на місці електрона виник надлишок позитивного заряду, або «позитивна дірка». Ця дірка поводить себе як елементарний позитивний заряд, що чисельно дорівнює заряду електрона. На місце дірки перейде електрон від іншого атома, і дірка виникне в іншому місці. Цей процес переходу електронів й утворення нових дірок відбувається безладно в усій масі напівпровідника: дірки переходять від одного атома до іншого. Проте слід пам'ятати, що виникнення та переміщення дірок спричинює рух електронів. Якщо такий напівпровідник унести в електричне поле, то рух електронів і дірок стане напрямленим: електрон рухатиметься проти поля, а дірки переміщуватимуться у напрямі поля.

Власну провідність напівпровідників можна пояснити на основі зонної теорії. Завдяки додатковій енергії частина електронів переходить із валентної зони в зону провідності — ці електрони стають майже вільними. Енергія, потрібна електрону для міжзонального переходу, називається *енергією активації власної провідності* ( $\Delta W_1 = \Delta W_0$ ). Для германію вона дорівнює 0,72 еВ, для силіцію — 1,1, для селену — 1,7 еВ. Електрони, що перейшли в зону провідності під впливом електричного поля, утворюють струм.

Із переходом електрона у верхню зону провідності у валентній зоні з'являються вільні енергетичні рівні, або позитивні дірки. Електрони, які залишаються у валентній зоні, під впливом поля переходять із нижчих енергетичних рівнів цієї зони на вищі, де були вільні місця. Водночас виникають нові дірки, що рухаються у напрямі, протилежному до напрямку переміщення електронів.

Отже, в чистих напівпровідниках (в яких немає дефектів кристалічної ґратки) електричний струм зумовлений двома провідностями: електронною й дірковою. Загальну питому електропровідність визначають так:

$$\gamma = en_e u_e^0 + en_p u_p^0,$$

де  $n_e, n_p$  — концентрації;  $u_e^0$  і  $u_p^0$  — *рухливості електронів і дірок*, тобто середні швидкості їх рухів під дією електричного поля, напруженість якого дорівнює одиниці.

Під *домішками* розуміють введені до кристалічної ґратки атоми інших елементів. Навіть незначна частина домішок впливає на електропровідність напівпровідників. Зазначимо, що домішки в атом на 1 млрд атомів германію з розрахунку на 1 г напівпровідника ( $\approx 10^{22}$  атомів) становитимуть  $10^{13}$  атомів.

Домішки відіграють подвійну роль. В одних випадках вони є додатковими постачальниками електронів у кристалі (атоми таких домішок називаються *донорами*), в інших — центрами захоплення електронів у кристалах (атоми таких домішок називаються *акцепторами* — споживачами). Домішкова провідність напівпровідників буває *електронна* та *діркова*.

Розглянемо електронну домішкову провідність на прикладі германію з домішками атомів арсену. Германій — чотиривалентний елемент, арсен — п'ятивалентний. Коли в кристалічній ґратці атом германію заміщується атомом арсену, чотири електрони останнього утворюють міцний парноелектронний зв'язок із чотирма сусідніми атомами германію, а п'ятий електрон арсену, слабо зв'язаний зі своїм атомом, стає майже вільним навіть при кімнатній температурі. Домішкові атоми арсену є донорами електронів. Під впливом електричного поля в напівпровіднику буде струм провідності. Такий напівпровідник має властивість *електронної домішкової провідності*, або *провідності n-типу* (від лат. *negativus* — негативний).

На основі зонної теорії електронна домішкова провідність пояснюється так. Енергія домішкових електронів менша від енергії нижчого рівня зони провідності напівпровідника. Тому енергетичні рівні домішкових електронів (донорні рівні) лежать у забороненій зоні напівпровідника, причому ближче до зони провідності, ніж до валентної зони (рис. 65). Різницю між значеннями енергії донорного рівня і нижнім рівнем зони провідності можна назвати *енергією іонізації донорних домішок*. Ця енергія дуже мала (наприклад, для арсену в германію  $\Delta W' = 0,013$  еВ, в силіцію —  $0,054$  еВ), причому за значенням вона близька до значення  $kT = 0,026$  еВ при кімнатній температурі. Тому завдяки тепловим впливам електрони домішок із донорного рівня переходять у зону провідності напівпровідників.

Діркову домішкову провідність германій матиме тоді, коли домішковий елемент буде тривалентний, наприклад індій або бор. Коли атом германію заміщується атомом індію, останній утворює міцний зв'язок тільки з трьома валентними електронами германію і для утворення повного парноелектронного зв'язку не

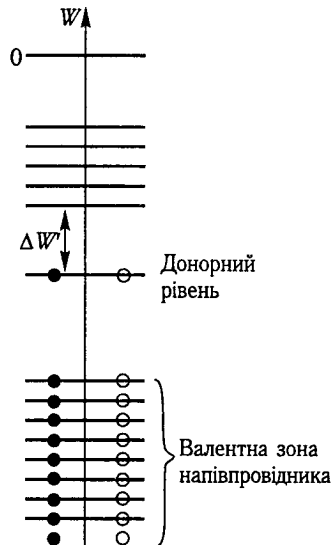


Рис. 65

вистачає одного електрона. Тому один з електронів сусіднього атома германію заповнює в атомі індію валентний четвертий зв'язок. Атоми індію стають центрами захоплення електронів. На місці електрона, який відірвався від германію, з'являється «позитивна дірка». Ця дірка заповнюється електроном від сусіднього атома германію. Процес повторюється: дірки безладно переміщуються в об'ємі напівпровідника. Під впливом електричного поля дірки утворюватимуть струм.

За зонною теорією домішкові акцепторні атоми вносять додаткові незайняті енергетичні рівні, які лежать в області забороненої зони ближче до верхнього рівня валентної зони напівпровідника (рис. 66). Додаткові рівні називаються *рівнями прилипання*, або *акцепторними*. Енергія іонізації у цьому випадку для індію в германію  $\Delta W'' = 0,011$  еВ, в силіцію — 0,16 еВ.

Оскільки  $\Delta W'' < \Delta W$ , під впливом теплового руху електрони переходять із рівнів біля верхнього краю заповненої зони напівпровідника на акцепторні рівні домішок. При цьому у валентній зоні напівпровідника виникають вільні енергетичні рівні, або дірки. Ці дірки заповнюються електронами з нижчих енергетичних рівнів. Отже, раніше заповнена зона напівпровідника стає зоною *діркової провідності*.

Якщо такий напівпровідник унести в електричне поле, то електрони у валентній зоні, рухаючись проти поля, послідовно заповнюватимуть дірки, а самі дірки зміщуватимуться в напрямі поля, що еквівалентно переміщенню позитивних зарядів у цьому напрямі. Такий тип провідності напівпровідника називається *дірковою домішковою провідністю*, або *провідністю р-типу* (від латин. *positivus* — позитивний). Якщо

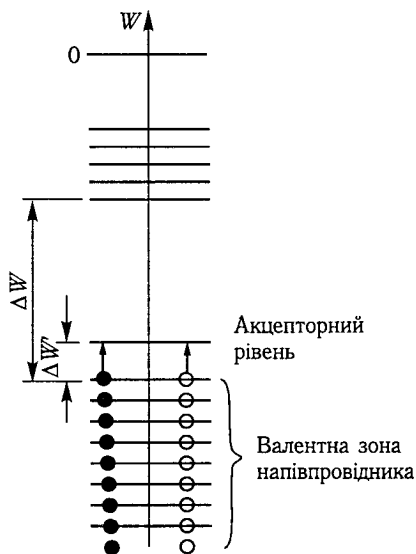


Рис. 66

зміщуватимуться в напрямі поля, що еквівалентно переміщенню позитивних зарядів у цьому напрямі. Такий тип провідності напівпровідника називається *дірковою домішковою провідністю*, або *провідністю р-типу* (від латин. *positivus* — позитивний). Якщо

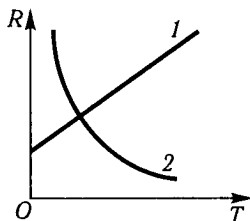


Рис. 67

у напівпровіднику є одночасно домішки  $n$ - і  $p$ -типів, то характер провідності залежить від того, які з цих домішок активніші.

Характерною ознакою напівпровідників є істотне зростання провідності в разі підвищення температури, їм властивий від'ємний температурний коефіцієнт електричного опору. На відміну від провідників з підвищенням температури їхній опір не збільшується, а зменшується за експоненціальним законом. На рис. 67 зображено порівняльні графіки залежності опорів  $R$  металевих провідників 1 і напівпровідників 2 від температури  $T$ .

### § 34. Опір провідника у квантовій теорії

Для опису рухів електронів провідності під дією електричного поля потрібно враховувати як особливості кристалічної ґратки провідника, так і двоякі властивості електронів — хвильові та корпускулярні. Саме на цьому ґрунтується квантова теорія опору провідника.

З урахуванням хвильових властивостей електронів електричний струм у провіднику потрібно уявляти як поширення електронних хвиль у міжатомних коридорах, що відіграють роль хвилеводів. У разі коли кристалічна ґратка провідника позбавлена будь-яких дефектів, а коливальні рухи вузлів слабкі (це буває за температур, близьких до абсолютного нуля), міжатомні коридори можна уподібнити до добре відполірованих хвилеводів. За цих умов електронна хвиля проходить через кристалічну ґратку без помітного розсіювання енергії, а електричний опір провідника буде дуже малий.

Якщо кристалічну ґратку спотворено домішками, холодним обробленням металу або тепловими коливаннями, то всі ці чинники стають причинами розсіювання електронних хвиль у міжатомних коридорах і відповідно причинами збільшення електричного опору провідника. Саме це так і відбувається.

Оскільки згадане розсіювання енергії електронної хвилі відбувається не на іонах, а передусім на дефектах ґратки, довжина вільного пробігу електрона значно більша від сталої ґратки. За кімнатної температури вона приблизно дорівнює  $10^{-7}$  м; при цій довжині вільного пробігу електрона визначена питома провідність металів відповідає дійсній.

Розсіяна енергія електронної хвилі спричинює збільшення внутрішньої енергії провідника. Так пояснюється теплова дія струму.

Щоб пояснити електричний опір провідника з урахуванням корпускулярних властивостей електронів, потрібно передусім виходити з того, що кристалічна ґратка провідника є міцно зв'язаним колективом іонів; тому взаємодію електрона провідності треба розглядати не з окремим іоном, а з кристалічною системою в цілому.

Як же можна оцінювати кристалічну систему в цілому з погляду її впливу на рухи електронів провідності?

Щоб відповісти на це запитання, уявімо згадану систему за температури абсолютного нуля, коли теплові коливання іонів ґратки припиняються (існують лише нульові коливання частинок нетеплового характеру). За таких умов опір провідника дорівнює нулю.

Якби на якийсь іон цієї системи була здійснена зовнішня дія, то завдяки жорстким зв'язкам іонів цей діючий імпульс переміщувався б у системі у вигляді солітону звукової хвилі. В разі одночасного збудження системи у двох, трьох і більше місцях у системі незалежно поширювалося б дві, три й більше хвиль. Із погляду квантової механіки ці хвилі або елементарні збудження можна цілком уподібнити до частинок з енергією  $h\nu$ , де  $\nu$  — частота поширюваної звукової хвилі в системі. Такі частинки дістали назву *фононів*.

Фонони належать до класу квазічастинок, оскільки на відміну від «звичайних» частинок вони не можуть існувати у вакуумі, а існують лише в заданому середовищі. Квазічастинки, як і звичайні частинки, поділяються на *ферміони* та *бозони*. Прикладом ферміонів є електрони провідності, а також дірки; їм властивий напівцілий спин  $\hbar/2$ , вони підлягають принципу Паулі та статистиці Фермі — Дірака. Прикладом бозонів є фонони; їм властивий цілий спин  $\hbar$ , вони підлягають статистиці Бозе — Ейнштейна. Відмінністю ферміонів від бозонів є те, що перші виникають лише парами (електрон — дірка), тоді як другі можуть виникати поодиночі.

Із викладеного випливає, що кристалічну систему за будь-якої температури треба розглядати як збуджену і її в цілому можна характеризувати певною кількістю фононів. Чим вища температура, тим більша кількість фононів у системі.

Фонони є причиною порушення порядку в міжатомних коридорах, а отже, причиною виникнення електричного опору провідника. З цих міркувань можна вважати, що електричний опір провідника є результатом взаємодій електронів провідності, але не з іонами, а з фононами провідника. Саме цією взаємодією можна пояснити температурну залежність питомого опору провідника.

КОНТАКТНІ ЯВИЩА В МЕТАЛАХ  
І НАПІВПРОВІДНИКАХ

## § 35. Робота виходу електрона з металу

Якщо в металах є слабко зв'язані рухливі електрони, то, природно, виникає запитання: чому вони не виходять за межі металу? Ці електрони при звичайній температурі не виходять з металу в навколишній простір тому, що існують сили, які протидіють цьому виходу. З'ясуємо їх походження.

У металі електрони рухаються з різними швидкостями, і той електрон, що має достатню кінетичну енергію, може вирватися з металу. Проте тоді на цей електрон діятиме сила з боку індукованого позитивного заряду поверхні металу, притягуючи електрон назад у метал. Крім того, електрони, що вилетіли з металу, утворюють над його поверхнею електронну хмарку, густина якої швидко зменшується з віддаленням від поверхні металу. В електронній хмарці встановлюється динамічна рівновага: одні електрони вириваються з металу, інші повертаються назад. Можна сказати, що поверхня металу й електронна хмарка утворюють два електричні шари, подібні до пластин зарядженого конденсатора (рис. 68).

Товщина позитивного шару в металі становить кілька міжатомних відстаней. Вказані шари перешкоджають виходу електронів з металу, оскільки вектор  $\vec{E}$  в цьому шарі напрямлений назовні, а заряд електрона негативний.

Електронна хмарка заряджена негативно, а метал заряджений позитивно. Різниця потенціалів між електронною хмаркою і металом називається *поверхневим стрибком потенціалу*, або *контактною різницею потенціалів*  $\Delta U$  між металом та навколишнім середовищем. Для чистих металів  $\Delta U$  має значення в кілька вольтів, наприклад: Cs — 1,81; Ba — 2,11; Zn — 3,74; Cu — 4,47; Ni — 5,03; Pt — 6,27 В.

Отже, для виходу електрона з металу має виконуватися робота проти сил затримуючого електричного поля біля поверхні металу:

$$A = e\Delta U.$$

Роботу, яку треба виконати, щоб перевести електрон з металу в навколишній простір, називають *роботою виходу*. Вона дорівнює



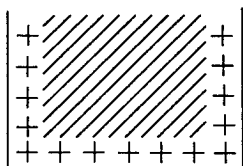


Рис. 68

різниці потенціальної енергії електрона поза металом та в його середині. Для різних металів вона неоднакова й залежить від стану поверхні металу (забруднення, сліди вологи тощо), особливо від домішок. Тому металеві катоди в електронних лампах виготовляють із домішками торію, барію, оксидів (активовані катоди). При цьому робота виходу електрона зменшується.

При цьому робота виходу електрона зменшується.

### § 36. Контактна різниця потенціалів

Експериментально доведено, що коли два різних (незаряджених) метали дотикаються один до одного, то в місці контакту виникає різниця потенціалів, яка називається *контактною різницею потенціалів*. Вона залежить від хімічного складу металів і температури. У цьому полягає перший закон Вольти, відкритий наприкінці XVIII ст. При цьому один метал заряджається позитивно, інший — негативно. Досліджуючи різні метали, А. Вольта склав ряд, у якому кожний попередній метал у місці контакту з наступним наелектризується позитивно, а кожний наступний — негативно:  $\text{Al}^+$ ,  $\text{Zn}^+$ ,  $\text{Pb}^+$ ,  $\text{Sn}^+$ ,  $\text{Sb}^+$ ,  $\text{Bi}^+$ ,  $\text{Hg}^+$ ,  $\text{Fe}^+$ ,  $\text{Cu}^+$ ,  $\text{Ag}^+$ ,  $\text{Au}^+$ ,  $\text{Pt}^+$ ,  $\text{Pd}$ .

У цьому ряду кожний попередній метал має меншу роботу виходу, ніж наступний, і електрони переходять від металу з меншою роботою виходу до металу з більшою роботою виходу. А. Вольта експериментально довів також другий закон, який полягає у тому, що коли послідовно скласти кілька різних металевих провідників за однакових температур, то різниця потенціалів між крайніми провідниками не залежить від хімічних властивостей проміжних провідників, а залежить тільки від властивостей початкового та кінцевого провідників.

Складемо ланцюжок із чотирьох різних металів (рис. 69). Тоді загальна різниця потенціалів дорівнюватиме сумі різниць потенціалів на стиках, тобто

$$U_{14} = U_{12} + U_{23} + U_{34} = (\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_4 - \varphi_3) = \varphi_4 - \varphi_1. \quad (1)$$

З'ясуємо причини виникнення контактної різниці потенціалів. Таких причин дві: різна робота виходу електронів з металу і різна концентрація електронів провідності в металах. Відповідно розрізняють зовнішню  $U'_{12}$  та внутрішню  $U''_{12}$  контактні різниці потенціалів.

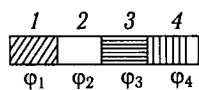


Рис. 69

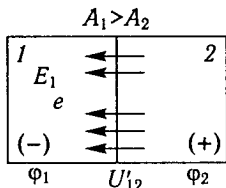


Рис. 70

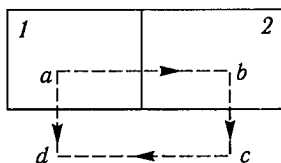


Рис. 71

Розглянемо контакт двох різних металів 1 і 2 ( $T_1 = T_2$ , рис. 70). Нехай чисельно  $A_1 > A_2$ . Тоді електронам легше вирватися із другого металу, ніж з першого, а дифузія найбільш швидких електронів з другого металу в перший буде більша, ніж з першого у другий. Тому у другому металі не вистачатиме деякої кількості електронів і він зарядиться позитивно, а у першому з'явиться надлишок електронів, тобто він зарядиться негативно. На стику металів виникне зовнішня контактна різниця потенціалів  $U'_{12}$ . Іншими словами, у тонкому шарі на стику двох металів виникає електричне поле напруженістю  $\vec{E}_1$ , яке загальмовує дальший перехід електронів з другого металу до першого, — настає динамічна рівновага.

Визначимо  $U'_{12}$ . Для цього спочатку знайдемо роботу переходу електрона з металу 1 в метал 2 (рис. 71). Із потенціального характеру електричного поля випливає, що сума робіт, які виконуються під час перенесення електрона вздовж замкнутого контуру  $abcd$ , дорівнює нулю:

$$A_{12} + A_2 - A_1 = 0,$$

звідки

$$A_{12} = A_1 - A_2.$$

Тому відповідна контактна різниця потенціалів

$$U'_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_1 - A_2}{e}, \quad (2)$$

де  $\varphi_1 < \varphi_2$ , оскільки перший метал наелектризовується негативно, а другий — позитивно.

Пояснимо виникнення контактної різниці потенціалів за зонною теорією. До стикання рівні Фермі в обох металах різні (рис. 72, а). Оскільки  $A_2 < A_1$ , рівень Фермі в металі 2 вищий, ніж у металі 1, й електрони переходять на нижчі енергетичні рівні як на стійкіші. Після стикання рівні Фермі зрівнюються, а нульові рівні встановлюються на різних висотах (рис. 72, б). Тому

$$U'_{12} = -\frac{A_1 - A_2}{e}.$$

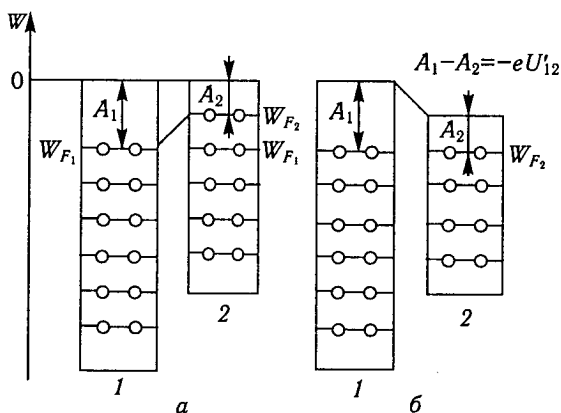


Рис. 72

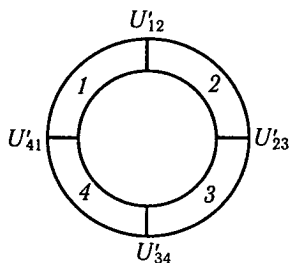


Рис. 73

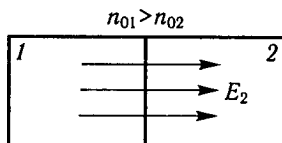


Рис. 74

Складемо тепер замкнене коло з кількох різних металів при однаковій температурі (рис. 73) та визначимо суму стрибків потенціалів на стиках. За другим законом Кірхгофа

$$\begin{aligned} \mathcal{E} &= U'_{12} + U'_{23} + U'_{34} + U'_{41} = \\ &= (\varphi_2 - \varphi_1) + (\varphi_3 - \varphi_2) + (\varphi_4 - \varphi_3) + (\varphi_1 - \varphi_4) = 0. \end{aligned}$$

Отже, зовнішня контактна різниця потенціалів у замкненому колі провідників першого роду дорівнює нулю і не спричинює струму. Це впливає також з енергетичних міркувань. У такому колі ЕРС може діяти тільки за умови «висмоктування» теплоти з навколишнього середовища, що за другим принципом термодинаміки неможливо.

Друга причина виникнення внутрішньої контактної різниці потенціалів  $U'_{12}$  зумовлюється різною концентрацією електронів провідності, яку наближено можна уподібнити до різної густини електронного газу (рис. 74).

Електронний газ утворює тиск  $p$ , внаслідок чого електрони взаємно проникають із першого металу в другий і навпаки. Нехай  $n_{01} > n_{02}$ , тоді  $p_1 > p_2$ , тобто перший потік електронів більший від другого. Метал 2 зарядиться негативно, а метал 1 — позитивно. Перехід електронів триватиме доти, доки надлишкова сила тиску електронного газу не зрівноважиться силою дії електричного поля. Отже, між металами виникне контактна різниця потенціалів  $U''_{12}$ . Знайдемо її.

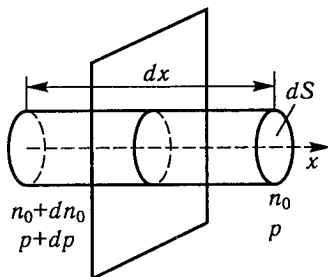


Рис. 75

Розглянемо електрони поблизу стику металів у циліндрі з тверною  $dx$ , перпендикулярною до поверхні поділу металів (рис. 75). Надлишок тиску ліворуч від межі металів

$$dp = kTdn_0.$$

Під дією сили  $dF = dpdS$  електрони в циліндрі переміщуватимуться зліва направо. При цьому виникне різниця потенціалів  $d\varphi''$ , а на електрони циліндра діятиме протилежно напрямлена електрична сила

$$dF_{\text{ел}} = -E'' en_0 dS dx.$$

Рівновага настане при  $dF = dF_{\text{ел}}$ :

$$dpdS = -E'' en_0 dS dx;$$

$$kTdn_0 = -en_0 E'' dx; E'' dx = -d\varphi'',$$

звідки

$$d\varphi'' = \frac{kT}{e} \frac{dn_0}{n_0};$$

$$\int_{\varphi_2}^{\varphi_1} d\varphi'' = \frac{kT}{e} \int_{n_{02}}^{n_{01}} \frac{dn_0}{n_0}.$$

Після інтегрування дістанемо

$$U''_{12} = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}. \quad (3)$$

За умовою  $n_{01} > n_{02}$ , тому  $\ln \frac{n_{01}}{n_{02}} > 0$  і спад потенціалу в контакті буде від металу 1 до металу 2. Отже, різниця потенціалів  $U''_{12}$  залежить від хімічних властивостей металів та температури.

Відповідно до першого закону Вольта з формули (3) випливає, що для замкненого кола  $\mathcal{E} = 0$ . Отже, здобути ЕРС лише за допомогою провідників першого роду неможливо: потрібні ще провідники другого роду (електроліти), які й використовують у гальванічних елементах.

Загальна контактна різниця потенціалів, зумовлена обома причинами, дорівнює алгебричній сумі  $U'_{12}$  і  $U''_{12}$ , тобто

$$U = U'_{12} + U''_{12} = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}. \quad (4)$$

Якщо  $E_1$  та  $E_2$  діють в одному напрямі (при  $A_1 > A_2$  і  $n_{01} < n_{02}$ ), то  $U'_{12}$  й  $U''_{12}$  мають однакові знаки і навпаки. Другий член у рівнянні (4) дуже малий, оскільки концентрації електронного газу в обох металах майже однакові; тому переважну роль відіграє перший член.

### § 37. Термоелектричні явища та їх використання

Розглянемо два контактних термоелектричних явища, а саме: явища Зеебека і Пельтьє.

У 1821 р. німецький фізик Т. Й. Зеебек (1770—1831) виявив, що коли в колі, складеному з двох різнорідних металів, контакти мають різну температуру, в ньому виникає ЕРС (рис. 76). Вона дістала назву *термоелектрорушійної сили*. Виникнення її пояснюється порушенням термодинамічної рівноваги електронів провідності на контакті двох металів. Визначимо цю силу.

Розглянемо коло, складене з двох різних металів 1 і 2 (рис. 77). Нехай  $T_a > T_b$  й  $n_{01} < n_{02}$ . Тоді контактні різниці потенціалів у спаях відповідно становитимуть

$$U_a = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_a}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}};$$

$$U_b = -\frac{A_1 - A_2}{e} + \frac{kT_b}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}.$$

Обходячи контур за рухом годинникової стрілки, за другим законом Кірхгофа дістаємо

$$\mathcal{E} = U_a + U_b = \frac{k}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}} (T_a - T_b) = \alpha (T_a - T_b), \quad (1)$$

де  $\alpha = \frac{d\mathcal{E}}{dT} = \frac{k}{e} \ln \frac{n_{01}}{n_{02}}$  — величина, що характеризує властивості контакту двох металів, — *диференціальна термоелектрорушійна*

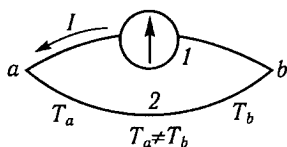


Рис. 76

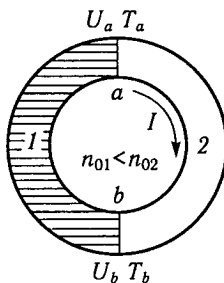


Рис. 77

сила. Вона чисельно дорівнює різниці потенціалів, яка виникає при різниці температур контактів, що дорівнює 1 К. Наприклад, для пари константан — залізо  $\alpha = 5,2 \cdot 10^{-5}$ , бісмут — арсен —  $10 \cdot 10^{-5}$ , бісмут — платина —  $6 \cdot 10^{-5}$  В/К. Як бачимо, диференціальна термоелектрорушійна сила дуже мала і становить кілька сотисятисячних вольт на кельвін. Однак у термопарах із малим опором струм може бути великий (десятки амперів). У гарячому контакті струм напрямлений від металу з меншою концентрацією електронного газу до металу з більшою концентрацією цього газу (див. рис. 77).

Термоелектрорушійна сила (1) прямо пропорційна різниці температур контактів. Однак трапляються випадки, коли залежність термоелектрорушійної сили від температури має складніший характер. Наприклад, для пари цинк — срібло в інтервалі температур від 273 до 373 К  $\alpha = 0,5 \cdot 10^{-6}$  В/К, а в інтервалі від 273 до 673 К  $\alpha = 4,6 \cdot 10^{-6}$  В/К. Бувають випадки, коли термоелектрорушійна сила спочатку зростає, а потім спадає і може змінити знак на протилежний.

Матеріали термопари розміщують у такій послідовності, щоб у гарячому спаї струм проходив від першого металу до другого. Наприклад, у термопарі мідь — залізо струм у гарячому спаї проходить від міді до заліза; це означає, що мідь позитивна відносно заліза.

Із викладеного випливає: щоб здобути постійний струм, треба один спаї весь час нагрівати, а інший — охолоджувати. У термоелементі утворена теплова енергія безпосередньо перетворюється на електричну. З погляду другого принципу термодинаміки електричне поле разом із джерелом теплоти можна розглядати як теплову машину, в якій є нагрівник гарячого спаю з температурою  $T_1$ , холодильник — спаї з температурою  $T_2$ , робоче тіло — електрони провідності.

Явище термоелектрики використовують для вимірювання температур. Один спаї термопари вміщують у середовище, темпера-

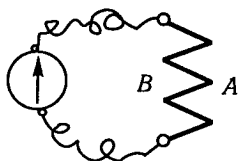


Рис. 78

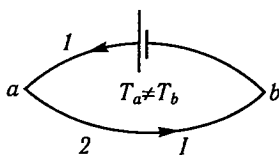


Рис. 79

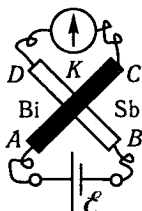


Рис. 80

туру якого треба виміряти (наприклад, у горно), а інший — в середовище з відомою температурою  $T_0$  (наприклад, у лід, що плавиться). Якщо  $R$  — опір усього кола, то  $I = \frac{\mathcal{E}}{R} = \frac{\alpha}{R}(T_1 - T_0)$ . Можна визначити  $T_1$ , коли відомо  $I$ ,  $\alpha$ ,  $R$  та  $T_0$ . Шкалу гальванометра можна проградувати в кельвінах.

Для збільшення чутливості термопар використовують термостовпчики (або термобатарей) — систему послідовно з'єднаних термоелементів (рис 78). Значно більшу термоелектрорушійну силу дає комбінація металів з напівпровідниками або із самих напівпровідників.

Електротермічне явище, відкрите у 1834 р. французьким фізиком Ж. Ш. А. Пельтьє (1785—1845), у певному розумінні обернене до явища Зеебека. Воно полягає в тому, що під час пропускання електричного струму через коло, складене з двох різних металів, один спай нагрівається, а інший охолоджується (рис. 79). Це явище можна продемонструвати за допомогою приладу Пельтьє, який складається із двох смужок — стибію та бісмуту, спаяних так, як показано на рис. 80. Якщо до кінців  $A$  і  $B$  приєднати джерело ЕРС, то в контакт  $K$  виникає явище Пельтьє (змінюється температура), який виявляється за допомогою явища Зеебека гальванометром, приєднаним до кінців  $D$  та  $C$ . Пояснимо явище Пельтьє на основі контактної різниці потенціалів.

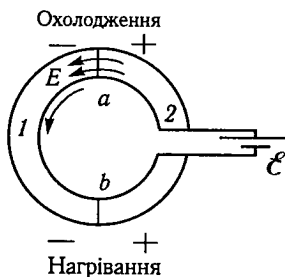


Рис. 81

Нехай у спаї  $a$  виникає електричне поле  $\vec{E}$  в напрямі  $2 \rightarrow 1$  (рис. 81). Тоді при заданому напрямі струму електрони у спаї рухаються у напрямі  $1 \rightarrow 2$  і набувають додаткового прискорення. Кінетична енергія електронів збільшується завдяки внутрішній енергії спаю. Тому у спаї  $a$  внутрішня енергія зменшується, а його температура знижується. У спаї  $b$ , навпаки, електрони гальмуються полем та віддають частину своєї енергії металу — цей спай на-

гривається ( $T_a < T_b$ ). Якщо змінити напрям струму, то температурний режим спайв зміниться.

Дослід показує, що кількість теплоти Пельтьє  $Q_{\Pi}$  пропорційна заряду  $q$ , який переноситься через спай:  $Q_{\Pi} = \Pi_{12}q = \Pi_{12}It$ , де  $\Pi_{12}$  — коефіцієнт, що залежить від хімічних

властивостей металів. Щоб визначити додаткову теплоту в явищі Пельтьє, спай вміщують в окремі калориметри (рис. 82). У калориметрі 1 виділяється теплота  $Q_1 = Q + Q_{\Pi}$ , в калориметрі 2 — теплота  $Q_2 = Q - Q_{\Pi}$  ( $Q$  — теплота Джоуля—Ленца). Тоді  $Q_1 - Q_2 = 2Q_{\Pi}$ , звідки  $Q_{\Pi} = \frac{Q_1 - Q_2}{2}$ .

Явище Пельтьє можна використати для утворення штучного холоду (завдяки електричній енергії) в холодильних установках.

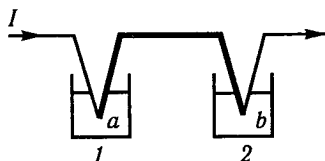


Рис. 82

### § 38. Контактні явища в напівпровідниках

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються в місці контакту двох напівпровідників. Нехай одним напівпровідником буде германій з домішками арсену. Кожний атом арсену вступає в міцний парноелектронний зв'язок із чотирма атомами германію, а п'ятий валентний електрон (слабко зв'язаний з ядром) стає вільним. На рис. 83, а позитивні іони арсену обведено квадратами, а вільні електрони позначено кружечками із знаком «-» (атомів германію не показано). У такому напівпровіднику основними носіями струму є електрони (*n*-тип).

Іншим напівпровідником нехай буде германій з домішками атомів індію. Один із валентних електронів германію переходить до атома індію, останній перетворюється на негативний іон. В атомі германію, який віддав один електрон, виникає дірка. На рис. 83, б негативні іони індію зображено квадратами, а дірки позначено кружечками із знаком «+». У такому напівпровіднику основними носіями струму є дірки (*p*-тип).

Таке зображення напівпровідників схематичне, але воно зручне для з'ясування механізму провідності. Приведемо обидва напівпровідники (*p* і *n*) у зіткнення. Такий контакт називається *електронно-дірковим переходом* (*n-p* перехід). На практиці він здійснюється не механічним з'єднанням, а створенням *p*- і *n*-областей у процесі термічного оброблення однорідних кристалів або у процесі вирощування монокристала. В *n*-області є надлишок електронів, у *p*-області — надлишок дірок.



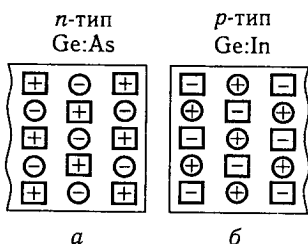


Рис. 83

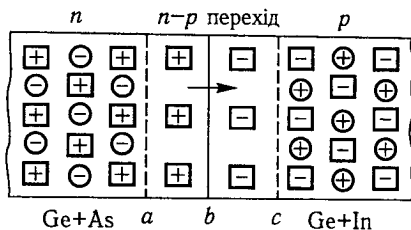


Рис. 84

Під впливом теплового руху електрони дифундують у  $p$ -область та рекомбінують з дірками, а дірки, що перейшли в  $n$ -область, рекомбінують з електронами. Тому в шарі  $ab$  буде збіднення електронів і з'явиться позитивний об'ємний заряд, а в шарі  $bc$  буде збіднення дірок та з'явиться надлишок негативних зарядів (рис. 84). На межі  $p$ — $n$  переходу виникає подвійний електричний шар завтовшки  $ac \approx 0,3$  мкм, в якому вектор напрямлений від  $n$ -області до  $p$ -області.

У шарі  $ac$  під впливом поля  $\vec{E}_1$  виникає великий опір для основних носіїв струму. Цю область біля межі  $p$ — $n$  переходу із зниженою концентрацією електронів і дірок, в якій опір підвищений, називають *запірним шаром*. У ньому виникає контактна різниця потенціалів, або, як кажуть, утворюється потенціальний бар'єр (кілька десятків вольтів) для основних носіїв струму. Тому за звичайних температур в електронів та дірок не вистачає енергії, щоб подолати цей бар'єр. Дію запірного шару можна змінювати послабленням або підсиленням поля  $\vec{E}_1$ . Розглянемо ці випадки.

Увімкнемо зовнішнє джерело ЕРС, як показано на рис. 85. Тепер зовнішнє електричне поле  $\vec{E}$  послаблює зустрічне поле  $\vec{E}_1$ , потенціальний бар'єр знижується, опір перехідного шару зменшується, а струм через  $p$ — $n$  перехід зростає. Під впливом поля  $\vec{E}$  електрони й дірки в товщі напівпровідника рухаються до  $p$ — $n$  переходу, товщина запірного шару зменшується. Струм зростатиме завдяки збагаченню основних носіїв струму в запірному шарі.

Напрямок поля  $\vec{E}$ , в якому електричний струм проходить через запірний шар з малим опором, називається *прямим*, або *пропускним*. Пропускний струм прохо-

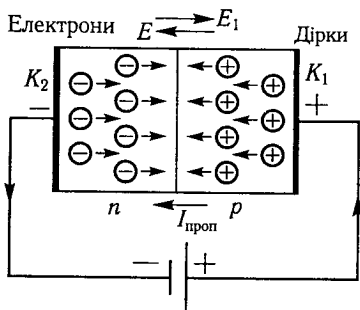


Рис. 85

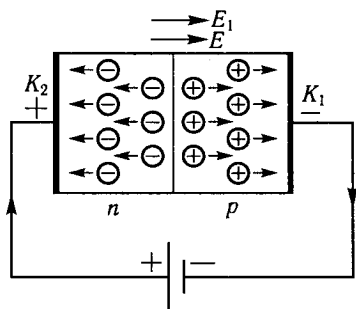


Рис. 86

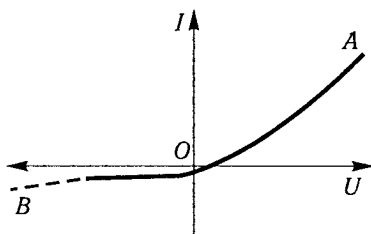


Рис. 87

дить через  $p$ — $n$  перехід від діркового ( $p$ ) напівпровідника до електронного ( $n$ ).

Змінимо тепер полярність увімкнення батареї (рис. 86). У цьому випадку  $\vec{E}$  та  $\vec{E}_1$  матимуть однаковий напрям, потенціальний бар'єр й опір заперного шару ще більше зростуть. Електрони і дірки зміщуються у протилежні боки від  $p$ — $n$  переходу, збіднюються основні носії струму, тому його сила спадає. Такий напрям поля  $\vec{E}$  називається *зворотним*, або *запінним*.

Незначний зворотний струм може бути лише завдяки неосновним носіям струму. На рис. 87 зображено статичну вольт-амперну характеристику  $p$ — $n$  переходу. Кривій  $OA$  відповідає прямий струм, а кривій  $OB$  — малий зворотний струм. При досить високій зворотній напрузі може статись пробій  $p$ — $n$  переходу. При цьому сила струму в колі дуже зростає, а контактний шар руйнується.

### §39. Застосування напівпровідників

Напівпровідники широко використовують у різних галузях науки і техніки. Наведемо деякі приклади їх застосування.

**Напівпровідникові випрямлячі.** Контакт двох напівпровідників з  $p$ — $n$  переходом має однобічну провідність, завдяки чому він застосовується в електро- та радіоустановках для випрямлення змінного струму (рис. 88). Таку систему називають *діодом*.

Напівпровідникові діоди виготовляють з германію, силіцію, селену й інших речовин. За конструкцією вони поділяються на точкові та площинні. Перші завдяки малій ємності контактного шару можуть використовуватися для випрямлення високочастотних змінних струмів, а другі — для випрямлення змінних струмів живлення різних установок значних потужностей.

Для виготовлення напівпровідникових діодів застосовується особлива технологія. Вона має забезпечувати товщину  $p$ — $n$  пере-

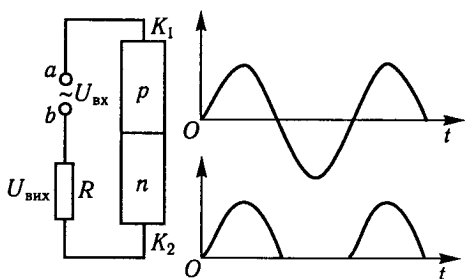


Рис. 88

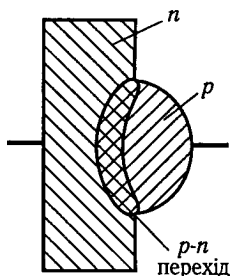


Рис. 89

ходу, не більшу від міжатомних відстаней. Цього не можна досягти способом механічного з'єднання двох різнотипних напівпровідників. Для такого з'єднання користуються вплавленням одного напівпровідника в інший (рис. 89). Наприклад, на германієву пластинку  $n$ -типу провідності впаюють шматочок індію. При цьому атоми індію дифундують у глибину пластинки й утворюють область із провідністю  $p$ -типу. Так виникає  $p$ - $n$  перехід. У такому діоді германій є катодом, а індій — анодом. Умовне графічне зображення напівпровідникового діода показано на рис. 90.

Серед різних випрямлячів істотні переваги мають германієві діоди, їх ККД сягає 98...99 %, тоді як у ртутних — 80...86, селенових — 75...80 %. Вони допускають дуже велику густину струму —  $1 \text{ А/см}^2$ , майже у тисячу разів більшу, ніж селенові випрямлячі. Завдяки цьому германієва пластинка розмірами у п'ятикопійкову монету може випрямляти струм потужністю у кілька кіловатів. Щоправда, ці якості германієвого випрямляча найкраще проявляються при порівняно малих напругах — до 100 В (і за температур, не вищих від 350 К).

Головною складовою таких потужних випрямлячів є невеличкий диск монокристалічного германію електронної провідності. З одного боку до неї припаяно пластинку спектрально-чистого індію завтовшки 0,2...0,3 мм, а з іншого — ще тоншу пластинку з олова. Прохідний напрям струму — від індію до олова. Здебільшого такі напівпровідникові діоди з'єднують між собою (попередньо й паралельно) у батареї випрямлячів.

У селенових випрямлячах анодом є сталева або алюмінієва пластинка, покрита шаром кристалічного селену ( $p$ -напівпровідник), катодом — шар сплаву  $\text{Bi—Cd—Sn}$  (або іншого сплаву). Запірний шар утворюється між селеном та сплавом. Прохідний напрям струму — від селену до сплаву.

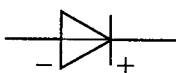


Рис. 90

**Напівпровідникові тріоди (транзистори).** Вони застосовуються для генерації і підсилення ра-

діосигналів. *Точковий напівпровідниковий тріод* складається з кристалічної пластинки германію (або силіцію) типу  $n$  та трьох електродів (рис. 91). Нижню поверхню кристала металізовано і припаяно до основи  $O$  (база). Верхня поверхня пластин контактується із двома близько розміщеними точковими електродами: *емітером*  $E$  і *колектором*  $K$ , виготовленими з тонкого металевого дроту.

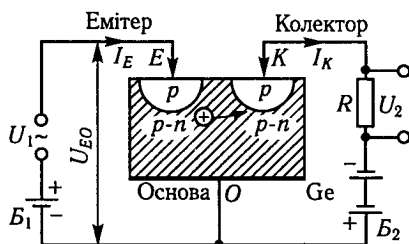


Рис. 91

У кристалі Ge біля контактів  $E$  та  $K$  є невеликі області діркової провідності ( $p$ -типу). У приконтактному шарі виникає  $p$ — $n$  перехід з пропускнум напрямом струму від  $p$ - до  $n$ -напівпровідника. На емітер подається підсилювана змінна напруга  $U_1$ . У коло колектора вмикають батарею  $B_2$  і навантажувальний резистор опором  $R$ , з якого знімають підсилену змінну напругу  $U_2$ . ЕРС батареї  $B_1$  добирають таку, щоб при довільних значеннях  $U_1$  напруга  $U_{EO}$  між  $E$  та  $O$  була позитивною. Тому електричний струм  $I_E$  в колі емітера проходить через кристал від  $E$  до  $O$ , тобто в пропускнуму напрямі через  $p$ — $n$  перехід.

Біля вістря  $E$  знаходиться сильне електричне поле. Тому частини електронів переходить на вищі акцепторні енергетичні рівні, у  $p$ -германії виникають позитивні дірки. Під впливом поля вони інжектуються (впорскуються) в  $n$ -германій. Проте тут дірки — не основні носії струму: інжектвані дірки під впливом сильного електричного поля негативно зарядженого колектора дифундують у  $p$ -германій біля вістря  $K$ . Тут позитивні дірки є основними носіями і змінюють струм у колекторі. Зміна струму в колі емітера зумовлює зміну струму в колі колектора. Те саме буде для напруг на емітері та колекторі.

Оскільки емітер умикають у схему у пропускнуму напрямі, а колектор — у запірному, транзистор характеризується малим вхідним і великим вихідним опором. Напруга  $U_2$  значно більша, ніж напруга  $U_1$ . Так само потужність  $N_2 \gg N_1$ . У сучасних германієвих транзисторах напруга та потужність підсилюються більш як у 10 000 разів. Дія транзисторів нагадує дію вакуумних триелектродних ламп: роль катода відіграє емітер, анода — колектор, а сіткою є база. Із зміною напруги між емітером і базою змінюється струм у колі колектора.

Для збільшення вихідної потужності застосовують площинні напівпровідникові тріоди, в яких між двома частинами  $n$ -германію

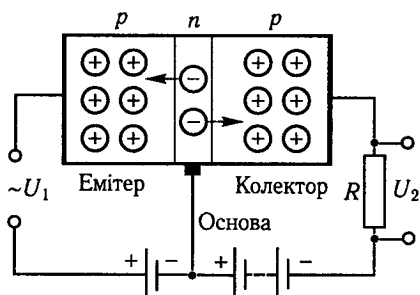


Рис. 92

утворюється прошарок  $p$ -германію або навпаки. Тому розрізняють тріоди на основі  $p$ -напівпровідника (типу  $n-p-n$ ) або на основі  $n$ -напівпровідника (типу  $p-n-p$ ) (рис. 92). Товщина основи не перевищує 0,025 мм. Принцип дії площинного тріода типу  $p-n-p$  аналогічний принципу дії точкового германієвого тріода. Напівпровідникові тріоди малогабаритні, не потребують вакууму, не мають розжарюваного катода, надійні, стійкі. Тому вони мають широке технічне застосування.

**Терморезистори (термістори).** Електричний опір напівпровідників значною мірою залежить від температури. На цьому явищі ґрунтується дія терморезисторів, або термісторів, які використовують для вимірювання температур, автоматичного регулювання струму, вимірювання швидкості рухомих об'єктів, у газоаналізаторах тощо.

**Фоторезистори.** Власна провідність напівпровідників залежить від освітлення. Виготовлені з таких напівпровідників елементи називаються *фоторезисторами*. Їх застосовують в автоматичних пристроях, для світлових вимірів тощо.

**Напівпровідникові фотоелементи.** Так називаються прилади, в яких світло, діючи на  $p-n$  перехід запірного шару, зумовлює виникнення ЕРС порядку кількох десятків вольтів. Напівпровідникові фотоелементи не потребують джерела напруги, вони самі перетворюють світлову енергію на електричну.

Фотоелектричні батареї використовують на штучних супутниках Землі для живлення радіоапаратури, у вимірювальній техніці, в автоматичності тощо.

## § 40. Електролітична дисоціація. Електроліз

Розглянемо, як проходить електричний струм через рідини. Деякі рідини дуже погано пропускають електричний струм (дистильована вода, гліцерин, гас тощо). Це пояснюється тим, що в них мало носіїв струму — *іонів* — атомів або груп атомів, в яких не вистачає або є надлишок електронів порівняно з нейтральними частинками.

Якщо в рідині, наприклад у воді, розчинити сіль, кислоту або луг, то вона стає електропровідною. Це пояснюється тим, що під впливом розчинника молекули розчиненої речовини розпадаються (*дисоціюють*) на різнойменні іони. Процес дисоціації молекул відбувається так. У водних розчинах молекули кислот, солей і лугів взаємодіють із молекулами води, які мають вигляд досить витягнутих диполів. Молекулярні диполі води оточують полярні молекули кислот, солей або лугів та намагаються їх «розірвати» на іони (рис. 93).

Після дисоціації молекули розчиненої речовини на іони останні обволікаються дипольними молекулами розчинника (рис. 94). Цей процес називається *сольватацією* (для води — *гідратацією*). Сольватні оболонки утруднюють рух іонів.

Розчиняючись у воді, молекули кислот розпадаються на позитивні іони водню  $H^+$  і негативні іони кислотного залишку, молекули лугів — на позитивні іони металу та негативні іони гідроксилу  $OH^-$ , солі — на позитивні іони металу і негативні іони кислотного залишку. Наприклад:



Вода також дисоціює на  $H^+$  та  $OH^-$ , але в незначній кількості: за кімнатної температури у тонні води дисоційовано близько 1,4 мг.

Ступінь дисоціації речовини характеризують *коефіцієнтом дисоціації*  $\alpha$ , під яким розуміють відношення кількості молекул  $n'_0$ ,

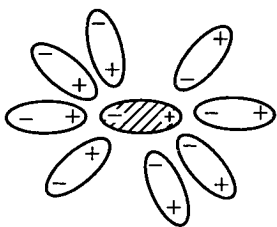


Рис. 93

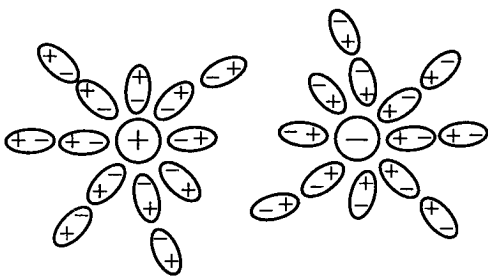


Рис. 94

дисоційованих на іони, до загальної кількості  $n_0$  молекул розчиненої речовини:  $\alpha = \frac{n'_0}{n_0}$ , звідки  $n'_0 = \alpha n_0$ .

Поряд з дисоціацією внаслідок теплового руху і стикання різномісних іонів відбувається зворотний процес — відновлення нейтральних молекул (*молізація*, або *рекомбінація*). Якщо кількість молекул, що дисоціює в одиниці об'єму за одиницю часу, пропорційна кількості недисоційованих молекул, тобто

$$\Delta n' = \beta(1 - \alpha)n_0,$$

де  $\beta$  — коефіцієнт пропорційності, то кількість рекомбінованих молекул пропорційна кількості як позитивних, так і негативних іонів:

$$\Delta n'' = \gamma \alpha^2 n_0^2,$$

де  $\gamma$  — коефіцієнт пропорційності.

При сталій температурі в електроліті існує динамічна рівновага між дисоціацією та молізацією:

$$\begin{aligned} \Delta n' &= \Delta n''; \\ \beta(1 - \alpha)n_0 &= \gamma \alpha^2 n_0^2, \end{aligned}$$

$$\frac{1 - \alpha}{\alpha^2} = \text{const} \cdot n_0.$$

звідки

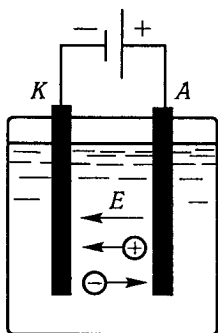


Рис. 95

Якщо  $n_0 \rightarrow 0$ , то  $\alpha \rightarrow 1$ . У слабких розчинах майже всі молекули дисоційовані. У концентрованих розчинах  $\alpha$  зменшується.

Якщо в посудину з електролітом занурити два електроди і приєднати до них джерело струму (рис. 95), то між електродами виникне електричне поле. На хаотичний рух іонів накла-

дається їх напрямлене переміщення: позитивні іони (катіони) рухаються до катода  $K$ , а негативні (аніони) — до анода  $A$ . На електродах іони нейтралізують свої заряди та перетворюються на нейтральні частинки. Проходження електричного струму через електроліт супроводжується явищем електролізу — виділенням на електродах складових розчиненої речовини й інших речовин, що утворюються внаслідок вторинних хімічних реакцій. Провідники, в яких проходження струму спричинює електроліз, називаються *провідниками другого роду*, або *електролітами*.

### § 41. Закони Фарадея для електролізу. Визначення заряду іона

Англійський фізик М. Фарадей експериментально довів у 1834 р. два закони електролізу.

Перший закон: *маса речовини, що виділяється на будь-якому електроді, прямо пропорційна заряду  $q$ , який переноситься через електроліт, тобто*

$$m = kq, \quad (1)$$

де  $k$  — електрохімічний еквівалент, який чисельно дорівнює масі речовини, яка виділяється внаслідок електролізу зарядом  $q = 1$  Кл.

Якщо через електроліт проходить постійний струм силою  $I$  протягом часу  $t$ , то

$$m = kIt. \quad (2)$$

Другий закон: *електрохімічний еквівалент прямо пропорційний хімічному еквіваленту речовини, тобто*

$$k = C \frac{A}{Z}, \quad (3)$$

де  $C$  — універсальна стала для всіх елементів;  $\frac{A}{Z}$  — хімічний еквівалент речовини;  $A$  — атомна маса;  $Z$  — валентність.

Зручніше брати обернену величину до універсальної сталої —  $\frac{1}{C} = F$  (число Фарадея):

$$k = \frac{1}{F} \frac{A}{Z}. \quad (4)$$

Із формул (1) і (4) дістаємо формулу *об'єднаного закону Фарадея*:

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} q,$$



або

$$m = \frac{1}{F} \frac{A}{Z} It.$$

Якщо взяти  $m = \frac{A}{Z}$ , то  $F = q$ . Отже, число Фарадея дорівнює електричному заряду, який треба перенести через електроліт, щоб на електроді виділити 1 моль речовини. Дослід показує, що  $F = 9,6484 \cdot 10^4$  Кл/моль.

Знаючи, що 1 моль речовини переносить заряд  $F = \frac{AIt}{mZ}$  та що в 1 моль кількість частинок дорівнює числу Авогадро  $N_A = 6,023 \times 10^{23}$  моль<sup>-1</sup>, можна визначити заряд одновалентного іона або електрона

$$e = \frac{F}{N_A} = \frac{AIt}{mZN_A},$$

причому значення  $A$ ,  $Z$  беруть із таблиць, а  $I$ ,  $m$ ,  $t$  — з досліду. Розрахунки показали, що  $e \approx 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл. Якщо іон  $Z$ -валентний, то його заряд  $q_0 = eZ$ .

Електроліз широко використовують у техніці. У *гальваностегії* за допомогою електролізу покривають шаром металу різні предмети (сріблення, золочення, хромування, платикування, цинкування), щоб прикрасити їх або запобігти корозії. Для цього анод беруть із того металу, яким хочуть покрити катод; в електроліті мають бути іони цього самого металу. Наприклад, щоб посріблити предмет, анод беруть із срібла, а як електроліт застосовують розчин  $\text{AgNO}_3$ .

У *гальванопластиці* електроліз використовують для виготовлення металевих відбитків рельєфних предметів (медалей, монет, музейних експонатів) тощо.

В *електрометалургії* для здобуття чистих металів застосовується електроліз розплавлених солей. Цим способом здобувають алюміній, магній, натрій, кальцій тощо.

## § 42. Електропровідність електролітів.

### Рухливість іонів

Електричний струм в електролітах є упорядкованим рухом іонів під впливом зовнішнього поля  $\vec{E}$ . На позитивний іон діє електрична сила  $F_1 = q_+E$ , на негативний —  $F_2 = q_-E$ . Під час переміщення іонів у в'язкому середовищі (при тих малих швидкостях, з якими переміщуються сольвати) на них діють також сили внутрішнього тертя, пропорційні їхнім швидкостям:  $F'_1 = -k_+u_+$ ,  $F'_2 = -k_-u_-$ .

Тому для зорієнтованого руху іонів рівняння динаміки матимуть такий вигляд:

$$\begin{aligned} m_+ a_+ &= q_+ E - k_+ u_+; \\ m_- a_- &= q_- E - k_- u_-. \end{aligned}$$

Однак із збільшенням швидкості іона зростає сила тертя, тому через деякий час настає рівномірний рух іонів ( $a = 0$ ) зі швидкостями

$$u_+ = \frac{q}{k_+} E; \quad u_- = \frac{q}{k_-} E.$$

При  $E = 1$  В/м матимемо відповідні значення швидкостей іонів, які називаються їх рухливостями:  $u_+^0 = \frac{q}{k_+}$ ;  $u_-^0 = \frac{q}{k_-}$ . Рухливість іона — середня швидкість його руху у в'язкому середовищі під дією електричного поля, напруженість якого дорівнює одиниці.

Рухливість іонів у розчинах взагалі мала. Наприклад, у водному розчині рухливість іона натрію  $\text{Na}^+$   $u_+^0 = 0,045 \cdot 10^{-6}$  м/с, іона  $\text{OH}^-$   $u_-^0 = 0,18 \cdot 10^{-6}$  м/с.

Густина струму, який утворюють позитивні іони,

$$j_+ = qn'_+ u_+ = qn'_+ u_+^0 E;$$

аналогічно густина струму, який утворюють негативні іони,

$$j_- = qn''_- u_- = qn''_- u_-^0 E,$$

де  $n'_+$  та  $n''_-$  — відповідні концентрації іонів. Повна густина струму

$$j = j_+ + j_- = q(n'_+ u_+^0 + n''_- u_-^0) E. \quad (1)$$

Для парноіонних (бінарних) електролітів  $n'_+ = n''_- = \alpha n_0$ , де  $\alpha$  — коефіцієнт дисоціації;  $n_0$  — кількість молекул розчиненої речовини в одиничному об'ємі. Тоді закон Ома для електролітів має такий вигляд:

$$\bar{j} = \alpha n_0 q (u_+^0 + u_-^0) \bar{E}. \quad (2)$$

Питома провідність електроліту згідно з формулою (2) становить

$$\gamma = \alpha n_0 q (u_+^0 + u_-^0).$$

Отже, вона тим більша, чим вищий ступінь дисоціації і більша рухливість іонів;  $\gamma$  також залежить від концентрації розчину.

Як показують досліді, електропровідність електроліту з підвищенням температури збільшується (зростає дисоціація молекул).

**Приклад 1.** Яка кількість електрики  $Q$  пройшла через розчин мідної солі за  $\tau = 10$  с, якщо сила струму за цей час рівномірно зростала від нуля до  $I = 4$  А? Скільки міді виділилося при цьому? Атомна маса міді  $A = 63,6$  кг; мідь двовалентна.

**Розв'язання.** Швидкість зміни сили струму за умовою стала, тобто  $\frac{dI}{dt} = k$ ; звідси струм у будь-який момент часу

$$I = kt.$$

Кількість електрики, що проходить через розчин мідної солі,

$$Q = \int_0^{\tau} I dt = k \int_0^{\tau} t dt = \frac{k\tau^2}{2}.$$

Урахувавши, що  $k = \frac{I}{t}$ , матимемо

$$Q = \frac{I\tau}{2}; \quad Q = \frac{4 \cdot 10}{2} = 20 \text{ Кл.}$$

За узагальненим законом Фарадея маса речовини, яка виділяється під час проходження струму через електродит,

$$m = \frac{A}{FZ} Q = \frac{AI\tau}{2FZ},$$

де  $F$  — число Фарадея;  $Z$  — валентність виділеної речовини.

Підставивши у цю формулу числові дані, знайдемо

$$m \approx 6,58 \cdot 10^{-6} \text{ кг.}$$

**Приклад 2.** Нікелювання металевого виробу з площею поверхні  $S = 120$  см<sup>2</sup> тривало  $\tau = 5$  год. Струм  $I = 0,3$  А. Валентність нікелю  $Z = 2$ . Визначити товщину шару нікелю.

**Розв'язання.** Визначимо масу нікелю, що осів на металевому виробі, скориставшись узагальненим законом Фарадея:

$$m = \frac{AQ}{FZ}.$$

Кількість електрики, яка пройшла за час нікелювання,

$$Q = I\tau;$$

тому

$$m = \frac{AI\tau}{FZ}. \quad (1)$$

Цю величину (масу нікелю) можна визначити ще й так:

$$m = \rho Sd, \quad (2)$$

де  $\rho$  — густина нікелю;  $d$  — товщина шару.

На підставі рівнянь (1) і (2) знаходимо

$$d = \frac{AI\tau}{FSz\rho}; \quad d \approx 15,5 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 15,5 \text{ мкм.}$$

**Приклад 3.** Під час розчинення  $m = 2,92$  г кухонної солі в 1 л = 1 кг води 44 % усіх розчинених молекул солі дисоціювали на іони. Визначити електропровідність такого електроліту.

**Розв'язання.** Оскільки молекулярна маса NaCl дорівнює 58, кількість розчинених молекул в одиниці об'єму становить

$$n_0 = \frac{mN_A}{\mu V}, \quad (1)$$

де  $N_A$  — число Авогадро;  $\mu$  — молекулярна маса.

За умовою кількість пар іонів становить 44 % кількості розчинених молекул, тому кількість пар іонів  $n'_0$  в одиниці об'єму

$$n'_0 = 0,44 n_0. \quad (2)$$

Провідність електроліту визначимо за формулою

$$\sigma = n'_0 q (u_+ + u_-), \quad (3)$$

де  $u_+$  та  $u_-$  — рухливості іонів  $\text{Na}^+$  і  $\text{Cl}^-$  в електроліті.

Підставивши значення  $n_0$  та  $n'_0$  з виразів (1) і (2) у формулу (3), дістанемо

$$\sigma = 0,44 \frac{mA}{\mu V} q (u_+ + u_-).$$

Ураховуючи, що  $N_A = 6 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ ,  $V = 10^{-3} \text{ м}^3$ ,  $q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$ ,  $u_+ = 45 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ ,  $u_- = 68 \cdot 10^{-9} \text{ м}^2/(\text{В} \cdot \text{с})$ , провідність електроліту

$$\sigma \approx 0,23 \text{ Ом}^{-1}\text{м}^{-1}.$$

### § 43. Теорія гальванічного елемента

Розглянута вище контактна різниця потенціалів між двома металами не є винятком, вона виникає на контактах метал—електроліт та електроліт—електроліт. Для спрощення розглянемо два розчини одного і того самого електроліту, але різної концентрації, відокремлені один від одного пористою перегородкою (без перемішування одного з іншим).

Звичайно, між електролітами через пористу перегородку буде відбуватися дифузія іонів, швидкість якої буде тим більша, чим менше внутрішнє тертя іонів, тобто чим більша їх рухливість. Зауважимо, що рухливість позитивних й негативних іонів різна. Наприклад, у водному розчині HCl рухливість іона  $\text{H}^+$  приблизно у 5 разів більша від рухливості іона  $\text{Cl}^-$ ; тому іони  $\text{H}^+$  будуть дифундувати швидше, і це спричинить перевищення іонів  $\text{Cl}^-$  у більш концентрованому розчині, а іонів  $\text{H}^+$  — у менш концентрованому.

Таким чином, між розчинами виникне різниця потенціалів, за якої електричне поле буде направлене від менш концентрованого розчину до більш концентрованого, тобто буде сповільнюватися дифузія іонів  $\text{H}^+$  та прискорюватися дифузія іонів  $\text{Cl}^-$ . При деякому значенні різниці потенціалів швидкості дифузії іонів обох знаків зрівняються, а отже, подальше збільшення різниці потенціалів припиниться.

Отже, між двома розчинами різної концентрації завжди існує деяка різниця потенціалів, що підтримується дифузисю, тобто енергією теплового руху. Джерело ЕРС, зумовлене на цих засадах, називається *концентраційним гальванічним елементом*. ЕРС таких елементів малі (десяті й соті частки вольтів). Вони залежать від концентрацій обох розчинів, природи розчинника і розчиненої речовини, температури тощо, а також безпосередньо пов'язані з різницею осматичних тисків.

Розглянемо далі межу метал—електроліт. Якщо металевий електрод занурений у розчин, то від'ємні іони електроліту, підходячи до поверхні металу, будуть виривати позитивні іони металу з кристалічної ґратки. Іншими словами, сили хімічної спорідненості аніонів до металу будуть перевершувати сили, що зв'язують іони металу в кристалічну ґратку. Суміжно буде проходити також зворотний процес — осідання іонів металу на електрод, тим більш інтенсивний, чим більший осматичний тиск іонів металу в розчині. Очевидно, найсприятливішим для цього процесу буде той випадок, коли катіони самого електроліту є іонами того самого металу (наприклад, мідний електрод у розчині  $\text{CuSO}_4$ ).

Унаслідок переходу іонів металу в розчин метал зарядиться негативно, а розчин — позитивно, тобто на межі сформується поле, напрямлене від розчину до металу, яке буде протидіяти дальшому розчину металу. Якщо на початку домінуючим був зворотний процес — осідання іонів з розчину на електрод, то останній зарядиться позитивно.

В обох випадках різниця потенціалів, що діятиме між металом і розчином, буде наслідком швидкості розчинення та кристалізації електрода. Цю різницю потенціалів називають *електролітичним потенціалом* металу в розчині.

У табл. 1 наведено електролітичні потенціали деяких металів у розчині з нормальною концентрацією водневих іонів.

Якщо занурити в один і той самий розчин два електроди з різних металів (або металевий та вугільний електроди), то між електродами діятиме різниця потенціалів, що дорівнює різниці їхніх елект-

Таблиця 1

Метал	Електролітичний потенціал, В	Метал	Електролітичний потенціал, В
Цинк	+0,77	(Водень)	(0)
Кадмій	+0,42	Мідь	-0,33
Залізо	+0,34	Ртуть	-0,76
Нікель	+0,23	Срібло	-0,77
Свинець	+0,15	Цезій	-1,35

ролітичних потенціалів. Наприклад, для електродів з Zn і Cu (елемент Вольти) дістанемо різницю потенціалів  $0,77 - (-0,33) = 1,1$  В.

Ми розглянули випадки, коли енергія хімічної взаємодії металу з електролітом перетворюється на енергію електричного поля. Джерела ЕРС, побудовані на цій основі, називаються *гальванічними елементами*.

Крім наявних хімічних процесів під час проходження струму, можна у підсумку вказати на ще одну відмінність провідників другого класу: *в той час, як в усякому замкненому колі, складеному із провідників першого класу, сума всіх контактних ЕРС дорівнює нулю, в колі, що містить електроліти, можуть існувати ЕРС, які діють завдяки хімічній енергії та енергії теплового руху іонів.*

Для прикладу розглянемо елемент Даніеля (рис. 96, а). Позитивні іони  $Zn^{+}$  витягуються з цинкового електрода в розчин  $ZnSO_4$  з лівої камери, де створюється надлишок позитивних іонів  $Cu^{+}$ . Осідаючи на мідному електроді, ці іони заряджають його позитивно (рис. 96, б). У замкненому колі процес проходить неперервно: іони міді нейтралізуються на мідному електроді зайвими електронами, що приходять туди з цинкової пластини через зовнішнє коло.

Отже, проходження струму через елемент Даніеля пов'язане з розчиненням цинку і збагаченням розчину у правій камері сульфатом цинку з одночасним зниженням концентрації сульфату міді в лівій камері. Розчин за короткий час насичується, а  $ZnSO_4$  випадає у вигляді зелених кристалів; мідь осідає на другому електроді.

Для підтримання струму потрібно штучним способом підвищувати концентрацію розчину  $CuSO_4$  розчиненням нових порцій цього сульфату, що і здійснюється у технічних конструкціях елементів.

## § 44. Поляризація електродів. Нормальні елементи

Під час пропускання струму через електроліт, а також у разі проходження струму через гальванічні елементи відбуваються хімічні та концентраційні зміни самих поверхневих шарів електродів, а отже, змінюються їхні електролітичні потенціали і їх різниця. Це явище дістало назву *поляризації електродів*.

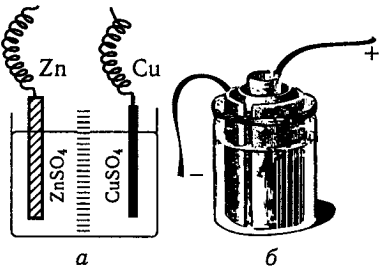


Рис. 96

Поляризація електрода не відбувається лише в окремих випадках, а саме: у деяких металів (Cd, Cu, Hg), оточених розчином власних солей. Прикладом електрода, який не поляризується, може бути мідна пластина в розчині  $\text{CuSO}_4$ , що є в елементі Данієля.

Додаткова ЕРС, яка дорівнює алгебричній сумі поляризаційних відхилень електродних потенціалів, називається *електрорушійною силою поляризації*. Вона може досягати значень порядку 1...2 В і завжди напрямлена протилежно початковій ЕРС елемента або прикладеній до електродів напрузі від зовнішнього джерела. Отже, ЕРС поляризації еквівалентна збільшенню опору міжелектродного проміжку (внутрішнього опору елемента). ЕРС поляризації завжди зумовлює послаблення струму в колі та (якщо початкова ЕРС незначна) може звести струм майже до нуля. Під час електролізу для підтримання сталої сили струму необхідно весь час підвищувати прикладену до електродів напругу.

Водночас ЕРС поляризації може бути використана для підтримання струму в колі. Прикладом цього є такий дослід. Пропустимо струм від батареї через коло, що має посудину з двома однаковими вугільними чи платиновими електродами, опущеними в розбавлену сірчану кислоту, гальванометр  $\Gamma$  і перемикач  $\Pi$  (рис. 97, а). Спочатку пройде досить сильний струм, вода буде розкладатися. Поступово анод покриється шаром кисню, а катод покриється та просякне шаром водню, тобто дістанемо поляризацію електродів. ЕРС поляризації може досягати 1,15 В. Водночас сила струму поступово зменшується до деякого мінімального значення. Якщо тепер за допомогою перемикача  $\Pi$  замкнемо електроди батареї на гальванометр  $\Gamma$ , то стрілка останнього сильно відхилиться у протилежний бік (рис. 97, б). Із зникненням  $\text{H}_2$  й  $\text{O}_2$ , що осідали на електродах, поляризація припиняється, а виявлений струм швидко спадає до нуля.

На відміну від гальванічних елементів (які називають ще *первинними*) елементи, в яких використовується ЕРС поляризації, називають *вторинними*.

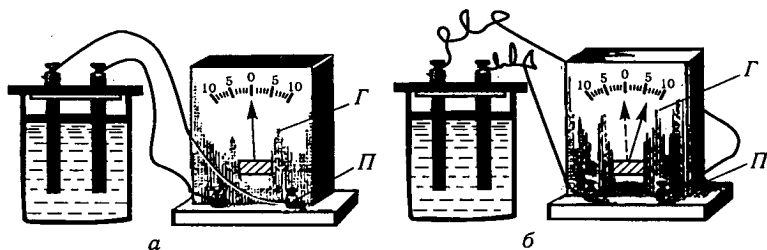


Рис. 97

Поляризація електродів є головною причиною того, що елементи Вольти (та й узагалі всі елементи з однією рідиною) не можуть тривалий час давати постійний струм: їхня ЕРС після замикання стрімко спадає. Щоб усунути поляризацію електродів, потрібно здебільшого ліквідувати виділення водню на катоді. Це досягається деполаризаторами.

В гальванічних елементах це речовини, багаті киснем, що окиснюють водень у воду. Наприклад, в *елементі Бунзена* (вугільний і цинковий електроди в розчині сірчаної кислоти) деполаризатором служить двохромовокислий калій  $K_2Cr_2O_7$ , в *елементі Лекланше* (такі самі електроди в розчині нашатирю  $NH_4Cl$ ) — пероксид мангану  $MnO_2$ .

Найрадикальнішим засобом усунення поляризації є використання неполяризувальних електродів, наприклад в елементах Данієля; але цей елемент нестійкий внаслідок дифузії іонів міді до цинкового електрода з наступним осіданням на ньому. Цього немає в кишеньковому елементі Вестона, що є еталоном ЕРС.

*Елемент Вестона* (рис. 98) складається із ртутного електрода, покритого шаром сірчаної ртуті  $HgSO_4$ , яка є позитивним полюсом, та електрода з амальгами кадмію  $HgCd$ . Крім того, обидва електроди покриті подрібненими кристалами сірчаноокислого кадмію  $CdSO_4$ , концентрований розчин якого у воді служить електролітом у герметично закритому посуді.

Унаслідок малої концентрації та рухливості іонів ртуті їх дифузія до анода мізерна; тому з цього елемента не можна знімати струми понад кількох сотих міліампера, оскільки відразу буде вичерпаний весь запас іонів.

Електрорушійна сила елемента Вестона при  $20\text{ }^\circ\text{C}$  (вона практично не залежить від температури) дорівнює 1,0183 В.

## § 45. Акумулятори

Акумулятори є технічними вторинними елементами, тобто джерелами ЕРС поляризації. Здебільшого поляризаційні ЕРС надто нестійкі, оскільки вони зумовлюються лише поверхневими змінами електродів. Однак є випадки, коли поляризація впливає на всю товщу електродів, і тоді ЕРС може бути дуже стійкою, наприклад

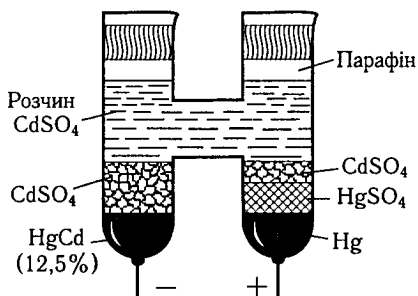


Рис. 98



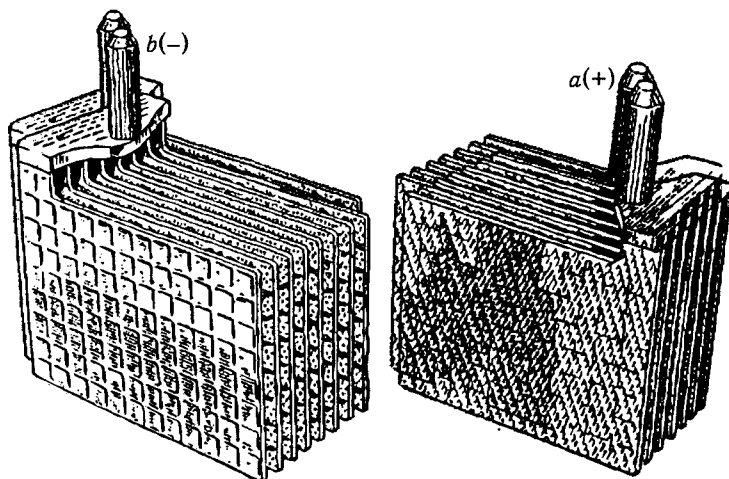
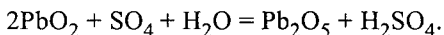


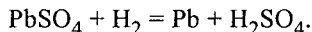
Рис. 99

у свинцевому акумуляторі, пласти якого зображено на рис. 99. Під час складання між позитивними та негативними пластинами акумулятора вставляються прокладки — сепаратори.

Якщо у 20 %-й розчин сірчаної кислоти опустити дві свинцеві пластини, одну з яких (*a*) покрито товстим шаром пероксиду свинцю  $PbO_2$ , а іншу (*b*) — таким самим шаром сірчаноокислого свинцю  $PbSO_4$ , і пропускати струм (заряджати акумулятор) від *a* (+) до *b* (-), то іони  $SO_4^-$  підуть до анода й на ньому пройдётиме така реакція:



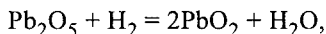
Іони  $H_2^+$  підуть до катода, де відбудеться реакція



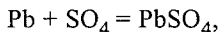
Після перетворення всього  $PbO_2$  на  $Pb_2O_5$  та  $PbSO_4$  у свинці поляризація припиняється — акумулятор стає зарядженим.

Якщо тепер замкнути електроди провідником, то по ньому піде струм, обумовлений ЕРС поляризації (акумулятор почне розряджатися струмом протилежного напрямку до зарядного).

На аноді пройдётиме реакція



а на катоді — реакція



тобто акумулятор буде повертатися у початковий стан.

Таким чином, під час заряджання енергія струму перетворюється (без урахування джоулевої теплоти) на хімічну енергію, завдяки якій підтримується ЕРС поляризації. Навпаки, під час розряджання хімічна енергія переходить в енергію електричного струму.

Нормально ЕРС акумулятора становить 2 В, після заряджання — близько 2,2...2,3 В. Розряджати акумулятор треба доти, доки ЕРС не впаде до 1,8 В на кожний елемент.

Електрорушійна сила нормально зарядженого акумулятора характеризується великою стійкістю. Тому акумулятори використовуються ще й як *буферні батареї*, здатні підтримувати незмінною ЕРС в колі якогось менш стабільного джерела, наприклад динамомашини. Акумуляторна батарея з ЕРС, що дорівнює середньому значенню ЕРС джерела, вмикається в коло паралельно з ним. Якщо ЕРС джерела стає нижчою, ніж батареї, то остання розряджається і через коло, і через джерело; якщо ЕРС джерела піднімається вище, ніж у батареї, то, навпаки, частина енергії джерела піде на підзаряджання батареї. Загалом різниця потенціалів між полюсами практично залишається незмінною.

Кількість електрики, яку повністю заряджений акумулятор може пропустити під час розряджання через коло, називається його *ємністю*. Ємність акумулятора виражається в ампер-годинах ( $A \cdot \text{год}$ ). Ця одиниця кількості електрики дорівнює заряду, що переноситься струмом 1 А протягом 1 год, тобто  $60 \times 60 = 3600$  Кл. Наприклад, якщо батарея акумуляторів може підтримувати струм 15 А протягом 10 год, то її ємність становить  $150 A \cdot \text{год}$ . Густина струму, який проходить через акумулятор, не повинна перевищувати  $1/6 A/\text{см}^2$ ; при більшому струмі акумулятор псується.

Нині дуже поширені *лужні акумулятори* з нікелевими (+) і залізними (-) пластинами в лужному розчині КОН зручні тим, що витримують сильні струми (не бояться короткого замикання) та нечутливі до струсів (чому і використовуються в автомобілях). ЕРС в них менша, ніж у свинцевих акумуляторах, і дорівнює 1,36 В.

Слід зазначити, що за необхідності одержання великого струму елементи з'єднують паралельно для того, щоб надмірно не зростала густина струму на електродах. Відмінності в ЕРС при цьому вирівнюються внаслідок розряджання та заряджання елементів одного через інший. В разі послідовного з'єднання елементів ЕРС, зрозуміло, додаються алгебрично.

## § 46. Електропровідність газів та їх іонізація

Газ складається з електрично нейтральних молекул і за нормальних умов є добрим ізолятором. Наелектризоване тіло в сухому повітрі зберігає свій заряд практично довгий час. Гази стають елек-

тропровідними внаслідок іонізації під дією зовнішніх збудників. Водночас їхні молекули перетворюються на позитивні іони. Електрон, що відщепився від нейтральної молекули, стикаючись з іншою нейтральною молекулою, може сполучитися з нею й утворити негативний іон. Можлива також багатократна іонізація. У деяких газах електрон зберігає самостійний рух (наприклад, в азоті, водні та ін).

Щоб іонізувати атом (молекулу), треба виконати роботу (роботу іонізації) проти сил взаємодії електрона з іншими частинками атома (молекули). Ця робота виражається в електрон-вольтах (eВ), залежить від хімічної природи газу й енергетичного стану електрона в атомі (молекулі). Зовнішні збудники або джерела енергії, які спричинюють іонізацію газу, називаються *іонізаторами*. Добрими іонізаторами є ультрафіолетові, рентгенівські, радіоактивні та космічні промені, полум'я, хімічні реакції тощо.

Іонізація газу можлива також під дією прискорених електронів та іонів (*ударна іонізація*). Останні повинні мати достатню кінетичну енергію для здійснення ударної іонізації. Електрони та іони прискорюються під дією електричного поля.

У разі прискорення електрона його енергію визначають за формулою

$$\frac{mv^2}{2} = eU, \quad (1)$$

де  $U$  — прискорювальна напруга електричного поля. Якщо такий електрон взаємодіятиме з атомом (цю взаємодію будемо розглядати як непружний удар), то за законом збереження імпульсу вони дістануть спільну швидкість

$$v_1 = \frac{mv}{m+M}. \quad (2)$$

Кінетична енергія електрона, набута в електричному полі на шляху вільного пробігу, витрачається при непружному ударі на роботу іонізації  $A_1$  і на приведення в рух частинок після удару, тобто

$$\frac{mv^2}{2} = A_1 + \frac{(m+M)v_1^2}{2}. \quad (3)$$

Із формул (2) та (3) дістаємо

$$\frac{mv^2}{2} = A_1 \left(1 + \frac{m}{M}\right).$$

Отже, мінімальна кінетична енергія електрона під час іонізації ударом має бути трохи більшою від роботи іонізації.

## § 47. Несамостійний та самостійний газові розряди

Проходження електричного струму через газ називається *газовим розрядом*. Залежно від механізму іонізації газу розрізняють *несамостійний* і *самостійний* газові розряди.

**Несамостійний газовий розряд.** Він не підтримує самого себе й відбувається під впливом зовнішнього іонізатора. Якщо іонізатор перестає діяти, то розряд припиняється. Для дослідження електропровідності газів монтують установку з потенціометра  $R$ , газорозрядної трубки з електродами, вольтметра  $V$  та гальванометра (рис. 100). Трубку наповнюють досліджуванним газом, на який діє іонізатор (наприклад, рентгенівські промені).

Нехай інтенсивність іонізатора залишається сталою, а до електродів трубки прикладається електрична напруга. Тоді на хаотичний рух заряджених частинок накладатиметься їх напрямлений рух в електричному полі. До анода переміщуються негативні іони й електрони, а до катода — позитивні іони. Із зміною напруги  $U$  між електродами змінюється сила струму  $I$  в газі. Графік  $I = f(U)$  (вольтамперна характеристика) зображено на рис. 101.

Отже, при малих напругах (від 0 до  $U_1$ ) сила струму пропорційна напрузі, оскільки тільки незначна частина іонів досягає електродів. На цій ділянці виконується закон Ома

$$j = qn_0(u_+^0 + u_-^0)E,$$

де  $q$  — заряд іона;  $n_0$  — кількість пар іонів обох знаків в одиниці об'єму;  $u_+^0$  та  $u_-^0$  — рухливості іонів. У разі одноразової іонізації атомів  $q = e$ , тоді

$$j = en_0(u_+^0 + u_-^0)E.$$

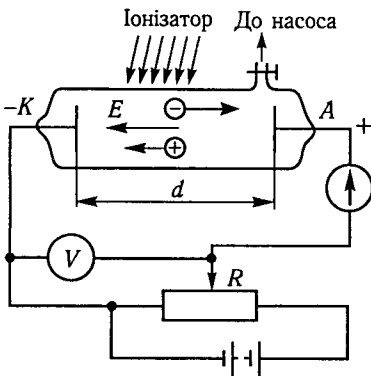


Рис. 100

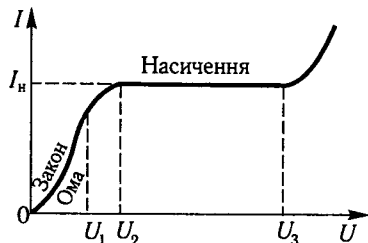


Рис. 101

В інтервалі напруг від  $U_1$  до  $U_2$  закон Ома порушується, оскільки дедалі більше іонів досягає електродів і їх густина в газовому середовищі зменшується. Починаючи з напруги  $U_2$ , електричний струм залишається сталим і не залежить від напруги. Цей сталий максимальний струм  $I_n$  називається *струмом насичення*. Щоб його збільшити, треба підвищити потужність іонізатора. При великій напрузі  $U_3$  починає відбуватись *ударна іонізація*. Водночас збільшується кількість носіїв струму й він зростає.

Поряд з іонізацією газу відбувається зворотний процес — відновлення нейтральних молекул унаслідок взаємодії різнойменно заряджених іонів (*рекомбінація*). Розглянемо динамічну рівновагу між іонізацією, рекомбінацією та струмом при несамостійному розряді. Нехай  $\Delta n_0$  — кількість пар іонів, які утворює щосекунди іонізатор в одиниці об'єму. З цієї кількості іонів обох знаків частина  $\Delta n_0'$  рекомбінує, а частина  $\Delta n_0''$  утворює струм; тоді

$$\Delta n_0 = \Delta n_0' + \Delta n_0'' \quad (1)$$

Кількість рекомбінованих іонів в одиниці об'єму за одиницю часу пропорційна концентрації і позитивних, і негативних іонів, тобто  $\Delta n_0' = \gamma n_0^2$ , де  $\gamma$  — коефіцієнт рекомбінації (визначається експериментально). За час  $t$  переноситься заряд  $q = It$ . Кількість пар іонів в одиниці об'єму, які щосекунди досягають електродів та нейтралізуються,

$$\Delta n_0'' = \frac{q}{eSdt} = \frac{j}{ed},$$

де  $S, d$  — площа електродів і відстань між ними;  $j$  — густина струму.

Тепер вираз (1) запишемо так:

$$\Delta n_0 = \gamma n_0^2 + \frac{j}{ed}.$$

Розглянемо два крайніх випадки:

а) нехай напруга на електродах трубки мала, тоді

$$\frac{j}{ed} \ll \gamma n_0^2 \text{ і } \Delta n_0 = \gamma n_0^2.$$

Отже, слабкий електричний струм не змінює кількості іонів в одиниці об'єму й виконується закон Ома;

б) нехай рекомбінація іонів незначна, тоді

$$\gamma n_0^2 \ll \frac{j}{ed}; \quad j = \Delta n_0 ed.$$

Тепер усі новоутворені іони досягають електродів і зумовлюють струм насичення

$$I_n = jS = edS\Delta n_0 = eN_0,$$

де  $N_0 = \Delta n_0 Sd$  — інтенсивність іонізатора в об'ємі між електродами.

**Самостійний газовий розряд.** Він підтримує сам себе та зберігається після припинення дії зовнішнього іонізатора, тобто під час розряду утворюються вільні заряджені частинки. Вони можуть виникати внаслідок ударної іонізації.

При досить великій напрузі — *напрузі запалювання*  $U_3$  (див. рис. 101) електрони набувають великої енергії і, стикаючись з нейтральними молекулами, іонізують їх. Вторинні електрони також спричиняють іонізацію газу. В газорозрядній трубці відбувається процес лавинного наростання кількості електронів та іонів. Однак ударної іонізації недостатньо, щоб розряд був самостійним.

Справді, якщо зовнішній іонізатор перестає діяти, то електронна лавина припиняється після того, як іонізуючі електрони досягають анода. Тому потрібні ще й інші джерела вільних заряджених частинок. Це може бути вторинна емісія електронів з катода під впливом ударів позитивних іонів. Крім того, коли електричне поле досить сильне, позитивні іони набувають великої енергії та здатності іонізувати нейтральні молекули. У таких умовах немає потреби в іонізаторі й несамостійний розряд переходить у самостійний. Це явище називається *електричним пробом газу*, а відповідна напруга — *напругою пробою*, або *напругою запалювання газового розряду*.

У газовому розряді відбуваються складні процеси. Наприклад, світіння газу внаслідок переходу електронів на нижчі енергетичні рівні та рекомбінації зумовлює внутрішню фотоіонізацію і появу фотоелектронів на катоді. Сильне електричне поле може виривати електрони з катода (*холодна емісія*).

## § 48. Основні види газових розрядів та їх застосування

Напруга запалювання в самостійному газовому розряді залежить від хімічної природи газу, домішок, тиску, відстані між електродами, матеріалу катода тощо. Тому деякі види самостійних газових розрядів різняться як за характером фізичних процесів, що відбуваються в газорозрядній трубці, так і за зовнішнім виглядом. Розглянемо їх.

**Тліючий розряд.** Він виникає при зниженому тиску. Такий розряд можна утворити в скляній трубці з упаяними електродами, з якої насосом відкачують повітря. Спочатку утворюється невидимий тихий розряд. При тиску близько  $5 \cdot 10^3$  Па внаслідок ударної іонізації з'являються перехідні форми від несамостійного розряду до самостійного.

Вигляд розряду, що виникає при тиску  $10 \dots 0,1$  Па, зображено на рис. 102, а. Біля катода  $K$  з'являється тоненький рожевий шар — перше катодне світіння  $B$ , за ним — перший катодний темний простір  $C$  (Крукса), який переходить у фіолетове тліюче негативне світіння  $D$  з різкою межею з боку катода. Далі знаходиться другий темний проміжок  $E$  (Фарадея). Області  $B, C, D, E$  — катодні елементи розряду, в них відбуваються найголовніші фізичні процеси. Решту трубки заповнює позитивне світіння  $F$  (позитивний стовп).

У разі високого вакууму позитивний стовп розпадається на темні й світлі проміжки (*страти*). За допомогою чутливого електрометра і впаяних у трубку тонких дротин  $N$  можна дослідити розподіл потенціалу у проміжку між електродами.

Дослід показує, що спад потенціалу від анода до катода нерівномірний та неоднаковий у різних областях розряду (рис. 102, б). Найбільший він в області  $C$ . Тут під впливом сильного електричного поля позитивні іони набувають великого прискорення і вибивають з катода вторинні електрони, рух яких також дуже прискорюється в цій області. Потрапляючи в область  $D$ , електрони великої енергії зумовлюють інтенсивну ударну іонізацію молекул газу та втрачають частину енергії. У цій області «виробляються» позитивні іони для живлення розряду. Поле в області  $D$  слабке, а тлію-

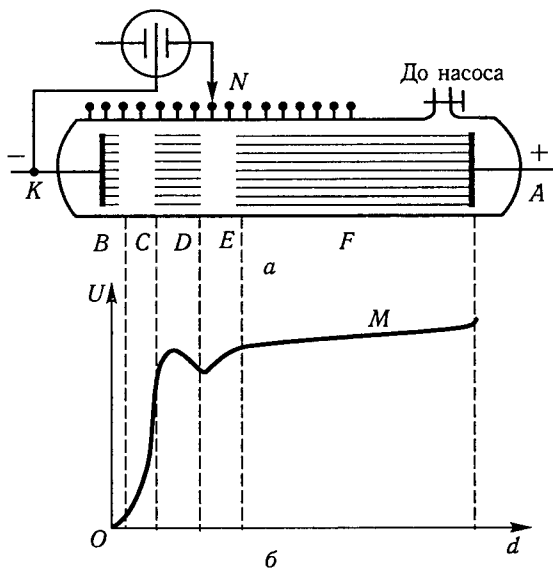


Рис. 102

че світіння пояснюється виділенням променистої енергії внаслідок рекомбінації заряджених частинок. В області  $E$  прискорюються електрони, що виникли внаслідок іонізації, та електрони вторинної емісії, які втратили частину енергії в попередній області  $D$ . В області позитивного стовпа  $F$  концентрація електронів та іонів велика (і майже однакова). Цим пояснюються добра електропровідність усього проміжку та малий спад потенціалу. Світіння виникає внаслідок переходу в нормальний стан збуджених атомів.

Тліючий газовий розряд має широке застосування. Його використовують у сигнальних неонових лампах, лампах денного світла, для катодного розпилення металів тощо.

**Китичний розряд.** Такий розряд виникає у повітрі під впливом сильного електричного поля, коли відбувається ударна іонізація газу. Його можна спостерігати під час грози на вістрях блискавковідводів, антенах, щоглах кораблів тощо. Оскільки біля вістря електричне поле неоднорідне, розряд має вигляд китиці.

**Коронний розряд.** Він виникає між провідниками, що перебувають під високою напругою в атмосфері. При цьому біля провідника виникає світіння у вигляді оболонки або корони, яка оточує провідник. Китичний і коронний розряди виникають у дуже неоднорідному електричному полі, в разі напруги між провідниками, меншій від пробивної. Коронний розряд можна спостерігати біля кондукторів електрофорної машини, якщо їх розведено на велику відстань. Він може бути навколо дроту, розміщеного по осі порожнистого циліндра, якщо між ним та циліндром напруженість електричного поля велика —  $E \approx 3 \cdot 10^6$  В/м.

Взагалі коронний розряд виникає при позитивному потенціалі дроту (позитивна корона) і при його негативному потенціалі (негативна корона), а також при змінній напрузі між провідниками. За межами негативної корони будуть іони тільки одного знака — негативні. Якщо корона позитивна, то за її межами — позитивні іони. На цьому принципі ґрунтується дія електрофільтрів для очищення промислових газів від домішок на заводах, що виробляють сірчану кислоту, на заводах кольорової металургії тощо, а також фільтрів, які застосовують для очищення доменних газів.

Виникнення корони біля провідників високовольтних ліній електропередачі — явище небажане: витрачається енергія на іонізацію повітря. Тому провідники високовольтних ліній роблять товстими або трубчастими.

Під впливом електричного поля атмосферних зарядів корона може з'явитися на щоглах кораблів, верхівках дерев і висотних будівель.

**Іскровий розряд.** Цей розряд виникає при високій напрузі (напруга пробою) в атмосферному повітрі між двома електродами





Рис. 103

такої форми, що електричне поле між ними мало відрізняється від однорідного (наприклад, між великими кулями, плоскими електродами із закругленими краями). Критична напруженість електричного поля для повітря за нормальних умов становить близько  $3 \cdot 10^6$  В/м.

Під час іскрового розряду повітряний проміжок пробивається іскрою у вигляді яскравого зигзагоподібного тонкого каналу з розгалуженнями (рис. 103). В іскрових каналах відбуваються інтенсивний процес іонізації, нагрівання газу (до 100 000 К) і зростання тиску (до десятків мегапаскалів). Тому іскровий розряд супроводжується звуковим ефектом (тріском, громом). Блискавка у повітрі є прикладом іскрового розряду, її максимальний струм досягає десятків та сотень амперів.

У твердих і рідких діелектриках іскра руйнує саму речовину, тому термін «пробій» тут має пряме значення.

Якщо розрядний проміжок малий, то іскра спричинює місцеве руйнування металу (*ерозію*). На цьому явищі ґрунтується електроіскровий метод оброблення металів (різання, свердління, поверхнєве оброблення).

**Дуговий розряд.** Він виникає при малій напрузі та великому струмі. Якщо після появи електричної іскри (від потужного джерела) поступово зменшувати відстань між електродами, то утворюється світний стовп газу у вигляді дуги. Водночас струм різко зростає, а напруга на розрядному проміжку спадає до кількох десятків вольтів.

Дуговий розряд можна утворити, минувши стадію іскри. Якщо обидва електроди зблизити до їх дотику, то в контакті створюється великий опір, а тому виділяється багато теплоти й електроди розжарюються. Якщо розвести їх на певну відстань, то між ними виникає електрична дуга. Так, у 1802 р. російський вчений В. В. Петров уперше здобув електричну дугу між двома вугільними електродами за допомогою батареї гальванічних елементів. Нині використовують електроди із спресованого порошкоподібного графіту і зв'язувальних речовин.

Необхідною умовою виникнення дуги є нагрівання катода. Охолодження анода не впливає на дугу. Теорію дугового розряду розвинув у 1905 р. В. М. Міткевич. З'ясовано, що основною причиною дугового розряду є термоелектронна емісія з катода. При атмосферному тиску температура катода досягає 3000 К. Термоелектрони з катода прискорюються електричним полем і зумовлюють ударну іонізацію молекул газу, внаслідок чого опір газового проміжку зменшується. Електрони великої енергії, бомбардую-

чи анод, утворюють у ньому заглиблення (*кратер*) та нагрівають його. Температура кратера досягає 4000 К, а при великих тисках — 6000...7000 К.

Важливими є практичні застосування електричної дуги. З часів П. М. Яблочкова (1876) електричну дугу використовують як джерело світла. За почином українського вченого Є. О. Патона (1870—1953) її застосовують для електрозварювання, плавлення і різання металів.

## § 49. Плазма

*Електронно-іонна плазма*, або плазма, є газом у стані з високим ступенем іонізації. Наприклад, плазма утворюється у позитивному стовпі тліючого розряду та в головних каналах іскрового розряду. У нейтральній плазмі концентрація електронів і позитивних іонів однакова, тому сумарний об'ємний заряд у плазмі, як і в металах, дорівнює нулю.

Концентрація носіїв струму у плазмі невелика, але значна їх рухливість спричинює велику електропровідність плазми.

За характером електропровідності плазма уподібнюється до металів, особливо при високій температурі. В електричному полі електрони набувають швидкостей, значно більших від швидкостей іонів; тому саме вони забезпечують провідність плазми.

Унаслідок великої різниці мас електронів та іонів під час зіткнень електрони передають лише незначну частину своєї енергії. Основна частина енергії електронів, набутої в електричному полі, перетворюється на енергію теплового руху. Тому при низькому тиску температура електронного газу в плазмі вища за температуру іонного газу (*неізотермічна плазма*).

З підвищенням тиску зростає кількість зіткнень і поліпшується теплообмін між електронним та іонним газами, а тому зменшується різниця їхніх температур. При досить високому тиску вказані гази мають однакову температуру (*ізотермічна плазма*).

Сприятливим чинником для утворення плазми є висока температура. За дуже високої температури (порядку кількох мільйонів кельвінів) атоми газу повністю іонізуються — розщеплюються на електрони і ядра.

У природі плазма зустрічається в космічних тілах. Надра зірок і Сонця складаються із водневої плазми. Під впливом високої температури (десятьків та сотень мільйонів кельвінів) і великого тиску відбуваються реакція злиття атомних ядер й утворення гелію. Водночас виділяється значна ядерна енергія. Високотемпературну плазму здобувають за допомогою потужних електричних розрядів і досліджують її на предмет здійснення реакцій ядерного синтезу.

Завдяки своїм специфічним властивостям плазма розглядається як *четвертий стан речовини*.

**Плазма в магнітному полі.** За відсутності магнітного поля плазма поводить себе як звичайний газ. Пояснюється це тим, що плазма квазінейтральна: навіть у досить малих об'ємах сумарний заряд електронів та позитивних іонів дорівнює нулю. За цими особливостями і в разі відсутності зовнішнього магнітного поля внутрішня поведінка плазми описується звичайними рівняннями гідро- або газодинаміки.

Якщо плазма знаходиться у магнітному полі, то в її поведінці проявляються особливості, зумовлені дією магнітного поля на рухомі заряджені частинки плазми. Наука про поведінку плазми, а також інших провідних рідин (наприклад, рідких металів) у магнітному полі називається *магнітною гідродинамікою*, а при великих числах Маха — *магнітною газодинамікою*. Наведемо деякі приклади.

Нехай деякий об'єм плазми переміщується зі швидкістю  $v$  поперек силових ліній поля з індукцією  $B$ . Тоді в цьому об'ємі, як і в будь-якому провіднику, діятиме ЕРС  $\mathcal{E} = vBl$ , де  $l$  — характерний розмір ділянки плазми. Оскільки  $R = \rho \frac{l}{S}$ , маємо  $R \approx \frac{l}{\gamma l^2} = \frac{1}{\gamma l}$ .

Згідно з законом Ома індукований у плазмі струм

$$i_{\text{ін}} = \frac{\mathcal{E}}{R} = \gamma vBl^2. \quad (1)$$

За законом Ленца індукційний струм взаємодіє з полем так, що сила взаємодії, яка виникає, перешкоджає переміщенню плазми. Отже, зауважимо, що крім звичайних гідродинамічних сил у плазмі діють ще й електромагнітні сили. Точне врахування цієї взаємодії пов'язане із значними математичними труднощами. Проте оцінити роль тих чи інших сил можна за допомогою деяких безрозмірних критеріїв, аналогічних числу Рейнольдса  $Re_m$ .

Магнітне число Рейнольдса характеризує відношення магнітної індукції поля індукованих струмів до індукції зовнішнього магнітного поля:

$$Re_m = \frac{B_{\text{інд}}}{B}. \quad (2)$$

Значні магнітні числа Рейнольдса виникають або при значній провідності плазми, або при надто значних характерних розмірах та швидкостях. Останнє спостерігається особливо часто в астрономічних масштабах і має велике значення в астрофізиці.

При значних магнітних числах Рейнольдса ( $Re_m \gg 1$ ) переміщення плазми в магнітному полі має спричинювати виникнення

сильного індукованого магнітного поля, в багато разів сильнішого від зовнішнього поля. Це потребує витрати енергії, яка може бути одержана лише завдяки кінетичній енергії плазми. Отже, індуковані струми, взаємодіючи із зовнішнім полем, перешкоджають переміщенню плазми поперек поля.

При  $Re_m \gg 1$  може статися, що плазма практично не зможе переміщуватися відносно поля. У цьому разі кажуть, що *магнітне поле вмерожене у плазму*: її переміщення супроводжується відповідною зміною магнітного поля, так що плазма не перетинає його силових ліній. Навпаки, якщо змінювати зовнішнє магнітне поле, то при  $Re_m \gg 1$  плазма стане переміщуватися так, щоб зберегалась умова вмероженості. Цим користуються для стиску і розігрівання плазми за допомогою стрімко наростаючого магнітного поля.

Другим характерним критерієм у магнітній гідродинаміці є число Альвена  $Al$ , що дорівнює відношенню густини енергії магнітного поля

$$w_m = \frac{B^2}{2\mu_0} \text{ до кінетичної енергії } w_k = \frac{\rho v^2}{2} :$$

$$Al = \frac{w_m}{w_k} = \frac{B^2}{\mu_0 \rho v^2}. \quad (3)$$

При малих магнітних числах Рейнольдса можливим є переміщення плазми відносно поля. Водночас виникають магнітні сили, які можна оцінити за законом Ампера. Підставивши у вираз сили значення індукційного струму, дістанемо

$$F_m = iBl \approx \gamma v B^2 l^3. \quad (4)$$

Для оцінювання цієї сили її порівнюють із силою опору тертя  $T \approx \eta l v$  або з силою опору тиску  $R \approx \rho v^2 l^2$ . З урахуванням цього дістанемо два нових критерії:

число Стюарта

$$N = \frac{F_m}{R} = \frac{\gamma B^2 l}{\rho v} = Al Re_m; \quad (5)$$

число Хартмана

$$He = \sqrt{\frac{F_m}{T}} = Bl \sqrt{\gamma / \eta} = \sqrt{N Re_m}. \quad (6)$$

Значення цих критеріїв можна зрозуміти з конкретного прикладу. Якщо рідина тече по трубі поперек магнітного поля, то при малих числах Хартмана або Стюарта магнітне поле слабко впливає на характер потоку, опір руху виникає в основному внаслідок в'яз-

кості рідини. Навпаки, при великих числах Хартмана або Стюарта в'язкість рідини відступає на другий план, опір руху виникає в основному внаслідок взаємодії рідини з магнітним полем.

## § 50. Магнітогідродинамічний генератор

На теплових електростанціях процес перетворення внутрішньої енергії палива на енергію електричного струму технологічно громіздкий, а ККД не перевищує 30 %. Спочатку енергія горючих речовин у печах і котлі перетворюється на енергію пари, а в паровій турбіні енергія пари переходить у кінетичну енергію ротора. Ротор турбіни обертається разом із ротором генератора, внаслідок чого в статорі збуджується струм. Ланцюжок перетворення енергії піч—котел—турбіна—генератор, у якому визначальною складовою ККД є відносно низька температура робочої пари ( $\leq 150^\circ\text{C}$ ), а також неминучі втрати на всіх етапах перетворення енергії — проблеми, які й досі залишаються невирішеними.

Технологічно більш доцільним є використання магнітогідродинамічного генератора (МГД-генератора), схему якого зображено на рис. 104.

Сутність полягає в тому, що під час згоряння палива утворюється високоіонізована плазма продуктів згоряння. Отже, потік плазми можна спрямувати поперек зовнішнього магнітного поля. При цьому, як і в будь-якому провіднику, виникне ЕРС індукції. Останню можна зняти з плазми за допомогою відповідних електродів.

На схемі МГД-генератора газ, що виникає під час згоряння палива, проходить через сопло Лавалю, внаслідок чого внутрішня енергія газу перетворюється на кінетичну. При входженні газу в сильне поперечне магнітне поле виникає ЕРС індукції — позитивні

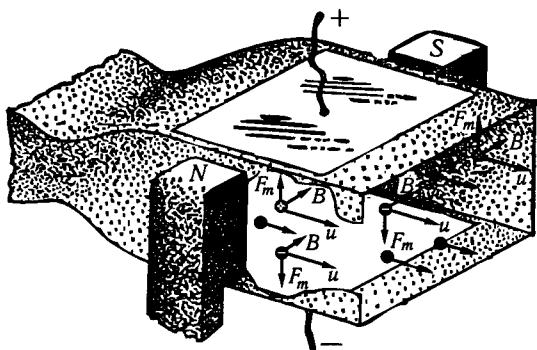


Рис. 104

іони рухатимуться до верхнього електрода, вільні електрони — до нижнього. Замкнувши електроди на зовнішнє навантаження, дістанемо в колі струм.

З метою розкриття ефективності МГД-генератора розглянемо його ЕРС, електричний і тепловий ККД.

Електричний ККД дорівнює відношенню потужності, що споживається зовнішнім навантаженням, до повної потужності:

$$\eta_{\text{ел}} = \frac{i^2 R}{i^2 (R + r)} = \frac{R}{R + r},$$

де  $R$  — опір зовнішнього навантаження;  $r$  — внутрішній опір генератора.

Для зменшення внутрішнього опору генератора слід підвищити провідність плазми. Це можна зробити збільшенням температури плазми, а також додаючи в газ присадки парів лужних металів, які мають малу роботу виходу електрона; використовуються солі калію, рідше — цезію через його високу ціну.

Робоча температура газів у МГД-генераторі становить понад 2000 К. Нижче цієї температури провідність газу настільки мала, що генератор узагалі не працює.

Підвищення температури газу благодатно впливає також на тепловий ККД, який зростає зі збільшенням різниці температур робочого тіла та навколишнього середовища. За температури близько 2000 К тепловий ККД наближається до 90 %. Крім того, підвищення температури газу дає змогу збільшити швидкість переміщення температури газу в соплі Лавалю, внаслідок чого зростає ЕРС. Поряд із цим різко збільшується спрацювання стінок сопла, через те що такі високі температури руйнують будь-які матеріали.

Зростанню ЕРС сприяє також збільшення індукції магнітного поля. З цією метою сопло МГД-генератора розміщують у зазорі потужного електромагніта. Магніт із залізним осердям і з охолодженими обмотками дає змогу створити поле з індукцією до 2 Тл, що відповідає магнітному насиченню заліза.

У перспективі можливим є використання заліза, але з надпровідними обмотками. Густина струму в таких обмотках досягає  $2 \cdot 10^8$  А/м<sup>2</sup>, індукція поля — 6 Тл. Проте застосування магнітів з надпровідною обмоткою ускладнюється величезними труднощами, пов'язаними з підтриманням у великих об'ємах простору температур рідкого гелію.

У наш час МГД-генератори ще не вийшли зі стадії лабораторного експерименту. В 1968 р. російськими вченими вперше була створена напівпромислова установка МГД-генератора, який протягом кількох годин давав струм. У майбутньому генератори цього типу знайдуть широке використання.

## § 51. Електронний газ

У 1900 р. німецький фізик П. Друде створив електронну теорію провідності металів. Подальший розвиток цієї теорії на основі статистики Максвелла — Больцмана належить голландському фізику Х. А. Лоренцу. З погляду теорії Друде — Лоренца сукупність вільних електронів можна розглядати як деякий ідеальний газ, названий *електронним*. П. Друде і Х. А. Лоренц постулювали, що властивості електронного газу аналогічні властивостям звичайного ідеального газу.

Далі ми переконаємося, що аналогія між електронним газом та ідеальним є дуже спрощеною і якраз стосовно металів вона призводить до деяких труднощів. Лише в навчальних цілях нижче розглянемо сукупність електронів провідності як ідеальний газ, що дасть змогу елементарними методами пояснити механізми деяких явищ, які відбуваються у металах та напівпровідниках.

Середню енергію теплового руху електронів у класичній теорії розраховують за формулою, за якою визначається середня кінетична енергія молекул ідеального одноатомного газу:

$$\bar{\epsilon} = \frac{m\bar{u}^2}{2} = \frac{3}{2}kT.$$

В умовах кімнатної температури маємо

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{3kT}{m}} \approx \sqrt{\frac{3 \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 300}{9,1 \cdot 10^{-31}}} \approx 10^5 \text{ м/с.}$$

Із погляду на квантові особливості електронів для обчислення середньої кінетичної енергії електрона провідності необхідно скористатися формулою  $\bar{\epsilon} \geq \frac{\hbar^2 n^{2/3}}{2m}$ . Для швидкості хаотичного руху електронів провідності знайдемо

$$\bar{u} = \sqrt{\frac{2\bar{\epsilon}}{m}} = \sqrt{\frac{\hbar^2 n^{2/3} \cdot 2}{2mm}} = \frac{\hbar^2 n^{1/3}}{m} = \frac{10^{-34} \cdot 10^{10}}{10^{-30}} \approx 10^6 \text{ м/с.}$$

Це на порядок вище, ніж за класичними розрахунками. Температура електронного газу

$$T_{\text{ел}} = \frac{2\bar{\epsilon}}{3R} = \frac{2\hbar^2 n^{2/3}}{2m \cdot 3R} \approx \frac{10^{-68} \cdot 10^{20}}{3 \cdot 9 \cdot 10^{-31} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23}} \approx 3 \cdot 10^4 \text{ К,}$$

тобто на два порядки вище температури кристалічної ґратки. Зауважимо, що при цьому теплообмін між електронним газом і кристалічною ґраткою не відбувається.

Середня швидкість теплового руху електронів перевищує середню швидкість їх упорядкованого руху приблизно у  $10^9$  разів. На цій основі можна уявити механізм виникнення струму. Доки у провіднику відсутнє електричне поле, електрони безпорядно рухаються у будь-яких напрямках. При виникненні поля електрони починають повільно пересуватися у напрямі, протилежному напрямку силових ліній поля. Цей повільний упорядкований рух часто називають «дрейфом»; практично він не впливає на тепловий рух частинок.

Не слід плутати швидкість дрейфу електронів зі швидкістю імпульсу електричного струму або швидкістю передачі електричної енергії вздовж проводів. Досвід і теорія показують, що швидкість струму дуже велика — вона дорівнює швидкості поширення електромагнітних хвиль ( $3 \cdot 10^8$  м/с). Енергію від джерела до споживача передає електромагнітне поле, а провідник із дрейфуючими електронами є лише напрямним каналом для потоку енергії.

## § 52. Ефект Холла

У розвитку електронної теорії провідності металів важливого значення набув ефект, виявлений американським фізиком Е. Г. Холлом (1855—1938) у 1879 р. Згідно з теорією Друде — Лоренца електричний струм у металах — це потік вільних електронів, зумовлений зовнішньою ЕРС. Кількісною характеристикою потоку є сила струму

$$i = \frac{\Delta q}{\Delta t} = enS\bar{v}$$

або густина струму

$$j = \frac{i}{S} = en\bar{v}, \quad (1)$$

де  $e$  — заряд електрона;  $n$  — концентрація вільних електронів;  $\bar{v}$  — середня швидкість упорядкованого руху електронів.

Примітною у виразі (1) є залежність густини струму від концентрації вільних електронів. Значення ефекту Холла полягає в тому, що за його допомогою можна визначити концентрацію електронів у металах.

Схему досліду зображено на рис. 105, *а, б*. Тонка однорідна металева пластинка у вигляді паралелепіпеда розміщується в однорідному електричному полі вздовж осі  $Ox$ , завдяки чому вздовж пластинки йтиме струм. Будь-яка площина, перпендикулярна до осі абсцис, стане еквіпотенціальною поверхнею, а різниця потенціалів між гранями 1 та 2 дорівнюватиме нулю.



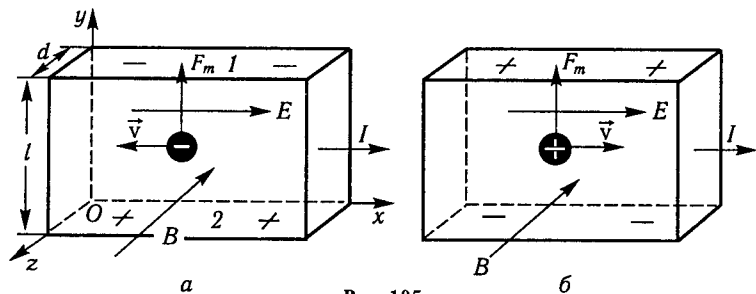


Рис. 105

Якщо ж помістити цю пластинку в магнітне поле так, щоб вектор індукції  $B$  став паралельним осі аплікату, то між гранями  $1$  і  $2$  виникне поперечна — холлівська різниця потенціалів

$$\Delta\varphi_H = \frac{R_H i B}{d}, \quad (2)$$

де  $R_H$  — стала Холла;  $i$  — сила струму;  $B$  — індукція магнітного поля;  $d$  — товщина пластинки.

Причина виникнення поперечної різниці потенціалів така: впорядкований рух електронів у пластинці відбувається у напрямі, перпендикулярному до вектора індукції магнітного поля, із середньою швидкістю  $\bar{v}$ .

На рухомі електрони діє сила Лоренца  $F_m = eBv$ , що зміщує їх до верхньої грані пластинки. В результаті на гранях пластинки виникає надмірний заряд: на верхній — негативний, на нижній — позитивний. Таким чином, уздовж осі ординат починає діяти електричне поле напруженістю  $E_y$ , яке перешкоджає переміщенню електронів до верхньої грані. Рівновага встановиться тоді, коли електрична сила зрівноважить силу Лоренца ( $F_m = F_e$ ), тобто

$$eB\bar{v} = eE_y. \quad (3)$$

Холлівська різниця потенціалів

$$\Delta\varphi_H = E_y l = \bar{v} B l, \quad (4)$$

де  $l$  — ширина пластинки.

Виразивши середню швидкість упорядкованого руху електронів через силу струму ( $\bar{v} = \frac{i}{enS} = \frac{i}{endl}$ ) та підставивши її у вираз (4), дістанемо

$$\Delta\varphi_H = \frac{1}{en} \frac{iB}{d}. \quad (5)$$

Порівнюючи (2) і (5), бачимо, що стала Холла визначається концентрацією електронів та зарядом носіїв струму:

$$R_H = \frac{1}{en}. \quad (6)$$

Отже, якщо визначимо дослідним шляхом сталу Холла, то неважко підрахувати концентрацію вільних електронів у речовині.

Торкаючись питання провідності будь-якої речовини, неодмінно приходимо до порівняння рухливості носіїв струму:

$$b = \frac{\bar{v}}{E} = \frac{\gamma}{en} = \gamma R_H, \quad (7)$$

де  $b$  — рухливість частинки, тобто відношення середньої швидкості її впорядкованого руху до напруженості електричного поля.

Отже, згідно з виразом (6), знаючи питому провідність металу  $\gamma$  і сталу Холла, можна знайти рухливість електронів провідності.

Результати експериментів для деяких металів наведено в табл. 2, де  $\rho$  — густина металу;  $A$  — його атомна маса;  $N_A$  — стала Авогадро. З таблиці випливає, що одновалентні (літій та натрій) метали мають у середньому близько одного вільного електрона на атом; тривалентний алюміній — близько трьох вільних електронів; мідь, яка буває як одно-, так і двовалентною, — трохи менше: півтора електрона на атом.

Рухливість електронів мала, тому малою є швидкість їх упорядкованого руху. Напруженість електричного поля в металах рідко буває більшою за 1 В/м, а отже, середня швидкість упорядкованого руху  $\bar{v} = bE$  не перевищує 1 мм/с.

Виміри сталої Холла були проведені у досить широкому інтервалі температур. З'ясувалося, що в металах вона не залежить від

Таблиця 2

Речовина	Стала Холла $R_H$ , м <sup>3</sup> /Кл	Питома провідність $\gamma$ , Ом <sup>-1</sup> × м <sup>-1</sup>	Концентрація електронів провідності $n = \frac{1}{eR_H}$ , м <sup>-3</sup>	Концентрація атомів, $n_0 = \frac{\rho N_A}{A}$ , 10 <sup>28</sup> м <sup>-3</sup>	Середня кількість вільних електронів на атом, $\nu = \frac{n}{n_0}$	Рухливість електронів, $b = \gamma R_H$ , 10 <sup>-3</sup> м <sup>2</sup> / (В · с)
Алюміній	$0,30 \cdot 10^{-10}$	$4,08 \cdot 10^7$	$20,8 \cdot 10^{28}$	6,03	3,46	1,2
Мідь	$0,55 \cdot 10^{-10}$	$6,41 \cdot 10^7$	$11,4 \cdot 10^{28}$	8,49	1,34	3,5
Літій	$1,70 \cdot 10^{-10}$	$1,17 \cdot 10^7$	$3,67 \cdot 10^{28}$	4,60	0,80	2,0
Натрій	$2,50 \cdot 10^{-10}$	$2,48 \cdot 10^7$	$2,50 \cdot 10^{28}$	2,54	0,99	6,2
Оксид цинку	$1,60 \cdot 10^{-5}$	$3,00 \cdot 10^2$	$3,90 \cdot 10^{24}$	~4,00	~10 <sup>-5</sup>	4,8

температури. З цього випливає, що тепловий рух молекул не відіграє ніякої ролі в утворенні вільних електронів у металах.

Значно складніші явища спостерігалися під час проведення дослідів Холла з речовинами, що належать до напівпровідників: селеном, силіцієм, германієм, оксидами деяких металів. У табл. 2 наведено характерні дані для оксиду цинку. Бачимо, що стала Холла більша, ніж у металів, приблизно у  $10^5$  разів; питома провідність у  $10^5$  разів менша, приблизно у стільки ж разів менша концентрація вільних електронів. Отже, у названих напівпровідників незначна кількість атомів є іонізованою.

Ще більш істотна особливість напівпровідників полягає у тому, що стала Холла із збільшенням температури різко зменшується, тобто концентрація вільних електронів зростає з підвищенням температури напівпровідника. Характерною особливістю напівпровідників є також той факт, що для деяких з них ефект Холла має протилежний знак, причому при тих самих напрямках струму й індукції магнітного поля. Єдине пояснення цьому можна дати, виходячи з припущення, що провідність цих речовин створюється завдяки руху позитивно заряджених частинок. Так прокладався шлях до розкриття електронно-діркової провідності напівпровідників.

### § 53. Катодні промені

За своєю природою катодні промені є спрямованим потоком електронів, вони виникають у газорозрядній трубці при досить малому тиску внаслідок вибивання електронів з катода позитивними іонами. В 1879 р. у тліючому розряді їх відкрив англійський вчений У. Крукс (1832—1919).

Якщо тиск у газорозрядній трубці порівняно великий (понад 10 Па), то катодні промені існують тільки в межах темного катодного простору Крукса. При тиску  $1 \dots 0,1$  Па вказаний простір заповнює майже всю трубку і катодні промені досягають стінок трубки. Водночас об'ємне світіння газу майже зникає; може з'явитися інтенсивне флуоресціувальне зеленувате світіння скла трубки внаслідок бомбардування її стінок електронами катодних променів.

Катодні промені вилітають з катода у напрямі, перпендикулярному до його поверхні, і поширюються прямолінійно незалежно від положення анода. Катодні промені діють на фотопластинку. Під їх впливом майже всі тверді тіла флуоресціюють — світяться характерним для них кольором. Це явище використовують у різних приладах: осцилографіях, телевізійних трубках тощо, які мають екрани, покриті спеціальною речовиною, наприклад  $ZnS$ . Катодні промені спричиняють тепловий та механічний ефекти.

Проникна здатність катодних променів мала. Вони відхиляються в електричному і магнітному полях. Саме за дослідженням дії полів на ці промені були визначені їх природа, заряд та маса електрона. Катодні промені широко використовують у сучасній науці й техніці. Крім холодних катодів для випромінювання електронів часто застосовуються підігрівні катоди.

Поряд із катодними використовують *анодні (каналові) промені*, що мають вигляд потоку позитивно заряджених іонів, які переміщуються від анода до катода. Їх неважко виділити, якщо в плоскому катоді зробити отвори. Подібно до катодних анодні промені зумовлюють люмінесцентне світіння речовин, теплову і механічну дії. Дослідження їх в електричному та магнітному полях є важливим засобом пізнання будови речовини.

## § 54. Термоелектронна емісія

Явище *термоелектронної емісії* полягає у випромінюванні електронів нагрітими металами. У процесі хаотичного руху всередині металу окремі вільні електрони набувають кінетичної енергії, більшої від роботи виходу електрона з металу. Такі електрони вириваються (емітують) з металу й утворюють навколо нього електронну хмарку. Емісія електронів зростає із нагріванням металу. Якщо розжарений метал зробити катодом  $K$  вакуумної трубки і між катодом та анодом  $A$  прикласти електричну напругу, то в трубці проходитиме термоелектронний струм (рис. 106). Така двохелектродна вакуумна трубка називається *діодом*. Електричне поле між катодом й анодом відтягує електрони до анода, електронна хмарка розсіюється і створюються умови для подальшої емісії електронів з металу.

Сила струму, віднесена до одиничної поверхні катода, називається *густиною термоелектронного струму*  $j_s$ . Провідність діода не залишається сталою величиною, а залежить від анодної напруги  $U_a$ , температури катода  $T$  та його природи.

Розглянемо два випадки.

1. Нехай температура катода залишається сталою ( $T_1 = \text{const}$ ). Пересуваючи ковзний контакт  $K_2$  (див. рис. 106), змінюватимемо анодну напругу. Залежність термоелектронного струму від анодної напруги (*вольт-амперна характе-*

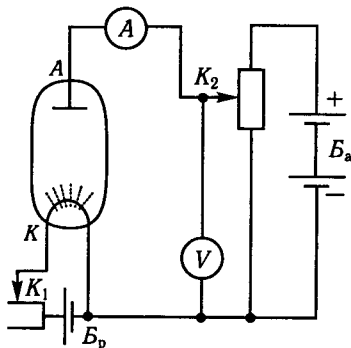


Рис. 106

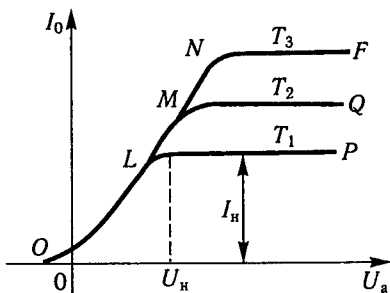


Рис. 107

ристка) зображується кривою  $OLP$  (рис. 107). Коли позитивний потенціал анода (відносно катода) дорівнює нулю, сила струму мала. Із збільшенням позитивного потенціалу анода сила струму зростає (крива  $OL$ ). При напрузі  $U_n$  струм досягає максимального значення  $I_n$  (струм насичення) і не залежить від анодної напруги (ділянка  $LP$ ). Отже, всі електрони, які ви-

літають за одиницю часу з катода, досягають анода.

2. Якщо збільшувати струм розжарення катода (пересуваючи ковзний контакт  $K_1$ , див. рис. 106), то його температура зростатиме:  $T_1 < T_2 < T_3$ . При цьому збільшується анодний струм насичення, а характеристики діода зображуватимуться кривими  $OMQ$  та  $ONF$ . Початкові ділянки характеристик діода (за малих значень  $U_a$ ) для різних температур збігаються. Крива характеристики діода найкрутіша. На цій ділянці залежність термоелектронного струму від анодної напруги визначається за формулою Богуславського — Ленгмюра

$$I = BU_a^{3/2}, \quad (1)$$

де  $B$  — стала, що характеризує форму та розміри електродів і не залежить від температури катода.

Як бачимо, вольт-амперна характеристика діода нелінійна, тобто закон Ома не виконується. Залежність густини струму насичення від температури катода подається формулою Річардсона, виведеною на основі класичної електронної теорії:

$$j_s = C\sqrt{T}e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (2)$$

де  $C$  — стала, неоднакова для різних металів;  $T$  — абсолютна температура катода;  $e$  — основа натуральних логарифмів;  $A$  — робота виходу електрона з металу;  $k$  — стала Больцмана.

За квантовою теорією густина струму насичення визначається за формулою Річардсона — Дешмана

$$j_s = DT^2e^{-\frac{A}{kT}}, \quad (3)$$

де  $D = 6,02 \cdot 10^5 \frac{A^2}{m^2 \cdot K^2}$  — стала, однакова для всіх металів.

Формули (2) і (3) дають практично близькі результати. Це пояснюється тим, що залежність  $j_s$  від  $T$  визначається в основному екс-

поненціальним множником  $e^{-\frac{A}{kT}}$ . Із формул (2) та (3) випливає, що  $j_s$  зростає як із зменшенням роботи виходу електронів з катода, так і з підвищенням його температури.

Термоелектронну емісію використовують в електронних лампах.

## § 55. Електронні лампи та їх застосування

Найпростіша електронна лампа (діод) складається з вакуумного балона (скляного або металевого) та двох електродів — катода й анода. Катод виготовлений у вигляді дроту з тугоплавкого металу (вольфрам, молібден тощо) і розжарюється струмом. Катод  $K$  розміщений всередині анода  $A$ , який має циліндричну або близьку до неї форму (рис. 108). Щоб зменшити роботу виходу електронів з катода, його роблять активованим. Наприклад, торійований вольфрамовий катод — це вольфрам, покритий мономолекулярним шаром торію. Оксидний катод — це метал, покритий шаром оксидів лужноземельних металів ( $BaO$ ,  $CrO$ ,  $CaO$ ).

Після пропускання струму через електронну лампу за температури катода близько 1000 К на його поверхні виникає одноатомний шар позитивних іонів лужноземельного металу, який сприяє виходу електронів з матеріалу катода. В сучасних електронних лампах застосовують *катоди прямого розжарення* та *непрямого* (підігрівні). Катоди прямого розжарення виготовляють у вигляді прямолінійної або W-подібної нитки. Вони розжарюються безпосередньо електричним струмом. У підігрівних катодах нагрівається керамічний циліндр, усередині якого міститься розжарювана струмом металева нитка. На циліндр надіто металевий активований ковпачок, з поверхні якого емітують електрони. Діод з підігрівним катодом схематично показано на рис. 109. На схемах нитку розжарення зображують не завжди.

Якщо позитивний полюс анодної батареї з'єднати з анодом, а негативний — з катодом, то під впливом електричного поля термоелектрони переміщуватимуться всередині балона від катода до анода і в колі з'явиться електричний струм. У разі зміни

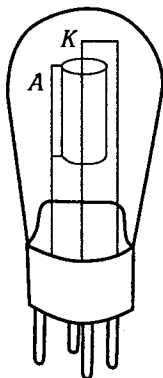


Рис. 108

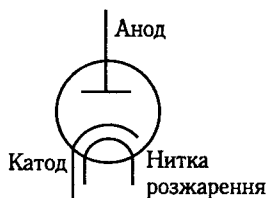


Рис. 109

полярності прикладеної напруги всі термоелектрони відштовхуватимуться до катода, тому струм через лампу не проходитиме. Отже, електронна лампа має одnobічну провідність — пропускає струм тільки в одному напрямі. Ця властивість лампи використовується у випрямлячах змінного струму; у цьому разі її називають *кенотроном*.

Змінну напругу  $U_{\text{вх}}$  підводять до затискачів  $A$  та  $B$  (рис. 110, *a*), що відповідає синусоїді  $U$  (рис. 110, *б*). При цьому на резисторі  $R$  утворюється пульсуюча вихідна напруга  $U_{\text{вих}}$  одного знака (рис. 110, *в*). Щоб зменшити пульсацію, в анодне коло вмикають фільтр. Найпростіший з них — конденсатор  $C$ , ввімкнений паралельно навантаженню  $R$ . Із збільшенням  $U_{\text{вх}}$  конденсатор швидко заряджається, а потім із зменшенням  $U_{\text{вх}}$  повільно розряджається через опір і підтримує в ньому струм. Унаслідок цього утворюється вихідна напруга, зображена на рис. 110, *г*. Пульсації  $U_{\text{вих}}$  тим менші, чим більший добуток  $RC$ .

Використовуючи два діоди або діод із двома анодами (рис. 111, *a*), можна дістати двопівперіодний кенотронний випрямляч струму. У цьому разі споживач струму  $R$  умикають між катодом та середньою точкою вторинної обмотки трансформатора. Напрямок струму  $I$  в ньому показано стрілкою.

З рис. 111, *б* неважко побачити, що в першому півперіоді, коли ЕРС у котушці зумовлює додатне значення напруги  $U_{A_1K}$ , спрацьовує перший анод і замикається коло із струмом  $I_1$ ; у другому півперіоді, коли додатною стане напруга  $U_{A_2K}$ , буде задіяний інший анод і замкнеться електричне коло зі струмом  $I_2$ . Через споживач  $R$  весь час проходить струм одного й того самого напрямку.

У сучасній електроніці використовують складніші електронні лампи: трьохелектродні (тріод), чотирьохелектродні (тетрод), п'ятиелектродні (пентод) та ін.

У тріоді, крім катода  $K$  й анода  $A$ , є ще керувальна сітка  $C$  — металева сітка або спіраль, розміщена між катодом та анодом (рис. 112).

Схему вмикання тріода в коло зображено на рис. 113. Напругу на електродах лампи визначають відносно катода. Напруга на аноді завжди позитивна, а на сітці вона може бути як позитивною, так і негативною. Змінюючи напругу на сітці, можна змінювати анодний струм, тобто керувати ним. У тріоді анодний струм є функцією двох напруг — анодної  $U_a$  і сіткової  $U_c$ , тобто  $I_a = f(U_a, U_c)$ . Напруги  $U_a$  і  $U_c$  можуть змінюватися незалежно одна від одної.

Розглянемо два випадки.

1. Нехай напруга на сітці стала ( $U_c = \text{const}$ ), тоді  $I_a = f(U_a)$ . Графік цієї функції зображено на рис. 114. Його називають *анодною статичною характеристикою тріода*. Електронна хмарка біля ка-

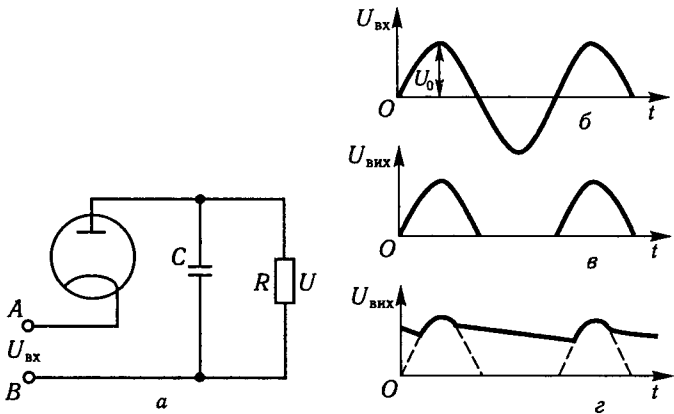


Рис. 110

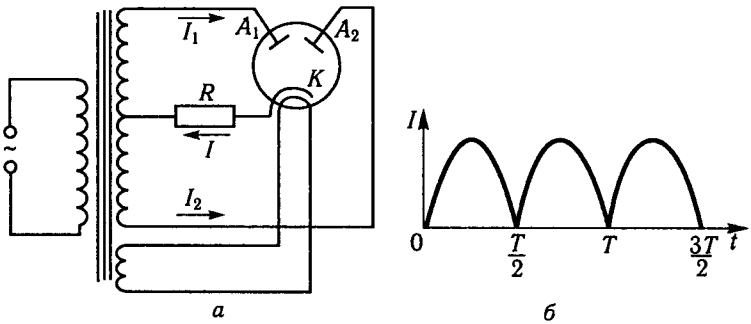


Рис. 111

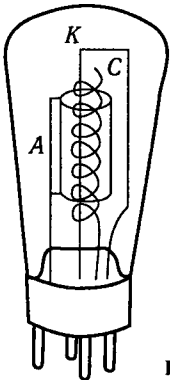


Рис. 112

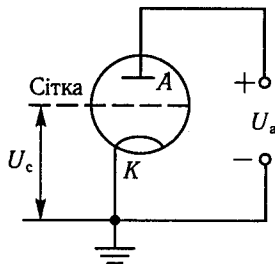


Рис. 113



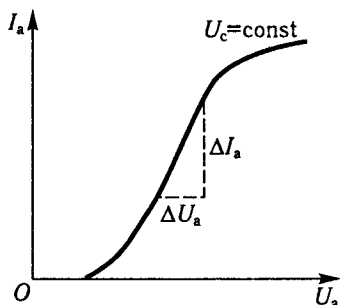


Рис. 114

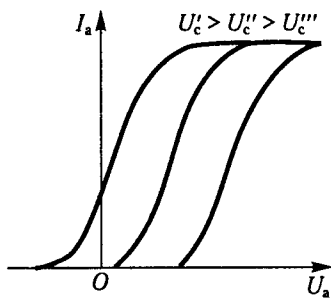


Рис. 115

тоді і негативна напруга сітки обмежують силу анодного струму. Тому можна говорити про *внутрішній опір лампи*  $R_i$  (у заданому режимі), який визначається з анодної характеристики:

$$R_i = \lim_{\Delta I_a \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta U_a}{\Delta I_a} \right)_{U_c} = \left( \frac{\partial U_a}{\partial I_a} \right)_{U_c}. \quad (1)$$

Індекс  $U_c$  вказує на незмінність напруги;  $R_i$  чисельно дорівнює тангенсу кута нахилу анодної характеристики до осі струмів у заданій точці.

Різним сталим значенням  $U_c$  відповідають різні анодні характеристики. На рис. 115 зображено сім'ю анодних характеристик для різних значень  $U_c$ , причому зі збільшенням  $U_c$  вони зміщуються у бік зменшення анодної напруги.

2. Нехай  $U_a = \text{const}$ , тоді  $I_a$  залежатиме від знака і значення сіткової напруги, тобто  $I_a = f(U_c)$ . Графік цієї функції зображено на рис. 116. Його називають *сітковою статичною характеристикою триода*.

Коли напруга сітки негативна, частина термоелектронів відштовхується назад до катода й анодний струм буде менший, ніж тоді, коли немає сітки. Якщо на сітку подати досить велику негативну напругу, то сітка повністю екрануватиме анод. Водночас термоелектрони не можуть перемогти відштовхувальної дії негативно зарядженої сітки й анодного струму не буде — лампу заперто (точка  $A$ , рис. 116). Запірна напруга сітки (відрізок  $OA$ ) тим більша, чим більша анодна напруга. Із зменшенням абсолютного

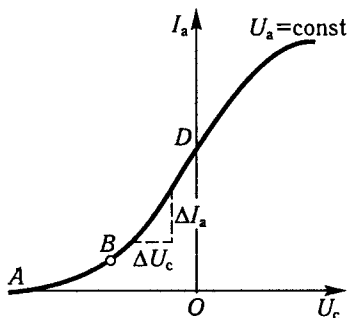


Рис. 116

значення негативної сіткової напруги виникає анодний струм (точка  $B$ ). Якщо  $U_c = 0$ , то тріод діє як діод (нульовий струм, відрізок  $OD$ ).

При  $U_c > 0$  анодний струм зростає і досягає насичення. На практиці використовується прямолінійна ділянка сіткової характеристики. Перевага віддається характеристикам, у яких зазначена ділянка лежить в області негативних сіткових напруг (негативне сіткове зміщення).

На рис. 117 зображено сім'ю сіткових характеристик. Чим більша анодна напруга, тим меншою має бути сіткова напруга, щоб дістати такий самий струм.

Іншим важливим параметром лампи є *крутість сіткової характеристики* (позначається  $S$ ):

$$S = \lim_{\Delta U_c \rightarrow 0} \left( \frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} \right)_{U_a} = \left( \frac{\partial I_a}{\partial U_c} \right)_{U_a}. \quad (2)$$

Індекс  $U_a$  вказує на незмінність анодної напруги. Крутість сіткової характеристики дорівнює тангенсу кута нахилу характеристики в точці, що розглядається. Вона показує, наскільки зростає анодний струм із збільшенням сіткової напруги на 1 В.

Сітка розміщується ближче до катода, ніж до анода; тому вплив сіткової напруги на анодний струм більший, ніж анодної. Цю властивість тріода характеризує його третій параметр — коефіцієнт підсилення  $\mu$ , який визначається із сім'ї характеристик.

Переведемо лампу із режиму в робочій точці  $M$  у режим із робочою точкою  $N$  при незмінному анодному струмі (див. рис. 117). Унаслідок цього анодна напруга зміниться на  $\Delta U_a > 0$ , сіткова — на  $\Delta U_c < 0$ . Ці зміни напруг за своїм впливом на анодний струм еквівалентні, але чисельно  $\Delta U_a > \Delta U_c$  і *статичний коефіцієнт*

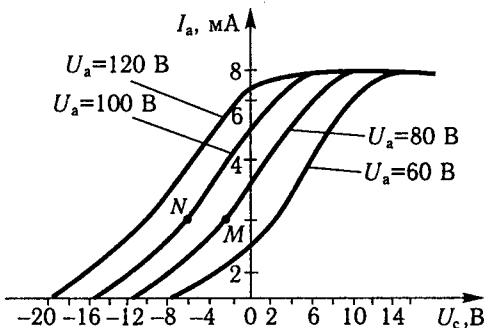


Рис. 117

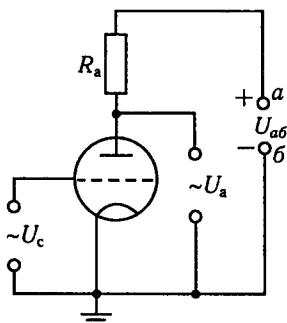


Рис. 118

підсилення  $\mu$  лампи

$$\mu = \lim_{\Delta U_c \rightarrow 0} \left( -\frac{\Delta U_a}{\Delta U_c} \right)_{I_a} = - \left( \frac{\partial U_a}{\partial U_c} \right)_{I_a}, \quad (3)$$

де індекс  $I_a$  вказує на сталість анодного струму.

Коефіцієнт  $\mu$  лампи показує, у скільки разів зміна напруги на сітці діє сильніше, ніж зміна напруги на аноді, або на скільки вольтів треба збільшити анодну напругу, коли зменшують сіткову напругу на 1 В, щоб анодний струм залишився незмінним.

Для триодів різних призначень  $\mu$  не перевищує 100.

Керувальна дія сітки дає змогу використовувати триод для підсилення електричних сигналів. Принципову схему підсилювача з триодом зображено на рис. 118. На затискачі  $a$  і  $b$  подається стала напруга анодної батареї ( $U_{ab} = \text{const}$ ). В анодне коло лампи ввімкнено навантажувальний резистор опором  $R_a$ . Підсилювач такого типу називається *підсилювачем на резисторі*, або *резистивним підсилювачем*.

Триод використовують також у генераторах електричних коливань. Із застосуванням складніших ламп можна ознайомитися у спеціальній літературі.

## Розділ 6

---

# ЕЛЕКТРОМАГНЕТИЗМ

### § 56. Магнітне поле

У 1820 р. датський фізик Х. К. Ерстед помітив, що магнітна стрілка, розміщена поблизу провідника із струмом, відхиляється від початкового стану. Дослідження показали, що стрілка повертається і намагається розміститися так, щоб її вісь була перпендикулярна до провідника (рис. 119). Із зміною напрямку струму напрям повертання магнітної стрілки змінюється.

Відкриття Х. К. Ерстеда мало принципове значення для розвитку науки. Воно засвідчило існування істотних зв'язків між електричними та магнітними явищами, вихрового магнітного поля і пондеромоторних сил, відмінних від центральних сил притягання та відштовхування.

Пізніші дослідження показали, що при заміні металевого провідника із струмом відповідним струмом в електролітичній або газорозрядній трубці останній так само діє на магнітну стрілку. У 1911 р. російський фізик А. Ф. Йоффе експериментально довів, що електронний пучок діє аналогічно на магнітну стрілку, а О. О. Ейхенвальд (1864—1944) виявив, що таку дію проявляє також усяке рухоме заряджене тіло (*конвекційний струм*). Усі ці досліди підтверджують, що навколо будь-якого електричного струму (рухомої зарядженої частинки) нерозривно існує магнітне поле.

Магнітне поле є видом матерії. Виявляючись за дією на магнітну стрілку або провідник із струмом, воно намагнічує, деформує і змінює електричний опір тіл тощо. Властивості магнітного поля мають важливі практичні застосування.

Силовою характеристикою магнітного поля в кожній точці є вектор магнітної індукції  $\vec{B}$ . Магнітне поле називається *однорідним*, якщо вектори  $\vec{B}$  в усіх його точках однакові.

З'ясуємо напрям вектора магнітної індукції та його модуль. За напрям цього вектора в заданій точці поля приймають напрям вектора сили, з якою поле діє на північний полюс нескінченно малої магнітної стрілки, розміщеної в цій точці. Така стрілка не спотворюватиме досліджуване магнітне поле.

Для графічного зображення магнітного поля користуються *лініями магнітної індукції* — кривими, дотичні до яких у кожній точці

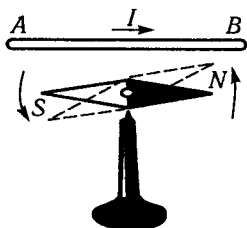


Рис. 119

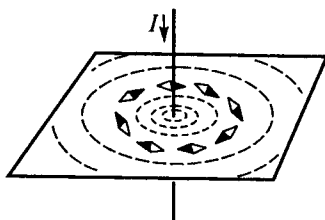


Рис. 120

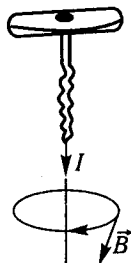


Рис. 121

збігаються з напрямом вектора  $\vec{B}$  в цих точках поля. Ці лінії добре вирисовуються за допомогою залізних ошукрок, які у магнітному полі намагнічуються і поводять себе як маленькі магнітні стрілочки (рис. 120).

Лінії магнітної індукції завжди замкнені й охоплюють провідник із струмом. Для визначення їх напрямку користуються правилом свердлика: якщо свердлик повертати так, щоб його поступальний рух збігався з напрямом струму  $I$ , то обертальний рух рукоятки покаже напрям ліній магнітної індукції  $\vec{B}$  (рис. 121). Зручним є також правило обхвату правою рукою: якщо великий палець правої руки спрямувати у напрямі струму, а рештою пальців обхопити провідник із струмом, то вони покажуть напрям ліній магнітної індукції, а отже, і вектора  $\vec{B}$ .

Модуль вектора магнітної індукції визначають згідно з законом Ампера.

## § 57. Дія магнітного поля на електричний струм. Сила Ампера

Якщо в магнітне поле внести провідник із струмом, то на нього діятиме сила, яка називається *силою Ампера*. Щоб продемонструвати цю дію, візьмемо дві рейки  $M_1N_1$  та  $M_2N_2$  і помістимо на них

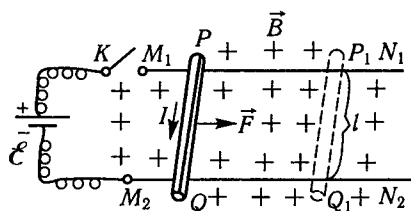


Рис. 122

трубчастий металевий провідник  $QP$  (рис. 122). До рейок приєднаємо джерело ЕРС  $\mathcal{E}$ . Нехай лінії магнітної індукції  $\vec{B}$  напрямлені зверху вниз. Коли вимикачем  $K$  замкнати електричне коло, на провідник із струмом діятиме сила Ампера, внаслідок чого він

почне переміщатися вздовж рейок ( $Q_1P_1$ ). Із зміною напрямку струму змінюється також напрям сили Ампера.

Експериментально французький вчений А. М. Ампер довів, що сила  $F$ , яка діє на прямолінійний провідник із струмом, що перебуває в однорідному магнітному полі, прямо пропорційна силі струму  $I$ , магнітній індукції  $B$ , довжині  $l$  провідника та синусові кута  $\alpha$  між напрямом струму і вектором  $\vec{B}$ , тобто

$$F = kIBl \sin \alpha, \quad (1)$$

де  $k$  — коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору одиниць пов'язаних величин. У СІ  $k = 1$ .

Коли магнітне поле неоднорідне, його потрібно розділити на області, в яких магнітне поле можна вважати однорідним, а елемент  $dl$  довжини провідника — прямолінійним. Тоді закон Ампера запишеться так:

$$dF = IBdl \sin(\widehat{d\vec{l}, \vec{B}}), \quad (2)$$

або у векторній формі

$$d\vec{F} = I [d\vec{l} \cdot \vec{B}], \quad (3)$$

де  $(\widehat{d\vec{l}, \vec{B}})$  — кут між векторами  $d\vec{l}$  (проведеним у напрямі струму  $I$ ) та  $\vec{B}$ .

Напрямок сили  $d\vec{F}$  визначають за правилом векторного добутку. Показано, що вектор  $d\vec{F}$  напрямлений перпендикулярно до площини, в якій лежать вектори  $d\vec{l}$  і  $\vec{B}$ , тобто сила електромагнітної взаємодії завжди перпендикулярна до ліній індукції магнітного поля, тоді як сили електростатичного поля (гравітаційного теж) напрямлені по дотичних до ліній індукції (особливість центральних сил взаємодії).

Можна користуватися таким мнемонічним правилом: якщо долоню лівої руки розмістити так, щоб лінії індукції  $B$  входили в долоню, а витягнуті пальці показували напрям струму  $I$ , то відхилений великий палець покаже напрям сили Ампера. З'ясуємо зміст та одиницю магнітної індукції  $B$ .

Якщо  $d\vec{l} \perp \vec{B}$ , то згідно з виразом (2)

$$B = \frac{dF}{Idl},$$

тобто магнітна індукція визначається силою, з якою магнітне поле діє на одиницю довжини провідника, по якому проходить одиничний струм  $I$ . Одиницею магнітної індукції в СІ є  $1 \frac{\text{Н}}{\text{А} \cdot \text{м}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{м}^2} =$

$$= 1 \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2} = 1 \text{ Тл (вебер на квадратний метр, або тесла)}.$$

## § 58. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо—Савара—Лапласа

Нехай постійний електричний струм  $I$  проходить по провіднику довільної форми. Треба визначити модуль і напрям вектора індукції в якійсь точці  $A$  магнітного поля, пов'язаного з цим струмом (рис. 123).

Це питання вивчали французькі вчені Ж. Б. Біо (1774—1862) та Ф. Савар (1791—1841) у 1820 р. Вони зібрали експериментальний матеріал, за яким довели, що модуль вектора магнітної індукції  $\vec{B}$  пропорційний силі струму  $I$ ; що залежність  $\vec{B}$  від довжини провідника зі струмом може бути визначена лише для елемента  $dl$  провідника. Узагальнення цих даних привели французького вченого П. С. Лапласа (1749—1827) до такого закону:

$$dB = k \frac{I dl \sin(\widehat{d\vec{l}, \vec{r}})}{r^2}, \quad (1)$$

де  $k$  — коефіцієнт пропорційності, що залежить від вибору одиниць  $B, I, l, r$  і властивостей середовища, в якому локалізовано магнітне поле;  $(\widehat{d\vec{l}, \vec{r}})$  — кут між вектором  $d\vec{l}$  (у напрямі струму) та вектором  $\vec{r}$ ;  $r$  — модуль радіуса-вектора, проведеного від елемента  $dl$  довжини провідника до точки  $A$ . Вплив середовища оцінюється його магнітною проникністю.

Отже,  $k$  можна подати у вигляді добутку двох коефіцієнтів:  $k = k_1 \mu_a$ , де  $k_1$  залежить від вибору одиниць указаних вище величин;  $\mu_a$  — абсолютна магнітна проникність середовища. Числове значення  $\mu_a$  залежить не тільки від властивостей середовища, а й від вибору системи одиниць. Тому зручно користуватися відносною магнітною проникністю  $\mu = \frac{\mu_a}{\mu_0}$ , де  $\mu_0$  — магнітна проникність вакууму (у тій самій системі одиниць).

В одиницях СІ  $k_1 = \frac{1}{4\pi}$ ,  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$ . Закон Біо—Савара—Лапласа в цій системі запишемо так:

$$dB = \frac{\mu \mu_0}{4\pi} \frac{I dl \sin(\widehat{d\vec{l}, \vec{r}})}{r^2}, \quad (2)$$

або у векторній формі

$$d\vec{B} = \frac{\mu \mu_0 I}{4\pi r^3} [d\vec{l} \cdot \vec{r}]. \quad (3)$$

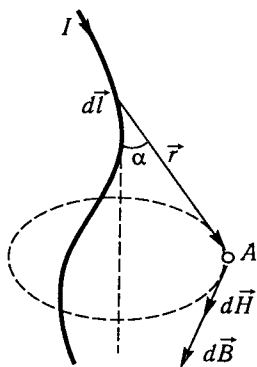


Рис. 123

Крім магнітної індукції  $\vec{B}$  вводиться також інша векторна характеристика магнітного поля, яка називається напруженістю. *Напруженість магнітного поля*  $\vec{H}$  — векторна величина, що не залежить від магнітних властивостей середовища і характеризує магнітне поле в кожній точці за пов'язаним з ним струмом та положенням точки. Якщо середовище однорідне й ізотропне, то ці умови задовольняє відношення  $\frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}$ , тобто  $\vec{H} = \frac{\vec{B}}{\mu\mu_0}$ .

Закон Біо—Савара—Лапласа для напруженості магнітного поля запишемо так:

$$dH = \frac{Idl \sin(d\vec{l}, \hat{r})}{4\pi r^2},$$

або у векторній формі

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi r^3} [d\vec{l} \cdot \vec{r}].$$

Вектори  $d\vec{B}$  і  $d\vec{H}$  збігаються за напрямом, їх напрям визначають за правилом векторного добутку або за правилом обхвату правою рукою.

Магнітне поле зображують графічно лініями магнітної індукції або лініями напруженості, дотичні до яких у кожній точці збігаються за напрямом з векторами  $\vec{B}$  або  $\vec{H}$ .

З електростатики відомо, що вектор електричного зміщення  $\vec{D}$  не залежить від властивостей середовища. Тому можна сказати, що аналогом вектора  $\vec{D}$  електричного поля є вектор напруженості  $\vec{H}$  магнітного поля.

## § 59. Магнітне поле прямого, колового і соленоїдного струмів

Лінії напруженості магнітного поля прямолінійного провідника із струмом є системою концентричних кіл (їхні центри розміщено на осі провідника), розташованих у площині, перпендикулярній до осі провідника. Їхній напрям визначають за правилом свердлика або обхвату правою рукою. Визначимо  $H$  у якійсь точці  $A$  на відстані  $R$  від осі провідника. Для цього виділимо ділянку  $MN$  провідника та поділимо її на нескінченно малі елементи  $dl$  (рис. 124).

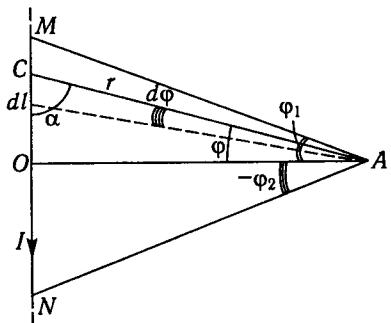


Рис. 124



Нехай  $CO = l$ ;  $OA = R$  і  $CA = r$ . За законом Біо—Савара—Лапласа вектор напруженості  $d\vec{H}$  магнітного поля, пов'язаного з елементом довжини  $dl$  провідника із струмом  $I$ , чисельно становитиме

$$dH = \frac{1}{4\pi} \frac{I dl \sin(d\vec{l}, \vec{r})}{r^2}. \quad (1)$$

Із рис. 124 випливає, що  $\sin(d\vec{l}, \vec{r}) = \sin \alpha = \cos \varphi$ ;  $r = \frac{R}{\cos \varphi}$ ;  $l = R \operatorname{tg} \varphi$ ;  $dl = \frac{R d\varphi}{\cos^2 \varphi}$ . Підставивши ці вирази у формулу (1), дістанемо

$$dH = \frac{I}{4\pi R} \cos \varphi d\varphi,$$

звідки

$$H = \frac{I}{4\pi R} \int_{-\varphi_2}^{\varphi_1} \cos \varphi d\varphi = \frac{I}{4\pi R} (\sin \varphi_1 + \sin \varphi_2). \quad (2)$$

Коли провідник нескінченно довгий ( $MN \gg R$ ),  $\varphi_1 = \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$  й остаточно дістанемо

$$H = \frac{I}{2\pi R}. \quad (3)$$

Вираз (3) дає можливість визначити одиницю  $H$  у СІ. Це напруженість поля, пов'язаного з прямим провідником із силою струму 1 А на відстані  $\frac{1}{2\pi}$  м (або із струмом 2π А на відстані 1 м) від осі провідника:  $1 \frac{\text{А}}{\text{м}}$ .

Знаючи вектор  $\vec{H}$ , можна визначити вектор  $\vec{B}$ . Якщо провідник перебуває в середовищі з відносною магнітною проникністю  $\mu$ , то модуль вектора магнітної індукції

$$B = \frac{\mu \mu_0 I}{2\pi R}.$$

Лінії напруженості магнітного поля колового провідника (витка) із струмом зображено на рис. 125. Визначимо  $H$  у центрі колового струму (рис. 126). У цьому випадку  $(d\vec{l}, \vec{r}) = \frac{\pi}{2}$  і  $r = R$ , тому

$$dH = \frac{I}{4\pi R^2} dl, \text{ звідки}$$

$$H = \frac{I}{4\pi R^2} \int_0^{2\pi R} dl = \frac{I}{2R}. \quad (4)$$

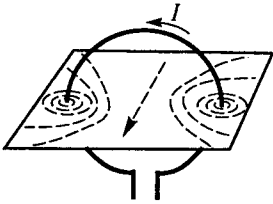


Рис. 125

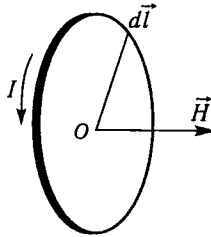


Рис. 126

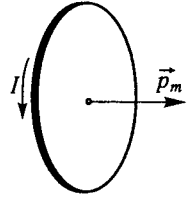


Рис. 127

Вектор  $\vec{H}$  напрямлений уздовж осі колового струму, причому його напрям визначається за правилом свердлика: якщо рукоятку свердлика повертати в напрямі струму, то поступальний рух свердлика покаже напрям  $\vec{H}$  (і ліній напруженості).

Нехай точка, в якій визначаємо  $H$ , знаходиться на осі колового струму на відстані  $h$  від центра кола; тоді

$$H = \frac{IR^2}{2(R^2 + h^2)^{3/2}},$$

або

$$H = \frac{\pi R^2 I}{2\pi(R^2 + h^2)^{3/2}} = \frac{SI}{2\pi(R^2 + h^2)^{3/2}}, \quad (5)$$

де  $S = \pi R^2$  — площа витка.

Добуток  $SI = p_m$  називають магнітним моментом колового струму. Це вектор, напрям якого визначають за поступальним рухом свердлика, якщо його рукоятку обертати в напрямі струму (рис. 127). Тому вираз (5) можна записати у вигляді

$$\vec{H} = \frac{\vec{p}_m}{2\pi(R^2 + h^2)^{3/2}}. \quad (6)$$

Якщо  $h \gg R$ , то  $\vec{H} = \frac{\vec{p}_m}{2\pi h^3}$ .

Напруженість магнітного поля на осі досить довгого соленоїда ( $l \gg R$ ) визначають за формулою

$$H = \frac{nI}{l} = n_0 I, \quad (7)$$

де  $n_0 = \frac{n}{l}$  — кількість витків соленоїда, що припадають на одиницю його довжини. Добуток  $n_0 I$  — це кількість ампер-витків на метр  $\left(\frac{A}{M}\right)$ . Отже, одиницею напруженості  $H$  в СІ є  $1 \frac{A}{M}$ .

Модуль вектора магнітної індукції соленоїда

$$B = \frac{\mu\mu_0 nI}{l}. \quad (8)$$

## § 60. Вихровий характер магнітного поля

Циркуляцією вектора  $\vec{H}$  напруженості магнітного поля уздовж замкнутого контуру  $L$  називається такий інтеграл:

$$\mathcal{E}_m = \oint_L (\vec{H} d\vec{l}) = \oint_L H dl \cos(\vec{H}, d\vec{l}) = \oint_L H_l dl, \quad (1)$$

де  $H_l$  — складова вектора  $\vec{H}$  у напрямі контуру;  $dl$  — елемент його довжини (інтегрування поширюється на весь контур).

Для спрощення визначимо циркуляцію вектора  $\vec{H}$  уздовж якоїсь лінії напруженості магнітного поля прямого струму (рис. 128). У цьому разі  $\cos(\vec{H}, d\vec{l}) = 1$  і  $H = \frac{I}{2\pi R}$ , тому

$$\mathcal{E}_m = \frac{I}{2\pi R} \int_0^{2\pi R} dl = I,$$

або

$$\oint_L H_l dl = I. \quad (2)$$

Вираз (2) справджується для провідників будь-якої конфігурації незалежно від природи струму та форми замкнутого контуру  $L$ , аби тільки цей контур охоплював струм. Із виразу (2) випливає, що

$$\oint H_l dl \neq 0. \quad (3)$$

Силоне поле, напруженість якого задовольняє умову (3), називається *непотенціальним*, або *вихровим*. Лінії напруженості магнітного поля не мають ні початку, ні кінця — вони завжди замкнені. Цим пояснюється те, що в природі немає магнітних зарядів. У цьому полягає істотна відмінність магнітного поля від електростатичного.

З електродинаміки відомо (див. § 23), що циркуляція вектора сторонніх сил дорівнює ЕРС джерела. Тому циркуляцію вектора напруженості магнітного поля вздовж замкнутого контуру називають *магніторушійною силою*  $\mathcal{E}_m$ . На основі цього поняття можна ввести поняття *магнітного потенціалу*. Виявляється, що магнітний потенціал в якійсь точці магнітного поля — неоднозначна величина, тоді як потенціал електростатичного поля є величиною однозначною.

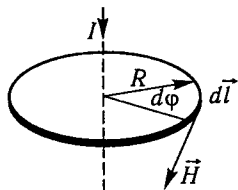


Рис. 128

Якщо контур  $L$  охоплює струми  $I_1, I_2, \dots, I_n$ , то вираз (2) записують так:

$$\oint_L H_l dl = \sum_{k=1}^n I_k.$$

Цим рівнянням закон Біо—Савара—Лапласа виражається в інтегральній формі.

## § 61. Взаємодія двох прямих струмів

У 1820 р. французький вчений А. М. Ампер експериментально довів, що два прямі паралельні струми притягуються, а антипаралельні відштовхуються; непаралельні струми намагаються стати паралельними в одному напрямі. Це стосується також двох колових струмів.

Розглянемо два нескінченно довгі паралельні провідники  $1$  і  $2$  відповідно із струмами  $I_1$  та  $I_2$  (рис. 129). Індукція магнітного поля струму  $I_1$  в точці  $A$  на відстані  $R$  від провідника  $1$  становить

$$B_1 = \frac{\mu \mu_0 I_1}{2\pi R}.$$

Вектор  $\vec{B}_1$  за правилом свердлика (або обхвату правою рукою) напрямлений до нас і перпендикулярний до провідника  $2$ . Тому  $\sin(\vec{l}, \vec{B}_1) = 1$ . Сила Ампера, що діє на відрізок провідника  $2$  завдовжки  $l$  із струмом  $I_2$ , визначається виразом

$$F_{12} = B_1 I_2 l = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} l.$$

Якщо струми  $I_1$  та  $I_2$  паралельні, то сила  $F_{12}$  напрямлена до провідника  $1$  (за правилом лівої руки).

Аналогічно можна показати, що на провідник  $1$  із струмом  $I_1$  діє сила

$$F_{21} = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} l,$$

але ця сила напрямлена до провідника  $2$ , тобто  $\vec{F}_{12} = -\vec{F}_{21}$  (струми притягуються).

Якщо змінити напрям  $I_1$  (або  $I_2$ ), то зміняться напрями  $\vec{F}_{12}$  й  $\vec{F}_{21}$ .

Оскільки  $|\vec{F}_{12}| = |\vec{F}_{21}|$ , у загальному випадку

$$F = \frac{\mu \mu_0 I_1 I_2}{2\pi R} l. \quad (1)$$

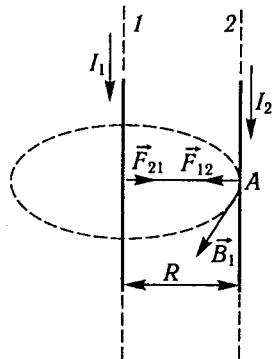


Рис. 129

Вивчення взаємодії двох прямих постійних паралельних струмів дало змогу визначити одиницю струму — ампер — як одну з основних у СІ. Ампер (А) — сила постійного струму, який, проходячи по двох паралельних прямолінійних провідниках нескінченної довжини малого кругового перерізу, розміщених на відстані 1 м один від одного у вакуумі, утворює силу взаємодії між ними, що дорівнює  $2 \cdot 10^{-7}$  Н на кожний метр довжини.

З означення ампера і формули (1) знайдемо значення  $\mu_0$ :  $2 \cdot 10^{-7} \text{ Н} = \frac{\mu_0 \cdot 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ А} \cdot 1 \text{ м}}{2\pi \cdot 1 \text{ м}}$ , звідки  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Н}}{\text{А}^2} = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$  (генрі на метр).

## § 62. Замкнений контур із струмом у магнітному полі

Дію магнітного поля на замкнений контур із струмом використовують для побудови електродвигуна та електровимірювальних приладів. Розглянемо докладніше цю дію в різних випадках.

1. *Магнітне поле однорідне, площина контуру із струмом  $I$  перпендикулярна до лінії індукції* (рис. 130).

Застосуємо до довільно вибраного елемента  $\Delta \vec{l}$  контуру із струмом закон Ампера. Оскільки вектор індукції  $\vec{B}$  перпендикулярний до елемента  $\Delta \vec{l}$  струму, дістаємо

$$\Delta f = IB\Delta l. \quad (1)$$

За правилом лівої руки ця сила має радіальний напрям від центра контуру. Такий характер мають сили, що діють на всі інші елементи контуру. Отже, замкнений контур із струмом у цьому випадку зазнаватиме всебічного розтягу (а в разі протилежного напрямку струму — стиску).

2. *Площина замкненого контуру із струмом паралельна лініям індукції поля* (рис. 131). У цьому разі на елемент струму діятиме сила Ампера

$$\Delta f_1 = IB\Delta l_1 \sin \alpha.$$

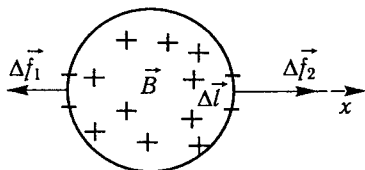


Рис. 130

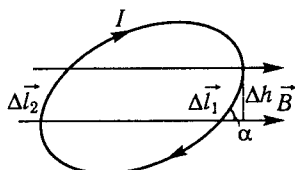


Рис. 131

Оскільки  $\Delta l_1 \sin \alpha = \Delta h$ , знаходимо

$$\Delta f_1 = IB\Delta h, \quad (2)$$

де  $\Delta h$  — відстань між лініями індукції, які обмежують елементи  $\Delta l_1$  і  $\Delta l_2$  струму.

Аналогічно можна показати, що сила дії поля на елемент  $\Delta l_2$  струму становитиме

$$\Delta f_2 = IB\Delta h. \quad (3)$$

За правилом лівої руки знаходимо, що сила  $\Delta f_1$  напрямлена до нас, а сила  $\Delta f_2$  — від нас (перпендикулярно до площини рисунка). Отже, на елементи контуру діє пара сил, момент якої

$$\Delta M = IB\Delta h x,$$

де  $x$  — середня відстань між елементами контуру.

Інакше цей момент можна записати у такому вигляді:

$$\Delta M = IB\Delta S,$$

де  $\Delta S = \Delta h x$  — площа виділеної частини контуру.

Якщо на аналогічні частини поділити весь контур із струмом та взяти суму всіх відповідних моментів діючих сил, то дістанемо

$$M = \sum_{i=1}^n \Delta M_i = IB \sum_{i=1}^n \Delta S_i = ISB.$$

Оскільки  $IS = p_m$  — магнітний момент контуру із струмом,

$$M = p_m B. \quad (4)$$

Таким чином, на замкнений контур із струмом у магнітному полі діятиме певний обертальний момент.

3. *Замкнений контур із струмом довільно зорієнтований відносно ліній індукції поля* (рис. 132). У цьому випадку розкладемо вектор магнітної індукції  $\vec{B}$  на дві складові: перпендикулярну  $\vec{B}_\perp$  і паралельну  $\vec{B}_\parallel$  відносно площини контуру із струмом. Вони відповідно становитимуть

$$\vec{B}_\perp = \vec{B} \cos \alpha; \quad \vec{B}_\parallel = \vec{B} \sin \alpha,$$

де  $\alpha$  — кут між вектором індукції та нормаллю до контуру із струмом.

Перша складова вектора індукції нас не цікавить, бо залежні від неї

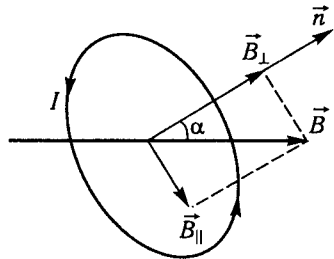


Рис. 132

сили розтягу або стиску контуру, якщо він жорсткий, будуть скомпенсовані його відповідними реакціями. Нас цікавитиме друга складова, оскільки вона визначає обертальний момент, що діє на контур:

$$M = p_m B \sin \alpha. \quad (5)$$

Отже, на замкнений контур із струмом у магнітному полі діє обертальний момент (5), який намагається повернути його так, щоб власне магнітне поле контуру сумістилося із заданим зовнішнім магнітним полем.

4. Особливої уваги заслуговує поведінка замкнутого контуру із струмом у неоднорідному магнітному полі. Для спрощення розглянемо контур у вигляді кругової рамки (див. рис. 130) у магнітному полі, індукція якого рівномірно зростає в напрямі осі  $x$ . Завдяки цьому на однакові елементи  $\Delta l$  рамки, перпендикулярні до осі  $x$ , діятимуть протилежні за напрямом, але різні за модулем сили Ампера (на лівий  $\Delta \vec{f}_1$  — менша, на правий  $\Delta \vec{f}_2$  — більша). Результуюча сила

$$\Delta f = \Delta f_2 - \Delta f_1 = I(B_2 - B_1)\Delta l.$$

Виразивши різницю в дужках через градієнт магнітної індукції, дістанемо

$$\Delta f = I \left( \frac{\Delta B}{\Delta x} \right) d\Delta l = \Delta p_m \left( \frac{\Delta B}{\Delta x} \right),$$

де  $d$  — відстань між елементами рамки;  $d\Delta l = \Delta S$ ;  $I\Delta S = \Delta p_m$  — елемент магнітного моменту рамки, напрямленого вздовж ліній індукції магнітного поля.

У підсумку сила  $\Delta f$ , що діє на рамку, пропорційна магнітному моменту  $p_m$  рамки та градієнту індукції магнітного поля  $\left( \frac{\Delta B}{\Delta x} \right)$ , який характеризує неоднорідність поля, тобто

$$\Delta f = p_m \left( \frac{\Delta B}{\Delta x} \right). \quad (6)$$

Знайдену формулу (6) можна узагальнити на випадок, коли магнітний момент  $p_m$  контуру спочатку утворює деякий кут  $\alpha$  з напрямом ліній індукції магнітного поля; тоді

$$\Delta f = p_m \left( \frac{\Delta B}{\Delta x} \right) \cos \alpha. \quad (7)$$

У загальному випадку вільнорухомий контур, довільно зорієнтований у неоднорідному магнітному полі, спочатку повертається до суміщення магнітного моменту  $p_m$  з лінією індукції  $B$  поля, а

потім утягується в область, де поле сильніше. Таку поведінку контуру із струмом (на підвісі з тонких провідників) можна спостерігати поблизу полюсів соленоїда або постійного магніту.

### § 63. Вимірювання напруженості магнітного поля

Найпоширенішим і найпростішим приладом для вимірювання напруженості магнітного поля є підвішена на пружній нитці магнітна стрілка або магнітна стрілка, зв'язана зі спіральною пружинкою та проградуєваною шкалою відліку. Водночас неважко побачити, що обертальний момент  $P$ , що діє на стрілку, залежить від кута  $\alpha$  між напрямом стрілки і напрямом поля. Тому вимірювання обертального моменту треба проводити з урахуванням деякого фіксованого кута  $\alpha$ .

Як правило, вибирають  $\alpha = 90^\circ$ , тобто закручують пружну систему так, щоб стрілка розміщувалась перпендикулярно до напрямку поля. Вимірний у цьому положенні стрілки обертальний момент має максимальне значення:

$$P_{\max} = NH. \quad (1)$$

Отже, визначивши обертальний момент  $P_{\max} = NH$  для одного однорідного поля, можна визначити  $N$  для будь-якого іншого магніту:

$$N' = \frac{P'_{\max}}{H}. \quad (2)$$

Навпаки, приготувавши стрілку з певним магнітним моментом (еталонну стрілку) та виміривши обертальний момент поля, що діє на цю стрілку, розміщену перпендикулярно до напрямку поля, можна знайти напруженість магнітного поля. Що ж до напрямку останнього, то він указується напрямом  $SN$  уздовж вільно зорієнтованої в полі магнітної стрілки, тобто при незакрученій нитці.

Таким чином, за допомогою магнітної стрілки можна визначити значення і напрям напруженості магнітного поля та не вдаватися до окремих магнітних полюсів, яких у природі не існує. Звичайно, якщо поле неоднорідне, тобто його напруженість змінюється від точки до точки, потрібно застосувати досить коротку стрілку; інакше неможливо вказати, якому місцю поля відповідає вимірювання. Якщо стрілка коротка, то на всій її довжині поле можна вважати однорідним.

З викладеного вище випливає, що для вимірювання напруженості магнітного поля слід мати еталонну магнітну стрілку, тобто



стрілку з відомим магнітним моментом (подібно до того, як для вимірювання напруженості електричного поля треба мати еталонний електричний заряд, а для вимірювання напруженості гравітаційного поля — еталонну масу). Як відомо, виготовлення і зберігання еталонних стрілок пов'язане з великими труднощами, оскільки властивості стрілки сильно залежать від матеріалу та змінюються в часі. Тому доцільно створювати еталонне магнітне поле, тобто поле з незмінною наперед заданою напруженістю. Це легко здійснити, користуючись полем, створюваним електричним струмом, що проходить у котушці. Знаючи силу струму, розмір і форму котушки, можна розрахувати напруженість магнітного поля. З напруженістю такого еталонного поля можна порівнювати напруженість будь-якого потрібного поля.

Магнітну стрілку можна скомпонувати з крутильними терезами, подібними до крутильних терезів Кулона, головка яких включає шкалу відліку, а захисний циліндр виключає зовнішні впливи на магнітну стрілку. У такому призначенні та компонованні прилад називають *магнітометром*. Подібний статичний магнітометр побудувати неважко, проте прилади такої конструкції недостатньо чутливі. Тому здебільшого віддають перевагу вимірюванням діючого на стрілку зовнішнього поля за спостереженнями коливань стрілки.

Магнітна стрілка, виведена з положення рівноваги в магнітному полі, перше ніж повернутися в це положення, зробить кілька коливань біля нього подібно до того, як коливається маятник, виведений з положення рівноваги. Якщо стрілка досить масивна і зазнає малого тертя, то вона може здійснити багато коливань до того, як зупиниться. Тому можна точно визначити період коливань. Дослідження такого коливання показує, що його період тим менший, чим більший обертальний момент, з яким поле діє на стрілку, іншими словами, чим більша напруженість магнітного поля.

Отже, порівнюючи періоди коливань однієї і тієї самої стрілки в різних полях, можна надійно порівнювати напруженості різних магнітних полів. Такі *динамічні магнітометри* з успіхом використовуються при вимірюванні напруженостей слабких магнітних полів, наприклад магнітного поля Землі.

Крім цих способів, що ґрунтуються на вимірюванні обертального моменту, з яким поле діє на магнітну стрілку, для вимірювання напруженості магнітного поля можна користуватися іншими приладами, побудованими на явищах, в яких проявляються дії цього поля. Наприклад, використовують властивість бісмуту змінювати свій електричний опір під дією магнітного поля.

Із бісмутового провідника виготовляють плоску спіраль (рис. 133) і вміщують її в досліджуване місце поля. Вимірявши опір спіралі у

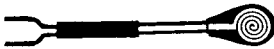


Рис. 133

полі та поза ним, за зміною електричного опору можна з'ясувати зміну напруженості магнітного поля. Звичайно, перед цим бісмутава спіраль має бути проградуїрована, тобто слід визначити, як змінюється її опір, коли вона розміщується в магнітному полі вже вимірної напруженості. Приклад такого градуївання у вигляді кривої показано на рис. 134. Бісмутава спіраль придатна для вимірювання сильних полів, наприклад полів електромагнітів, напруженість яких у тисячі разів перевищує напруженість магнітного поля Землі.

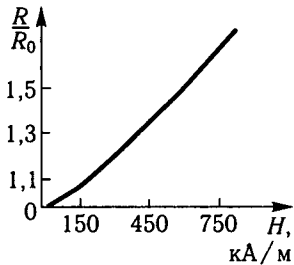


Рис. 134

**Завдання.** Користуючись рис. 134, знайдіть напруженість магнітного поля, в якому електричний опір бісмутавої спіралі дорівнює 20 Ом.

## § 64. Дія магнітного поля на рухоми заряджену частинку. Сила Лоренца

На рухоми заряджену частинку в магнітному полі діє сила, яку називають *силою Лоренца*. Визначимо її.

Як відомо, на елемент струму в магнітному полі діє сила Ампера

$$dF = IBdl \sin(d\vec{l}, \vec{B}).$$

Силу струму можна задати через кількість заряджених частинок, що створюють струм, та їхню швидкість:

$$I = qn,$$

де  $q$  — заряд частинки;  $n$  — кількість частинок, які проходять через поперечний переріз  $S$  провідника за одиницю часу. Інакше

$$I = qn_0vS,$$

де  $n_0$  — кількість рухомих заряджених частинок в одиниці об'єму;  $v$  — середня швидкість їх зорієнтованого руху.

Урахувавши вираз сили струму, дістанемо

$$dF = qn_0vSBdl \sin(d\vec{l}, \vec{B}). \quad (1)$$

Силу дії на елемент струму (1) можна розглядати як результуючу всіх сил, що діють на рухомі заряджені частинки в елементі,

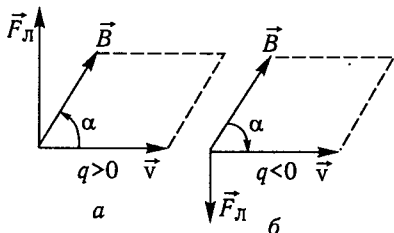


Рис. 135

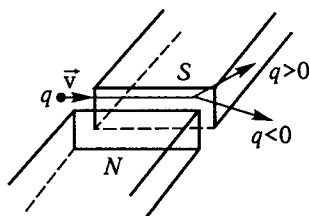


Рис. 136

який розглядається, а саме:  $dn = n_0 S dl$ . Звідси сила, що діє на окрему заряджену рухому частинку,

$$F_{\text{Л}} = \frac{dF}{dn} = qvB \sin(d\vec{l}, \vec{B}). \quad (2)$$

Якщо  $q > 0$ , то  $\sin(d\vec{l}, \vec{B}) = \sin(\vec{v}, \vec{B})$ , і формула (2) набирає вигляду

$$F_{\text{Л}} = q_+ v B \sin(\vec{v}, \vec{B}),$$

а для негативного заряду

$$\vec{F}_{\text{Л}} = q_- v B \sin(\vec{B}, \vec{v}). \quad (3)$$

Напрямок сили Лоренца визначають за правилом векторного добутку (рис. 135, а, б) або за правилом лівої руки, але для  $q < 0$  (рис. 135, б) треба витягнути пальці руки спрямувати проти вектора  $\vec{v}$ .

Оскільки  $\vec{F}_{\text{Л}} \perp \vec{v}$ , сила Лоренца не виконує роботу, а тільки змінює напрям руху частинок. За характером їх відхилення можна визначити знак заряду (рис. 136).

## § 65. Рух електрона в однорідних магнітному та електричному полях.

### Визначення питомого заряду електрона

Нехай електрон влітає зі швидкістю  $\vec{v}$  в однорідне магнітне поле, індукція якого  $\vec{B}$ . Характер траєкторії руху електрона залежить від кута  $(\vec{v}, \vec{B})$ .

Якщо  $(\vec{v}, \vec{B}) = 0$ , то  $\sin(\vec{v}, \vec{B}) = 0$  і  $\vec{F}_{\text{Л}} = 0$ . Електрон рухається за інерцією рівномірно та прямолінійно у напрямі якоїсь лінії магнітної індукції.

Якщо  $\vec{v} \perp \vec{B}$  (поперечне магнітне поле), то на електрон діє сила Лоренца  $F_{\text{Л}} = evB$ . Оскільки  $\vec{F}_{\text{Л}} \perp \vec{v}$ , сила Лоренца відіграє роль

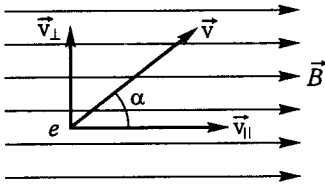


Рис. 137

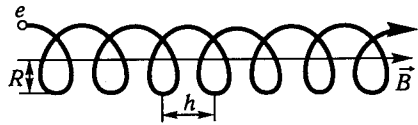


Рис. 138

доцентрової сили, а доцентрове прискорення

$$a_n = \frac{e}{m} vB, \quad (1)$$

де  $e$  й  $m$  — заряд і маса електрона. З механіки відомо, що

$$a_n = \frac{v^2}{R}. \quad (2)$$

Із формул (1) та (2) дістаємо

$$R = \frac{mv}{eB} = \text{const.}$$

Отже, рух електрона у поперечному однорідному незмінному магнітному полі є коловим рухом у площині, перпендикулярній до вектора  $\vec{B}$ . Період обертання електрона не залежить від швидкості (якщо вона мала порівняно зі швидкістю світла) і визначається так:

$$T = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB}.$$

Якщо кут  $\alpha = (\vec{v}, \vec{B})$  відмінний від  $90^\circ$  (рис. 137), то рух електрона в однорідному магнітному полі відбувається по гвинтовій лінії з кроком гвинта  $h = \frac{2\pi mv}{eB} \cos \alpha$  (рис. 138).

Коли електрон влітає зі швидкістю  $\vec{v}$  в однорідне електричне поле напруженості  $\vec{E}$  (наприклад, між пластини зарядженого плоского конденсатора), то на електрон діятиме стала за напрямом та модулем електрична сила  $\vec{F}_e = e\vec{E}$ , і він набуде прискорення

$$\vec{a} = \frac{e\vec{E}}{m}.$$

Отже, у поздовжньому електричному полі рух електрона буде прямолінійним рівномірно прискореним або сповільненим, а в поперечному полі ( $\vec{v} \perp \vec{E}$ ) — криволінійним (рис. 139). В останньому випадку маємо накладання двох рухів подібно до того, як у випадку руху тіла,

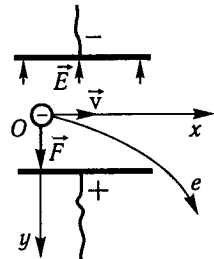


Рис. 139

кинутого горизонтально. У горизонтальному напрямі рух відбуватиметься за інерцією. За час  $t$  електрон пройде шлях

$$x = vt. \quad (3)$$

У вертикальному напрямі електрон рухається рівноприскорено і пройде шлях

$$y = \frac{at^2}{2} = \frac{eEt^2}{2m}. \quad (4)$$

Виключивши  $t$  з формул (3) та (4), дістанемо

$$y = \frac{eE}{2mv^2} x^2 = kx^2.$$

Отже, у поперечному однорідному незмінному електричному полі електрон рухається по параболі. Поза конденсатором електрон рухатиметься за інерцією прямолінійно зі швидкістю, яку він мав у момент виходу з поля конденсатора.

Електронний пучок можна дістати за допомогою електронно-променевої трубки (рис. 140). Розжарений катод  $K$  емітує електрони із середньою кінетичною енергією  $\frac{mv_0^2}{2}$ . Анод  $A$  виготовлений у вигляді циліндра з отворами у днищах. Під впливом напруги  $U$ , утвореної батареєю  $B_a$ , електрони між катодом та анодом прискорюються, частина їх проходить через отвори  $O$  і далі рухається за інерцією зі швидкістю  $\bar{v}$ . За законом збереження енергії маємо

$$\frac{mv^2}{2} - \frac{mv_0^2}{2} = eU. \quad (5)$$

Якщо початковою енергією електрона можна знехтувати, то за виразом (5) дістанемо

$$v = \sqrt{2 \frac{e}{m} U}, \quad (6)$$

де  $\frac{e}{m}$  — питомий заряд електрона.

Помістимо електронно-променеву трубку у поперечне магнітне поле соленоїда (переріз соленоїда на рис. 140 показано штриховою лінією, а лінії індукції магнітного поля напрямлені до нас). Під впливом сили Лоренца електрони, рухаючись по колових орбітах, потрапляють на екран, що флуоресцює, в деяку точку  $M$ .

Якщо на обкладки  $C_1, C_2$  плоского конденсатора подати напругу  $U_1$ , то між пластинами існуватиме поперечне однорідне електричне поле й електрони, рухаючись у ньому по параболічних орбітах, зміщуватимуться вниз та потраплятимуть на екран у точку  $N$ . Можна підібрати таку напругу  $U_1$ , що сили дії електричного і маг-

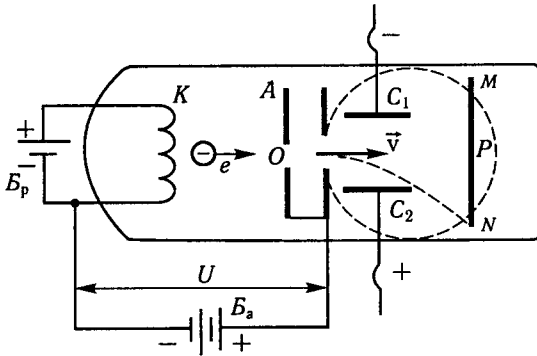


Рис. 140

нітного полів на електрон будуть взаємно зрівноважені:  $|\vec{F}_e| = |\vec{F}_Л|$ ; тоді електрони потраплятимуть на екран у точку  $P$ . Для цього випадку

$$\frac{eU_1}{d} = evB,$$

звідки

$$v = \frac{U_1}{Bd}. \quad (7)$$

Користуючись формулами (6) та (7), знаходимо

$$\frac{e}{m} = \frac{U_1^2}{2UB^2d^2}. \quad (8)$$

У правій частині виразу (8) усі величини піддаються безпосередньому вимірюванню, що дає

$$\frac{e}{m} = (1,75888 \pm 0,00005) 10^{11} \frac{\text{Кл}}{\text{кг}}.$$

Знаючи заряд електрона  $e = (1,60207 \pm 0,00007) 10^{-19}$  Кл, за питомим зарядом можна визначити масу електрона

$$m = (9,1085 \pm 0,0006) 10^{-31} \text{ кг}.$$

## § 66. Будова і дія електронного осцилографа

*Електронний осцилограф* — це пристрій, користуючись яким можна візуально спостерігати, досліджувати і фотографувати різні електромагнітні періодичні та короточасні процеси. За його до-

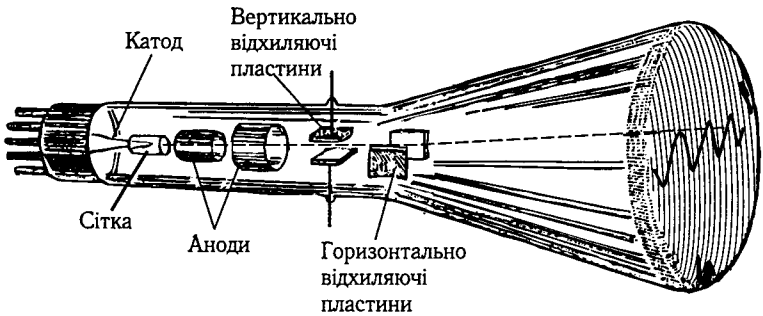


Рис. 141

помогою вивчають форму електричних коливань, вимірюють силу струму, напругу, потужність, визначають різницю фаз між напругою і струмом у колі, вимірюють частоту електромагнітних коливань, спостерігають та знімають вольт-амперні характеристики електронних приладів, резонансні криві й виконують інші операції.

Найважливішою деталлю осцилографа є електронно-променева трубка з електростатичним фокусуванням і керуванням електронним променем (рис. 141). У трубці можна одержати тонко сфокусований пучок електронів, який на екрані, що флуоресцює, дає невеличку *світну* точку. Система двох взаємно перпендикулярних конденсаторів забезпечує можливість зміщувати пучок електронів у вертикальному та горизонтальному напрямках.

Зміщення пучка здійснюється подачею на конденсаторні пластини відповідних напруг, тобто створенням між пластинами конденсаторів змінних електричних полів. Одночасна дія на електронний пучок полів обох конденсаторів примушує його описувати конічні поверхні, а світну точку на екрані — вивисувати відповідні криві лінії.

Досліджуючи форми кривої періодичних процесів, умикають генератор пилкоподібних коливань (генератор розгортки) — другу за важливістю деталь осцилографа. Цей генератор, принцип дії якого ілюструє схема на рис. 142, а, забезпечує рівномірну розгортку променя на екрані.

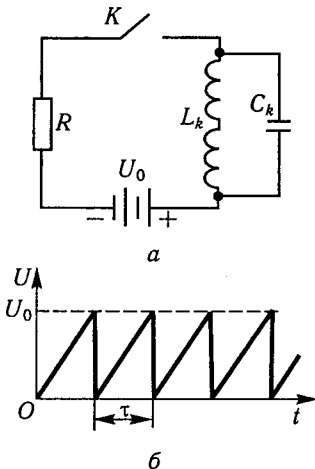


Рис. 142

Пилкоподібна напруга  $U$  (рис. 142, б) подається від генератора на пластини, що відхиляють промінь горизонтально. Через те що напруга  $U$  на пластинах протягом часу  $\tau$  наростає рівномірно, світна точка на екрані переміщатиметься (зліва направо) із сталою лінійною швидкістю. Значення напруги  $U_0$  можна підібрати так, щоб промінь за час  $\tau$  встигав пройти через весь екран осцилографа. Напруга розгортки спадає за дуже короткий час, протягом якого промінь автоматично гаситься. За цей час він устигає повернутись у початкове положення і з новим зростанням напруги повторює горизонтальний рух по екрану.

Коли період розгортки  $\tau$  великий, рух світної точки по екрану, який весь час повторюється, добре помітний. Коли  $\tau$  мале, тобто рух світної точки на екрані повторюється дуже часто, людське око не може розрізнити переміщення променя, і здається, що неперервна світна лінія не зникає. В цьому значну роль відіграє явище післясвітіння екрана, який флуоресцює. Внаслідок цього дискретні оптичні явища інтегруються людським оком в єдиний нерозривний процес, чим зумовлюється можливість запису на екрані осцилографа періодичних електричних сигналів.

Досліджуваний електричний сигнал напругою  $u$  і періодом  $T$  подається на пластини, що відхиляють його вертикально. Коли напруга електричного сигналу мала, він спочатку підсилюється електронними приладами (підсилювачем вертикального відхилення). Підсилені сигнали зберігають свою початкову форму. Діючи на промінь, вони примушують його здійснювати вертикальні коливання за законом зміни досліджуваного сигналу з періодом  $T$ .

Якщо тепер увімкнути генератор розгортки так, щоб  $\tau = T$ , то коливання променя будуть розгорнуті на екрані зліва направо, тобто промінь опише криву, яка відповідатиме закону зміни  $u(t)$  за один період (наприклад, повна синусоїда відповідає одному періоду коливань). Коли генератор розгортки буде відрегульовано так, що його період  $\tau = 2T$ , на екрані з'являться дві повні синусоїди і т. д. Невідповідність кратності періодів  $\tau$  та  $T$  не зможе забезпечити на екрані нерухомого зображення кривої.

**Завдання.** 1. Вивчити заводську інструкцію до осцилографа і навчитись виконувати такі операції: 1) вмикати осцилограф у мережу й одержувати нерухому світну точку в центрі екрана; 2) переміщати світну точку вертикально і горизонтально; 3) регулювати яскравість точки та фокусувати промінь; 4) плавно і подіапазонно регулювати частоту генератора розгортки; 5) регулювати підсилювачі вертикального та горизонтального відхилень; 6) вимірювати пікові значення напруг змінного струму.

2. Зафіксувати на екрані і зарисувати на кальку криву мережного промислового струму.



## § 67. Роздільна здатність мікроскопів і телескопів

Під *роздільною здатністю мікроскопа* розуміють найменшу відстань між двома точками предмета, які в мікроскопі зображаються окремо.

Дифракційну теорію утворення зображення в мікроскопі запропонував німецький фізик Е. Аббе (1840—1905) у 1879 р. До цього питання він підійшов із таких міркувань. Нехай предметом для зображення у мікроскопі буде дифракційна ґратка. З'ясуємо, якою саме має бути стала ґратка  $d = \Delta l$ , щоб зображення її щілин не зливалися.

Як відомо, під час освітлення дифракційної ґратки кожна її щілина буде новим джерелом хвиль, що розходяться в усіх напрямках і під певними кутами дають дифракційні спектри. Паралельні пучки променів, які визначають різні дифракційні спектри, потрапляючи на об'єктив мікроскопа (рис. 143), збиратимуться у фокальній площині об'єктива та даватимуть світлі смуги.

Центральні промені дадуть світлу смугу  $O$ , промені дифракційного спектра 1-го порядку, що падають на об'єктив під кутом  $u$ , — світлу смугу  $O_1$ , промені дифракційного спектра 2-го порядку — смугу  $O_2$  і т. д. Сукупність дифракційних спектрів, які утворюються у фокальній площині об'єктива, становить *первинне зображення об'єкта*.

Світлові коливання у дифракційних спектрах первинного зображення є когерентними. Розрахунки показують, що світлові хвилі від них інтерферують у площині зображення  $P$  мікроскопа і дають *вторинне зображення*, подібне до об'єкта. Оскільки для інтерференції у площині  $P$  та утворення зображення об'єкта потрібно як мінімум два когерентних джерела, мінімальною умовою утворення вторинного зображення, подібного до об'єкта, є умова потрапляння на лінзу об'єктива мікроскопа, крім центральних променів від ґратки, ще променів хоча б дифракційного спектра 1-го порядку. Ці промені визначаються рівнянням

$$\Delta l \sin u_1 = \frac{\lambda}{n}, \quad (1)$$

де  $n$  — показник заломлення середовища між ґраткою й об'єктивом мікроскопа.

Якщо промені дифракційного спектра 1-го порядку проходять поза об'єктивом, то у його фокальній площині буде одна центральна світла

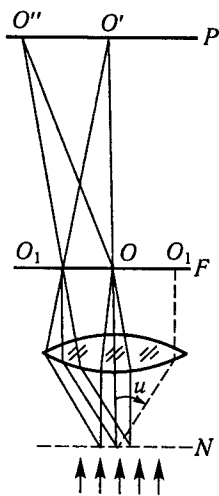


Рис. 143

смуга  $O$ , а поле площини зображення  $P$  буде симетрично освітлене — сильніше в центрі, слабше до країв.

Отже, роздільна здатність мікроскопа визначається виразом

$$\Delta l = \frac{\lambda}{n \sin u}, \quad (2)$$

або

$$\Delta l = \frac{\lambda}{A}, \quad (3)$$

де  $A = n \sin u$  — апертурне число об'єктива (його вказують на об'єктиві).

Роздільна здатність мікроскопа поліпшується у разі косоного освітлення (рис. 144). Хоча при цьому втрачається один дифракційний спектр 1-го порядку зліва, проте кут нахилу для променів справа збільшується вдвічі; тому

$$\Delta l = \frac{\lambda}{n \sin 2u}, \quad (4)$$

для малих кутів

$$\Delta l \approx \frac{\lambda}{2n \sin u}. \quad (5)$$

З метою поліпшення роздільної здатності мікроскопа простір між об'єктивом і предметом заповнюють імерсійною рідиною, тобто рідиною із значним показником заломлення, наприклад кедровим маслом ( $n = 1,52$ ), монобромнафталіном ( $n = 1,66$ ) або навіть водою ( $n = 1,33$ ).

Гранична роздільна здатність сучасних мікроскопів

$$\Delta l \geq 0,15 \text{ мкм}. \quad (6)$$

Ця межа визначається самою природою світла — довжиною світлової хвилі  $\lambda$ . Щоправда, в полі зору мікроскопа можна виявити частинки ще менших розмірів. Так, у мікроскопі з темним полем зору та сильним бічним освітленням (рис. 145) на темному полі можна бачити світлі частинки розміром близько 0,06 мкм (аналогічно можна виявити порошинки у сонячному промінні, що проникає у затемнену кімнату). Проте насправді видно не самі частинки, а дифракційну картину відбитого від них світла.

Дуже високу роздільну здатність мають електронні мік-

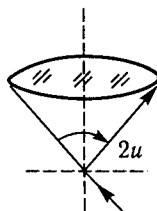


Рис. 144

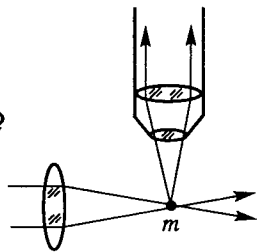


Рис. 145

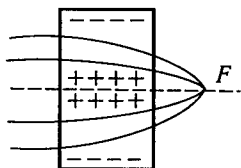


Рис. 146

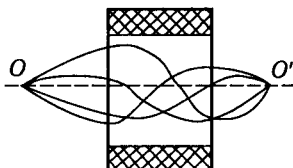


Рис. 147

роскопи. Роль променів у них відіграють пучки прискорених електронів, а лінз — відповідно підібрані електричні та магнітні поля. Збиральною лінзою може бути радіальне електричне поле циліндричного конденсатора (рис. 146) або магнітне поле вузької котушки із струмом (рис. 147). У магнітному полі траєкторії електронів, що вилітають з точки  $O$ , під дією сили Лоренца  $f_{\text{Л}} = evB$  набувають вигляду спіралеподібних ліній відносно осі пучка і перетинаються у точці  $O'$ , яка є зображенням точки  $O$ . Для тонкої магнітної лінзи дістаємо залежність, подібну до формули оптичної лінзи:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{a'} = \frac{1}{f}.$$

Оптична сила магнітної лінзи змінюється залежно від сили струму в котушці й може бути дуже значною.

Як і у звичайному мікроскопі, зображення, одержане за допомогою однієї електронної лінзи, можна збільшити другою такою лінзою. Одна з них відіграватиме роль об'єктива, інша — окуляра. На рис. 148 зображено схему електронного мікроскопа. Досліджуваний об'єкт розміщується на шляху електронів. Пучок електронів, що прискорюється між катодом  $K$  та анодом  $A$ , проходячи крізь об'єкт, фокусується за допомогою електронних лінз (підбором сили струму в котушках) і дає світне зображення на люмінесцентному екрані. Крім «просвічування» первинними електронами, зображення об'єкта дістають також відбитими електронами. Ще простіше зображуються ті об'єкти, які самі випромінюють електрони.

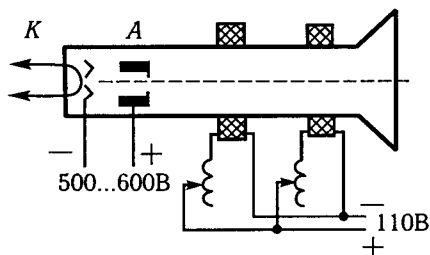


Рис. 148

Висока роздільна здатність електронного мікроскопа пояснюється хвильовими властивостями електронів, довжина хвилі яких залежить від швидкості. Ця залежність визначається виразом

$$\lambda = \frac{h}{mv},$$

де  $h$  — стала Планка;  $m$  — маса електрона;  $v$  — швидкість його руху.

У разі прискорювальної напруги 500...600 В довжина хвилі електронного пучка дорівнює приблизно 0,05 нм, тобто в 10 тис. разів менша за середню довжину хвилі видимого світла  $\lambda_{\text{св}} = 600$  нм. В електронних мікроскопах завдяки прискорювальній напрузі в кілька десятків, а іноді й сотень тисяч вольтів довжина хвилі електронного пучка приблизно у сотні тисяч разів коротша від світлових хвиль. І хоч для усунення аберації, головним чином діафрагмуванням, у мікроскопах використовуються електронні пучки малих апертур ( $10^{-2}$ ... $10^{-3}$  рад), роздільна здатність сучасного електронного мікроскопа просвічувального типу досягає 0,5 нм.

Електронні мікроскопи дають збільшення у 20 000...40 000 разів, а зображення настільки чітке, що його можна ще збільшувати за допомогою звичайного фотозбільшувача. Так досягають загального збільшення зображення у мільйон разів. У електронних мікроскопах можна розглядати колоїдні частинки, віруси і навіть великі молекули.

Під *роздільною здатністю телескопа* розуміють найменший кут, під яким розрізняються дві близькі точки у телескопі, наприклад дві подвійні зірки тощо.

Застосуємо теорію роздільної здатності мікроскопа до астрономічної труби. Нехай у телескопі потрібно одержати окремі зображення двох далеких точок  $A$  та  $B$  (рис. 149). Оскільки кут  $\varphi$ , під яким ці точки розрізняються, малий, його можна виразити через відношення:

$$\varphi = \frac{AB}{AO} = \frac{\Delta l}{AO}. \quad (7)$$

Проте  $AO = \frac{r}{\text{tg} u}$ , де  $u$  — кут, під яким розкривається об'єктив телескопа із відстані предмета, що розглядається. Цей кут малий, тому  $AO = \frac{r}{\sin u}$ . Отже, вираз (7) можна записати у вигляді

$$\varphi = \frac{\Delta l \sin u}{r}. \quad (8)$$

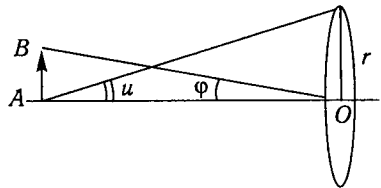


Рис. 149

Підставивши у вираз (8) замість  $\Delta l$  його значення згідно з рівністю (5) і взявши  $n = 1$  (для навколишнього середовища), дістанемо

$$\varphi = \frac{\lambda}{2r}. \quad (9)$$

За цієї формулою визначають роздільну здатність телескопа. Наприклад, роздільна здатність найбільшого у світі рефрактора у Чикаго ( $2r = 102$  см)  $\varphi = 0,1''$ .

## § 68. Мас-спектрометр. Ізотопи

Протонно-нейтронна будова ядра наочно виявляється під час вивчення нуклідів. *Ізотопами* називають атомні ядра, які мають однакове зарядове число  $Z$ , але різну масу  $A$ .

Дослідження показали, що у всіх випадках атомні маси ізотопів виражаються числами, дуже близькими до цілих; різниці від цілих становлять тисячні частки одиниці. Це вказує на те, що атомні ядра ізотопів усіх елементів побудовані з тих самих частинок, маса яких дуже близька до атомної одиниці. Саме такими частинками є *нуклони*.

Точні дослідження ізотопів були проведені англійським фізиком Ф. У. Астоном (1877—1945) у 1919 р. на *мас-спектрометрі* — приладі, який дає змогу завдяки дії електричних і магнітних полів розділяти пучки заряджених частинок (іонів) на складові із різним відношенням маси частинки до заряду. Схему одного із сучасних мас-спектрометрів показано на рис. 150.

У мас-спектрометрі досліджувана речовина в електричній печі  $\Pi$  нагрівається та випаровується. Через отвір з печі виходить атомний пучок, який далі в спеціальному пристрої способом електронного бомбардування іонізується. Утворювані іони прискорюються у напрямі до діафрагми  $D$  електричним полем із напругою  $U$ . Трохи розбіжний іонний пучок по трубі  $T_1$  потрапляє в магнітне поле між призмоподібними полюсами  $M$  електромагніту. Тут іони змінюють напрям руху і цим самим магнітним полем фокусуються на колектор  $K$ , що збирає іони. Іонний струм  $i_k$  з колектора подається на підсилювач, після якого вимірюється із дуже великою точністю.

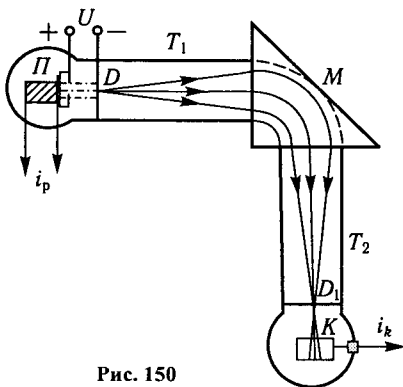


Рис. 150

Простір з електричною піччю, об'єми труб  $T_1$  та  $T_2$  і колектора становлять єдиний об'єм, у якому підтримується високий вакуум (тиск порядку  $10^{-4}$  Па).

Іони, що потрапляють у магнітне поле, під дією сили Лоренца починають рухатися по колу. Тому можна записати таку рівність:

$$qvB = \frac{mv^2}{r}, \quad (1)$$

де  $q$ ,  $v$ ,  $m$  — відповідно заряд, швидкість та маса іона;  $B$  — індукція магнітного поля;  $r$  — радіус колової траєкторії іона.

Швидкість іона визначають через прискорювальну напругу із рівності

$$qU = \frac{mv^2}{2}. \quad (2)$$

Зіставляючи рівності (1) і (2), знаходимо

$$r^2 = 2 \frac{m}{q} \frac{1}{B^2} U. \quad (3)$$

Із виразу (3) випливає, що регулюванням прискорювальної напруги  $U$  можна спрямовувати іони по таких колових траєкторіях у магнітному полі, щоб вони потрапляли на колектор  $K$ . Зрозуміло, що іони різних мас потраплятимуть на колектор за різних значень  $U$ . Змінюючи напругу, спочатку фокусують на колекторі іони однієї маси, потім другої, третьої і т. д. Іонні струми, що створюються, пропорційні концентрації іонів відповідних мас.

Замість колектора  $K$  в місці сходження іонів нерідко розміщують фотопластинку; на ній одночасно в різних місцях фіксуються зображення щілинки  $D_1$  іонами різних мас, завдяки чому дістають мас-спектрограму. За допомогою мас-спектрограм Ф. У. Астон довів, що майже всі елементи складаються з ізоотопів. Він зробив узагальнення, яке назвав правилом цілих чисел: *істинні атомні маси всіх елементів є цілими числами*. Всі відхилення атомних мас у таблиці елементів від цілих чисел пояснюються тим, що багато простих речовин є сумішами ізоотопів. Наприклад, хлор, який за хімічними даними має атомну масу 35,46, є сумішшю двох нуклідів з атомними масами 35 та 37; магній має нукліди з атомними масами 24, 25 і 26, а тому суміш їх у природному магнії дає атомну масу 24,32 і т. д.

Різні ізотопи елементів різняться кількістю нейтронів у ядрі. Тепер відомо, що деякі елементи (гідроген, бор, кадмій тощо) мають властивість захоплювати нейтрони й утворювати ізотопи. Наприклад, легкий гідроген ( $^1_1\text{H}$ ), захоплюючи один нейтрон, дає нуклід важкого гідрогену — дейтерій ( $^2_1\text{D}$ ), коли захоплює ще один нейтрон — тритій ( $^3_1\text{T}$ ).

Ізотопи водню та гелію мають важливе значення у фізичних дослідженнях ядра. В оболонці атома гідрогену лише один електрон, у гелію — два електрони. Тому їх можна порівняно легко «зірвати», діставши ядра цих елементів. Важкі нукліди гідрогену відіграють істотну роль у здійсненні ядерних реакцій синтезу і поділу. Слід зауважити, що хоча молекулярні властивості речовини визначаються взагалі не ядром, а будовою електронної оболонки, фізичні властивості важких ізотопів та звичайного гідрогену помітно різняться. Наприклад, точка кипіння дейтерію — 23,5 К, звичайного гідрогену — 20,4 К; молярна теплота випаровування дейтерію — 1292 Дж/моль, звичайного гідрогену — 908 Дж/моль.

Важливі властивості має важка вода, тобто вода, у молекулах якої замість атомів легкого гідрогену міститься дейтерій. Густина важкої води дорівнює  $1,1 \cdot 10^3$  кг/м<sup>3</sup>, температура максимальної її густини — 284,7 К (звичайної води — 278,1 К), точка кипіння важкої води — 374,5 К (звичайної води — 373,1 К); охолоджуючись, важка вода замерзає при 276,9 К. Важка вода негативно позначається на розвитку деяких мікроорганізмів. Однак помітні зміни властивостей ізотопів спостерігаються тільки у легких елементів; пояснюється це тим, що у важких елементів відношення маси ядра до маси нейтрона набагато більше.

За допомогою мас-спектрографа були виявлені також ядра з однаковими масовими числами  $A$ , але з різними зарядовими числами  $Z$ ; їх називають *ізобарами*. Наприклад, такими є пара нуклідів  ${}^3_1\text{T}$  і  ${}^3_2\text{He}$ , триада  ${}^{124}_{50}\text{Sn}$ ,  ${}^{124}_{52}\text{Te}$ ,  ${}^{124}_{54}\text{Xe}$  та ін.

## § 69. Радіометричні установки. Лічильник Гейгера—Мюллера

Для реєстрації іонізуючих випромінювань широко використовують лічильники типу Гейгера—Мюллера.

Найпоширенішими є *газорозрядні лічильники*, в яких елементарна частинка реєструється імпульсом струму, що спричинюється іонізаційною дією частинки в газах, і *сцинтиляційні лічильники*, в яких частинка реєструється за світловим спалахом, що виникає в разі потрапляння частинки на люмінесцентний екран.

Розглянемо газорозрядні лічильники типу Гейгера — Мюллера. Вони складаються з двох електродів: один — це провідний шар на внутрішній поверхні скляного циліндра або металевий циліндр, інший — металева нитка  $1$ , натягнута вздовж осі циліндра (рис. 151). Циліндричний електрод  $2$  служить катодом, нитка  $1$  — анодом.

На електроди лічильника подається електрична напруга, здатна підтримувати самостійну провідність газу в лічильнику. Проте така

провідність тут виникає лише тоді, коли в лічильник потраплять елементарна частинка або гамма-кванти, що спричинить початкову іонізацію газу.

Ядерні частинки, або гамма-кванти, можна реєструвати за початком газового розряду в лічильнику. Коли розряд уже почався, потрапляння частинок у лічильник не буде істотно впливати на розрядний струм і їх не можна виявити. Тому після кожної частинки, що потрапила в лічильник та спричинила розряд, треба автоматично припинити його і цим робити лічильник придатним для реєстрації наступної частинки.

За способом припинення розряду лічильники поділяються на несамогасні і самогасні. У *несамогасних лічильниках* послідовно з анодом умикається резистор з дуже великим опором (порядку кількох мегаомів). При виникненні розряду в лічильнику на резисторі падає значна частина напруги джерела струму, тому між електродами вона різко зменшується і розряд припиняється. У складніших схемах імпульс розрядного струму в лічильнику спричинює негативний імпульс напруги від радіотехнічної схеми. Цей процес триває близько  $10^{-2}$  с (*мертвий час*); отже, максимальна швидкість лічби таких лічильників не перевищує 100 імп/с.

Конструктивно простішими є *самогасні лічильники*, швидкість лічби яких більша. Припинення розряду в них досягається спеціальним добором газів; наприклад, беруть 90 % аргону та 10 % пари етилового спирту чи інший багатоатомний газ, для якого іонізаційний потенціал менший, ніж для аргону. Загальний тиск становить 1,33 кПа.

Суть гасіння розряду така. У лічильнику електричне поле підсилюється з наближенням до осі, тут електрони здійснюють ударну іонізацію газу. Проте початковий імпульс іонізації, спричинений ядерною частинкою, швидко закінчується, електрони осідають на анод, а малорухливі позитивні іони ще деякий час оточують нитку анода і настільки послаблюють поле біля неї, що ударна іонізація тут уже неможлива. У цей час лічильник не реагує на нові ядерні частинки.

З наближенням позитивних іонів до катода іони одноатомного газу нейтралізуються завдяки вириванню електронів із багатоатомних молекул. Останні перетворюються на важкі іони, які при наближенні до катода виривають електрони з металу та перетворюються на нейтральні молекули. Деякі з цих молекул подібні до молекул спирту, із більшою легкістю дисоціюють, ніж випромі-

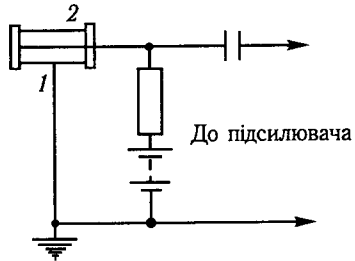


Рис. 151



нують фотони, які б провели іонізацію газової суміші в лічильнику. Надмірна енергія, що звільняється під час нейтралізації іонів одноатомного газу внаслідок зіткнення з молекулою спирту, випромінюється в ультрафіолетовій області спектра. Молекули спирту мають широкі смуги поглинання у цій області; тому спирт поглинає цю енергію, дисоціюючи при цьому. Отже, і з цієї причини не відбудеться іонізація газової суміші в лічильнику, так що розряд через лічильник припиняється. Мертвий час самогасних лічильників становить порядку  $2 \cdot 10^{-4}$  с, робоча напруга — 800...1100 В.

Недоліком лічильників, наповнених таким газом, є те, що із часом кількість багатоатомних молекул у газі зменшується, оскільки вони розпадаються на простіші. Останні, ударяючись об катод, іонізуються, внаслідок чого розряд не припиняється. Тому час дії таких лічильників обмежений. Після сприймання  $10^9$  імпульсів вони виходять з ладу. До недоліків слід віднести також те, що вони можуть працювати лише в обмеженому інтервалі температур (10...60 °С).

Значні переваги мають *галогенні самогасні лічильники*, заповнені неонем із деякими домішками аргону та хлору або броду (до 5 %). Механізм припинення розряду у них аналогічний механізму лічильників із багатоатомним газом, але тут дисоційовані молекули хлору чи броду відновлюються до попередніх  $\text{Cl}_2$ ,  $\text{Br}_2$ . Тому термін роботи таких лічильників необмежений.

Галогенні лічильники можуть працювати також за низьких температур (до  $-50$  °С), робоча напруга для них становить 350...400 В. Це і є їх перевагою.

**Робоча характеристика і плато лічильника.** Для правильного використання лічильника треба знати його робочу характеристику, тобто залежність кількості імпульсів за одиницю часу від напруги на електродах при дії того самого препарату та незмінно-му його положенні відносно лічильника.

Загальний вигляд такої залежності показано на рис. 152. Як бачимо, лічильник починає працювати при деякій напрузі  $U_1$ . Із збільшенням напруги до  $U_2$  швидкість лічби дуже зростає, а потім в інтервалі напруг від  $U_2$  до  $U_3$  залишається майже незмінною. При напрузі, вищій, ніж  $U_3$ , швидкість лічби знову зростає, поки не виникне неперервний газовий розряд.

Частина робочої характеристики лічильника у межах від  $U_2$  до  $U_3$  називають *плато*. Очевидно, у цій частині кількість імпульсів за оди-

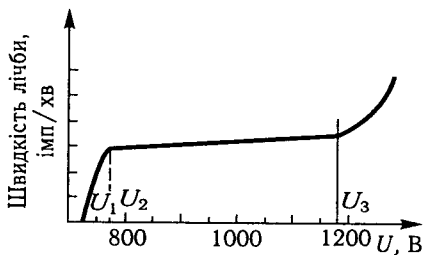


Рис. 152

ницю часу залежить лише від активності препарату. Тому вимірювати лічильником ядерне випромінювання можна тільки в області його плато.

Плато визначає якість лічильника. Практично плато не залишається строго горизонтальним; його нахил виражають відносним збільшенням швидкості лічби у відсотках, розрахованим на 1 В збільшення напруги. Лічильники з нахилом плато, більшим від 0,15 % на 1 В, вважають непридатними для роботи.

Конструктивні особливості лічильника залежать від того, для якого ядерного випромінювання він призначений.

Бета-частинки мають різну енергію, тому їх проникна здатність неоднакова. Для реєстрації бета-частинок з енергією 0,3 МеВ і більше використовують тонкостінні сталеві галогенні лічильники типу СТС-5 або алюмінієві з багатоатомним газом лічильники типу АС-1. Бета-частинки з такою енергією легко проникають крізь сталеву стінку завтовшки 0,1 мм майже без поглинання.

Для реєстрації бета-частинок з енергією 0,2...0,1 МеВ застосовуються торцеві лічильники типу МСТ-17 (рис. 153). У лічильник бета-частинки проникають крізь спеціальне слюдяне віконце у торці лічильника завтовшки 0,01 мм.

Для реєстрації більш м'яких бета-частинок препарат уводиться всередину лічильника.

Гамма-кванти самі не іонізують середовище, але у процесі взаємодії з речовиною внаслідок фотоефекту, комптон-ефекту або народження пар електрон—позитрон створюють вторинні електрони, які іонізують середовище.

Потрапляючи на металеву стінку лічильника, гамма-кванти створюють вторинні електрони, і коли їх пробіг більший або дорівнює товщині стінки, вони проникають у лічильник та реєструються. Гамма-лічильник реєструє не самі гамма-кванти, а вирвані ними електрони. Ці електрони становлять лише 1...2 % всіх гамма-квантів, що падають на лічильник. Це число їх називають *ефективністю лічильника*.

Гамма-лічильник, стінку якого (катод) виготовлено з важкого металу і з більшим атомним номером, при товщині стінки, що дорівнює максимальному пробігу вторинних електронів, має більшу ефективність.

Гамма-лічильники типів АМА та АММ — це самогасні лічильники. Катод у них виготовлено у вигляді скляного циліндра з товщиною стінки 1 мм, покритого всередині графітовим провідним лаком (аквадагом) або міддю; анодом служить вольфрамова нитка.

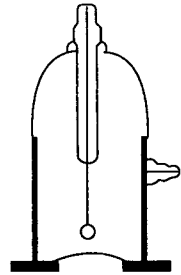


Рис. 153

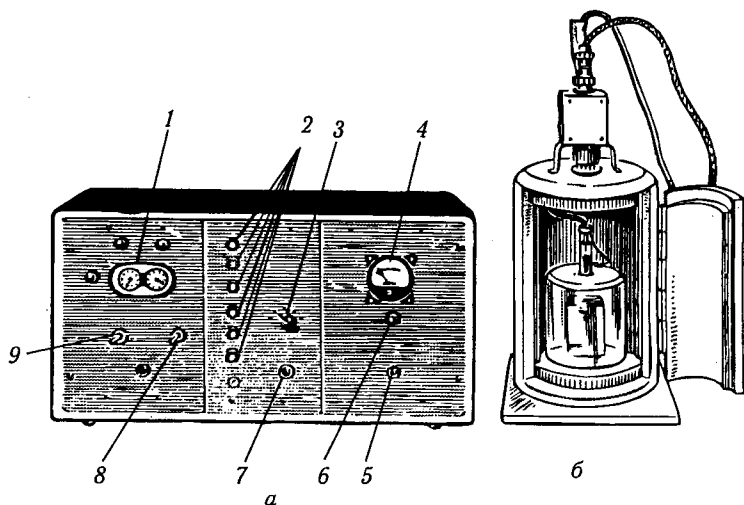


Рис. 154

Скляні гамма-лічильники можна використовувати також для реєстрації бета-частинок значної енергії, більшої ніж 1,7 МеВ. Альфа-частинки мають дуже малу проникну здатність. Наприклад, вони не проникають у торцевий лічильник бета-частинок, де слюдяне віконце має товщину порядку 0,01 мм. У торцевих лічильниках альфа-частинок слюдяне віконце має товщину порядку 5 мкм. Застосовуються також пропорційні лічильники, імпульсні камери і сцинтиляційні лічильники альфа-частинок.

Вивчити роботу лічильників можна за допомогою радіометричної установки Б-2 (рис. 154, а) та свинцевого домика ДС (рис. 154, б).

Установка Б-2 складається з таких частин (рис. 155): вхідних блоків БГС-2 і ВСП-2 2, які, у свою чергу, складаються з перерахункового електронного приладу ПС-64 3, високовольтного випрямляча 5, електромеханічного лічильника 4. Блок БГС-2 підсилює імпульси, що надходять від лічильника, і подає їх на перерахунковий прилад. За допомогою двох кабелів блок БГС-2 з'єднується із перерахунковим приладом та високовольтним випрямлячем.

Перерахунковий електронний прилад ПС-64 розширює межі вимірювання потоку радіоактивного випромінювання. Адже внаслідок інерції електромеханічний лічильник може реєструвати наступний імпульс струму через час, не мен-

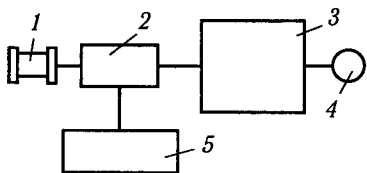


Рис. 155

ше ніж 0,01 с, і має швидкість лічби, не більшу ніж 600 імпульс/хв. За допомогою електронної схеми реєструється не кожний імпульс, а лише 4-, 16-, 32-, 64-й імпульси з тих, що надходять від лічильника Гейгера—Мюллера 1; завдяки чому можна розширити швидкість лічби до 6400 імпульс/хв.

Для живлення лічильника Гейгера—Мюллера у блоці ВСП-2 змонтовано високовольтний стабілізований випрямляч, напруга якого регулюється в межах від нуля до 2500 В. Напруга, що подається на лічильник Гейгера—Мюллера, контролюється вольтметром 4 (див. рис. 154, а), розміщеним на передній панелі блока ВСП-2. На цій панелі закріплено також електромеханічний лічильник 1 із двома коловими шкалами та стрілковими покажчиками, які встановлюють на нуль за допомогою двох ручок.

Свинцевий домок ДС (див. рис. 154, б) призначений для екранування лічильника Гейгера — Мюллера, щоб запобігти впливу стороннього випромінювання. Домик можна використати для роботи як з торцевими, так і з циліндричними лічильниками.

Підготовляють установку до роботи так. У домику ДС встановлюють лічильник Гейгера—Мюллера. Тумблери «мережа» 9, «пуск» 8, розміщені на передній панелі приладу (див. рис. 154, а), встановлюють в положення «вимк.», стрілки електромеханічного лічильника — на нуль, ручку «рег. напруги» 6 переміщують у крайнє ліве положення.

Умикають прилад в електромережу, тумблер мережі 9 встановлюють на «ввімк.» і прогрівають прилад протягом 5...10 хв. Для перевірки роботи приладу перемикач коефіцієнтів перерахунку встановлюють у положення «перевірка» й умикають одночасно секундомір та тумблер «пуск» 8 на 64 с. Якщо покази електромеханічного лічильника при цьому будуть  $50 \pm 2$  імпульси, то прилад готовий до роботи.

Перед тим як зняти характеристику лічильника, вивчають його паспорт, у якому вказано наближене значення напруги для початку лічби. У свинцевий домок уносять препарат і вибирають коефіцієнт перерахунку  $\times 1$  перемикачем 3. За допомогою регулятора встановлюють напругу на лічильнику, на 50...100 В меншу від напруги для початку лічби, оскільки напруга на лічильнику ще буде повільно збільшуватися й установиться через 30 с. Якщо протягом 1 хв лічильник не спрацює, то збільшують напругу на лічильнику Гейгера—Мюллера на 25...50 В. (Бажано заздалегідь виготовити та проградувати шкалу вольтметра 4 із ціною поділки 25 В.) Збільшуючи таким чином напругу на лічильнику, визначають початок лічби, коли неонові лампочки 2 почнуть спалахувати.

Після вимкнення тумблера «пуск» 8 лічильник перестає спрацьовувати, але деякі лампочки ще продовжують світитися. Щоб

визначити кількість нарахованих імпульсів, треба помножити покази електромеханічного лічильника на вибраний коефіцієнт перерахунку і до цього числа додати суму чисел, які знаходяться проти світних лампочок.

Щоб підготувати прилад до наступного вимірювання, треба натиснути на кнопку «скид» 7 й установити стрілки електромеханічного лічильника на нуль. Наступні виміри слід виконувати при коефіцієнті перерахунку  $\times 64$ , нараховуючи щоразу не менш як 400...500 імпульсів. Після цього треба розрахувати швидкість лічби в імпульсах за хвилину.

Виміри проводять до значного збільшення швидкості лічби, але зловживати тривалою роботою лічильника в цьому режимі не слід, оскільки це погіршує його властивості та може вивести лічильник з ладу. Після закінчення вимірювання ручкою «рег. напруги» 6 і кнопкою «замикання високої напруги» 5 слід зняти напругу з лічильника.

**Завдання.** 1. Ознайомитися в лабораторії атомної і ядерної фізики з різновидами лічильників Гейгера—Мюллера.

2. З'ясувати, в межах якої ділянки електричних напруг робочої характеристики лічильника (див. рис. 152) можна користуватися ним.

## § 70. Магнітні властивості атомів

Під впливом зовнішнього магнітного поля в тілах відбуваються складні фізичні процеси. Щоб пояснити їх, розглянемо спочатку магнітні властивості атомів. Вони зумовлені наявністю в атомах орбітальних магнітних моментів електронів  $\vec{p}_{mo}$ , спінових моментів електронів  $\vec{p}_{ms}$  та ядерного магнітного моменту  $\vec{p}_{mn}$ .

Орбітальний магнітний момент зумовлений обертанням електронів навколо ядра атома. Для спрощення розглянемо спочатку рух одного електрона по коловій орбіті. Такий електрон створює конвекційний коловий струм (рис. 156). Якщо  $\nu$  — частота обертання електрона, то за 1 с через нормальну площину  $\sigma_n$  він перенесе заряд  $e\nu$ , тобто створить струм

$$I = e\nu = \frac{e\nu}{2\pi r}.$$

Магнітний орбітальний момент електрона

$$p_{mo} = IS = \frac{evr}{2} = \frac{e\omega r^2}{2}, \quad (1)$$

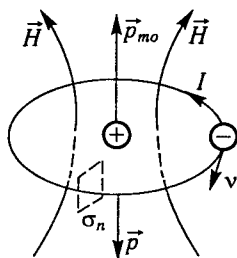


Рис. 156

де  $v$  і  $\omega$  — лінійна та кутова швидкості електрона;  $r$  — радіус колової орбіти. У векторній формі

$$\vec{p}_{mo} = \frac{e}{2} [\vec{v}, \vec{r}],$$

причому вектор  $\vec{p}_{mo}$  спрямований вздовж осі обертального руху електрона навколо ядра (за правилом свердлика).

Зауважимо, що електрон в атомі характеризується також механічним моментом орбітального руху — моментом імпульсу

$$p = mvr = m\omega r^2, \quad (2)$$

або у векторній формі

$$\vec{p} = m[\vec{r}, \vec{v}].$$

Вектор  $\vec{p}$  також спрямований вздовж осі обертання електрона, але протилежно до вектора  $\vec{p}_{mo}$ . Їх відношення називається *гіромагнітним відношенням*, тобто

$$g = \frac{p_{mo}}{p} = \frac{e}{2m}. \quad (3)$$

Отже, орбітальний магнітний і механічний моменти електрона (відносно ядра) пов'язані між собою і спрямовані у протилежні боки. Якщо в атомі  $Z$  електронів, то орбітальний магнітний момент атома

$$\vec{p}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{moi}. \quad (4)$$

Сумарний механічний момент усіх електронів атома

$$\vec{p} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_i, \quad (5)$$

а гіромагнітне відношення — таке саме.

Якщо зорієнтувати у певному напрямі вектори  $\vec{p}$  всіх атомів тіла, то й вектори  $\vec{p}_{ma}$  також упорядкуються. У цьому разі тіло намагнітиться. Скориставшись цим висновком, американський фізик С. Д. Барнет (1873—1956) намагнітив металевий циліндр швидким обертанням відносно власної осі (*механомагнітний ефект*). Справді, атоми тіла можна розглядати як мініатюрні гіроскопи. Під час обертання циліндра механічні моменти атомів повертаються так, щоб стати паралельними осі обертання у напрямі вектора  $\vec{\omega}$  (рис. 157). При цьому магнітні моменти атомів  $\vec{p}_{ma}$  встановляться у протилежному напрямі. Дослід показав, що верхній кінець циліндра, намагнічуючись, стає північним полюсом, а нижній — південним. Він підтверджує наявність колових молекулярних струмів (які передбачав А. М. Ампер) і пояснює процес намагні-

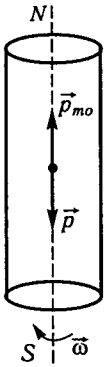


Рис. 157

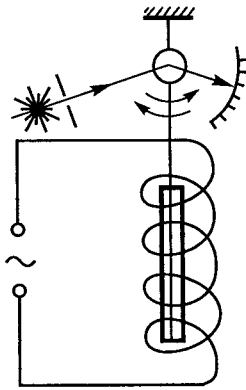


Рис. 158

чування як результат їх упорядкування.

Фізик-теоретик А. Ейнштейн (1879—1955) та голландський фізик В. де Хааз у 1915 р. провели дослід протилежного характеру, в якому продемонстрували, що залізний циліндр, підвішений у соленоїді на тонкій нитці (рис. 158), під впливом магнітного поля соленоїда намагнічується і дістає імпульс обертання (магнітомеханічний ефект). Кут повороту визначався за відхиленням світлового «зайчика». Із зміною напрямку струму

в соленоїді залізний циліндр перемагнічується та повертається у протилежний бік. Щоб збільшити кут повороту, використовувався резонанс: намагнічування проводилося магнітним полем змінного струму із частотою, яка збігалася з частотою власних крутильних коливань циліндра.

У процесі намагнічування циліндра магнітні моменти впорядковуються у напрямі магнітного поля  $\vec{H}$ , при цьому повертаються також механічні моменти. Оскільки поворотна система ізольована, за законом збереження моменту імпульсу циліндр повертається у протилежному напрямі.

Поряд із цим досліді показали, що дійсне гіромагнітне відношення удвічі більше від теоретичного. Це свідчить про те, що крім орбітальних моментів атомів  $p_{m0}$  є інші чинники, які впливають на намагнічення тіл. Пізніше було з'ясовано, що кожний електрон незалежно від його стану (в атомі чи поза ним) характеризується власним механічним моментом імпульсу  $\vec{p}_s$ , який інакше називають *спіном*, і власним магнітним моментом  $\vec{p}_{ms}$ , що чисельно дорівнює

$$p_{ms} = \frac{eh}{4\pi m} = 9,273 \cdot 10^{-24} \text{ Дж} \cdot \text{Тл}^{-1}. \quad (6)$$

Цю величину, яка характеризує власний магнітний момент електрона, називають *магнетон Бора* — це елементарний магнітний момент.

Експериментально доведено, що

$$\frac{p_{ms}}{p_s} = \frac{e}{m}. \quad (7)$$

Із формул (6) та (7) дістаємо

$$p_s = \frac{1}{2} \hbar, \quad (8)$$

де  $\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,054 \cdot 10^{-34}$  Дж · с — стала Планка.

Як з'ясувалося, спін електрона в магнітному полі може орієнтуватися паралельно ( $p_s = \frac{1}{2} \hbar$ ) або антипаралельно ( $p_s = -\frac{1}{2} \hbar$ ) відносно вектора напруженості  $\vec{H}$ . Спін властивий всім елементарним частинкам.

Ядро атома також має магнітний момент  $\vec{p}_{m\pi}$ , значення якого залежить від структури ядра. Як показали виміри, магнітний момент ядра незначний і мало впливає на магнітний момент атома.

## § 71. Магнетика та їх намагнічування. Вектор намагніченості. Магнітна сприйнятливість

Магнітні моменти атомів (молекул) у тілі зорієнтовані безладно, тому загальний магнітний момент тіла дорівнює нулю — воно ненамагнічене. Якщо тіло внести в магнітне поле, то виникає часткова або повна орієнтація магнітних моментів атомів (молекул) і результуючий магнітний момент тіла стає відмінним від нуля — воно намагнічується. При цьому змінюються властивості самого тіла: у ньому наводиться власне магнітне поле, яке характеризується вектором  $\vec{H}'$ .

Усяке макроскопічне тіло прийнято називати *магнетиком*, оскільки воно здатне намагнічуватися під впливом зовнішнього магнітного поля. Однак різні тіла намагнічуються по-різному, тому всі магнетика поділяють на три групи: діаманетики, парамагнетика та феромагнетика.

Для кількісного оцінювання ступеня намагнічення магнетика вводиться *вектор намагніченості*  $\vec{J}$ . Він чисельно дорівнює магнітному моменту одиниці об'єму магнетика, або векторній сумі магнітних моментів атомів (молекул) в одиниці об'єму магнетика, тобто

$$\vec{J} = \frac{\Delta \vec{P}_m}{\Delta V} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \vec{P}_{mai}, \quad (1)$$

де  $n$  — кількість частинок в об'ємі  $\Delta V$ ;  $\vec{P}_{mai}$  — магнітний момент  $i$ -ї частинки.



Якщо магнетик неоднорідний, то

$$\bar{J} = \lim_{\Delta V \rightarrow 0} \left( \frac{1}{\Delta V} \sum_{i=1}^n \bar{P}_{mai} \right) = \frac{d\bar{P}_m}{dV},$$

де  $d\bar{P}_m$  — магнітний момент фізично нескінченно малого об'єму магнетика.

Вектор намагніченості виражається в одиницях напруженості:

$$\frac{1 \text{ A} \cdot 1 \text{ м}^2}{1 \text{ м}^3} = 1 \frac{\text{A}}{\text{м}}.$$

Експериментально доведено, що для неферомагнітних тіл вектор намагніченості пропорційний напруженості зовнішнього магнітного поля:

$$\bar{J} = \chi \bar{H}, \quad (2)$$

де  $\chi$  — величина, яка характеризує магнетик; її називають *магнітною сприйнятливістю*.

Для діамагнетиків  $\chi$  — від'ємна величина, для парамагнетиків — додатна, для феромагнетиків  $\chi$  є функцією напруженості зовнішнього поля і може досягати значень  $10^3$  та більше.

Із викладеного випливає, що вектор намагніченості може як збігатися із вектором напруженості зовнішнього поля, так і бути протилежно спрямованим до нього (у діамагнетиках).

## § 72. Магнітне поле в магнетиках. Вектор магнітної індукції. Магнітна проникність магнетика

Під час розгляду магнітного поля струму у будь-якому середовищі потрібно враховувати, що до зовнішнього намагнічувального поля додається внутрішнє поле поляризованого магнетика. Ці поля дають результуюче поле, яке визначається вектором  $\bar{B}$  магнітної індукції, тобто

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \mu_0 \bar{H}', \quad (1)$$

де  $\mu_0 \bar{H}$  — вектор індукції зовнішнього магнітного поля у вакуумі;  $\mu_0 \bar{H}'$  — вектор індукції магнітного поля молекулярних струмів, або внутрішнього магнітного поля ( $\mu = 1$ , оскільки електрони атомів знаходяться у вакуумі).

Очевидно, за змістом вираз сили Лоренца слід було б записати так:

$$F_L = qv\mu(H + H') \sin(\hat{v}, \hat{H}).$$

У попередніх записах вплив середовища на електромагнітні взаємодії формально був відображений за допомогою коефіцієнта  $\mu$ , тобто замість  $\vec{H} + \vec{H}'$  ми брали  $\mu\vec{H}$  й одержували вектор магнітної індукції

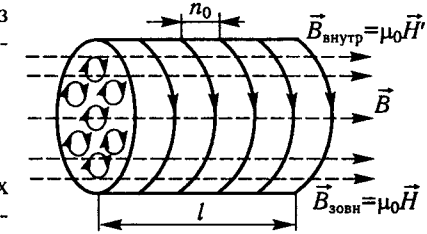


Рис. 159

$$\vec{B} = \mu\mu_0 \vec{H}. \quad (2)$$

За змістом величину (1) слід було б назвати не магнітною індукцією, а напруженістю магнітного поля в магнетику, оскільки це силова характеристика магнітного поля у середовищі.

Для визначення  $H'$  скористуємось намагніченим циліндром, у якому молекулярні струми впорядковані (рис. 159). Із рисунка випливає, що у внутрішніх областях циліндра молекулярні струми напрямлені протилежно і зрівноважуються. Залишаються струми біля бічної поверхні циліндра такими, як у соленоїді. Ці струми створюють усередині циліндра магнітне поле, напруженість якого можна визначити, скориставшись виразом напруженості всередині соленоїда:

$$H' = n_0 I = I_0, \quad (3)$$

де  $n_0$  — кількість кільцевих струмів на одиницю довжини соленоїда;  $I_0$  — поверхнева сила струму, що обтікає одиницю довжини стрижня.

Покажемо, що напруженість власного поля  $H'$  стрижня дорівнює вектору намагніченості  $\vec{J}$ . Для визначення останнього врахуємо, що  $I_0 S$  характеризує магнітний момент одиниці довжини стрижня, а весь магнітний момент його  $P_m = I_0 S l$ . Тоді

$$J = \frac{P_m}{Sl} = \frac{I_0 S l}{Sl} = I_0. \quad (4)$$

Із виразів (3) та (4) дістаємо  $H' = J$ . Ці величини збігаються також за напрямом. Урахувавши це, рівняння (1) запишемо так:

$$\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{J}),$$

або

$$\vec{B} = \mu_0 (1 + \chi) \vec{H}. \quad (5)$$

Із формул (2) і (5) дістаємо

$$\mu = 1 + \chi, \quad (6)$$

де  $\mu$  — магнітна проникність магнетиків.

Оскільки для більшості неферромагнетиків значення  $\chi$  дуже малі, для неферромагнетиків  $\mu \approx 1$ . Для ферромагнетиків  $\mu$  змінюється із зміною напруженості намагнічувального поля і може досягати великих значень.

### § 73. Атом у магнітному полі. Діамагнітний ефект. Діамагнетики

Якщо магнетик унести в магнітне поле, то магнітні моменти атомів (молекул) частково або повністю орієнтуються у напрямі вектора  $\mu_0 \vec{H}$ . Крім орієнтаційної дії на магнітні моменти намагнічувальне поле змінює швидкості орбітальних рухів електронів у атомах. З'ясуємо це.

Для спрощення вважатимемо, що електрон обертається відносно ядра атома по коловій орбіті у площині, перпендикулярній до вектора  $\mu_0 \vec{H}$  (рис. 160). У межах атома магнітне поле можна вважати однорідним. На електрон діє електрична (кулонівська) сила, яка відіграє роль доцентрової сили:

$$F_e = m\omega^2 r,$$

де  $m$ ,  $\omega$  — маса та кутова швидкість обертання електрона;  $r$  — радіус орбіти.

На електрон, що рухається у магнітному полі, діє сила Лоренца

$$F_L = ev\mu_0 H = e\omega r\mu_0 H (\sin \alpha = 1).$$

Ця сила спрямована протилежно до сили  $F_e$  і зменшує її, що приводить до зміни кутової швидкості на  $\Delta\omega$ . Тоді рівняння руху електрона запишемо так:

$$m(\omega + \Delta\omega)^2 r = F_e - F_L,$$

або

$$m(\omega + \Delta\omega)^2 r = m\omega^2 r - e\omega r\mu_0 H,$$

звідки

$$\Delta\omega = -\frac{e\mu_0 H}{2m}. \quad (1)$$

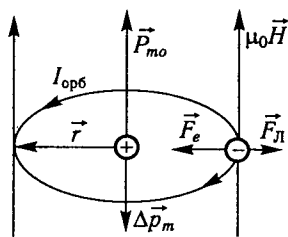


Рис. 160

Отже, електрон гальмується, тобто його швидкість зменшується. Як відомо, орбітальний магнітний момент електрона

$$p_{mo} = \frac{e\omega r^2}{2} = \frac{e\omega\pi r^2}{2\pi} = \frac{e\omega S_{\perp}}{2\pi},$$

де  $S_{\perp}$  — площа орбіти електрона (тут вона перпендикулярна до вектора  $\mu_0\vec{H}$ , а загалом — це площа проекції орбіти електрона на площину, перпендикулярну до вектора  $\mu_0\vec{H}$ ).

Зміна кутової швидкості приводить до виникнення додаткового орбітального магнітного моменту електрона, який виражається так:

$$\Delta p_m = \frac{e\Delta\omega S_{\perp}}{2\pi}, \text{ або } \Delta\vec{p}_m = -\frac{e^2\mu_0 S_{\perp}}{4\pi m} \vec{H}. \quad (2)$$

Якщо в атомі  $Z$  електронів, то результуючий додатковий магнітний момент атома

$$\Delta\vec{P}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \Delta\vec{p}_{mi} = -\frac{e^2\mu_0\vec{H}}{4\pi m} \sum_{i=1}^Z S_{\perp i}.$$

Увівши поняття середньої площі проекцій електронних орбіт

$$\bar{S}_{\perp} = \frac{\sum_{i=1}^Z S_{\perp i}}{Z}, \text{ дістанемо}$$

$$\Delta\vec{P}_{ma} = -\frac{e^2 Z \bar{S}_{\perp} \mu_0}{4\pi m} \vec{H}. \quad (3)$$

Якщо площина орбіти електрона не перпендикулярна до вектора  $\mu_0\vec{H}$ , то під впливом магнітного поля електронна орбіта зазнає прецесуючого руху і магнітний момент  $\vec{P}_{ma}$  описує конус прецесії відносно напрямку вектора  $\mu_0\vec{H}$ . Можна довести, що й у цьому разі додатковий магнітний момент визначається виразом (3). Вектор  $\Delta\vec{P}_{ma}$  спрямований протилежно до результуючого магнітного моменту атома орбітального руху електронів  $\sum_{i=1}^Z \vec{p}_{moi}$ , тому

$$\vec{P}_{ma} = \sum_{i=1}^Z \vec{p}_{moi} - \Delta\vec{P}_{ma}. \quad (4)$$

Тут ще не враховано спінових магнітних моментів, але й цього досить, щоб зробити такий висновок: *під впливом зовнішнього магнітного поля виникає додатковий магнітний момент атома  $\Delta P_{ma}$  в напрямі, протилежному до зовнішнього поля. У цьому й полягає діамагнітний ефект, властивий всім тілам. Є речовини, в атомах (і молекулах) яких векторна сума орбітальних магнітних моментів усіх електронів дорівнює нулю:  $\sum_{i=1}^Z \vec{p}_{moi} = 0$ . Такі речовини називаються діамагнетиками.*

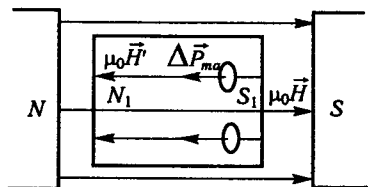


Рис. 161

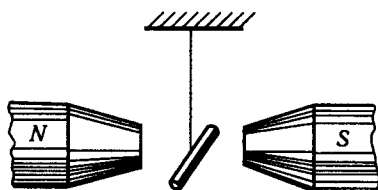


Рис. 162

У діамagnetиках виявляється чистий діамagnetний ефект:  $\vec{P}_{ma} = -\Delta\vec{P}_{ma}$ ; вони намагнічуються у напрямі, протилежному до зовнішнього магнетного поля (рис. 161). Тому в неоднорідному магнетному полі діамagnetики виштовхуються у ті області, в яких зовнішнє магнетне поле слабше. Цим пояснюється те, що підвішений на нитці діамagnetний стрижень намагається повернутись та встановитися в напрямі, перпендикулярному до вектора  $\mu_0\vec{H}$  (рис. 162), а діамagnetні гази в полум'ї свічки виштовхуються із міжполюсного проміжку.

До діамagnetиків належать Zn, Cu, Bi, Sb, Ag, Au, Pb, I, C, Hg, Si, H<sub>2</sub>O (слабко), CO<sub>2</sub>, смоли, скло, мармур, віск, благородні гази і більшість органічних сполук.

Визначимо магнетну сприйнятливість діамagnetика. Нехай в об'ємі  $\Delta V$  є  $n$  частинок діамagnetної речовини. Якщо діамagnetик однорідний і всі вектори  $\Delta\vec{P}_{ma}$  спрямовані однаково, то вектор намагніченості

$$\vec{j} = \frac{\Delta\vec{P}_{ma}n}{\Delta V} = \Delta\vec{P}_{ma}n_0 = -\frac{e^2n_0ZS_{\perp}\mu_0}{4\pi m}\vec{H} = \chi\vec{H},$$

звідки

$$\chi = -\frac{e^2n_0ZS_{\perp}\mu_0}{4\pi m} < 0. \quad (5)$$

Відповідно до виразу (5)

$$\mu = (1 + \chi) < 1. \quad (6)$$

Із формули (6) випливає, що електромагнетні сили взаємодій у діамagnetному середовищі менші, ніж у вакуумі. З цих причин діамagnetик непридатний для побудови електромагнетів.

## § 74. Парамагнетика та їх намагнічування

*Парамагнетиками* називають речовини, атомам або молекулам яких властиві певні магнетні моменти, тобто векторна сума орбітальних магнетних моментів усіх електронів не дорівнює нулю:

$$\sum_{i=1}^Z \vec{p}_{m0i} \neq 0. \quad (1)$$

До парамагнетиків належать Cr, Mn, Sn, Al, Pt, Na, K, O, N, оксид нітрогену, рідкісноземельні елементи, луги та лужноземельні елементи.

Коли немає магнітного поля, магнітні моменти окремих атомів розташовані безладно і парамагнетик ненамагнічений. Якщо парамагнетик унести в магнітне поле, то на кожний атом діятиме механічний обертальний момент. Тому магнітні моменти атомів намагатимуться зорієнтуватися у напрямі зовнішнього магнітного поля, деякий час коливаючись відносно положень рівноваги.

Тепловий рух дезорієнтує упорядковані атомні магнітні моменти. Переважна орієнтація векторів  $\vec{P}_{ma}$  тим гірша, чим вища температура і чим слабше магнітне поле. При досить сильному магнітному полі може настати насичення, так що магнітні моменти всіх атомів повністю зорієнтуються у напрямі зовнішнього магнітного поля.

Отже, парамагнетики намагнічуються у напрямі навіданого зовнішнього магнітного поля. Намагнічені парамагнетики підсилюють зовнішнє магнітне поле: вектори  $\mu_0 \vec{H}'$  та  $\mu_0 \vec{H}$  спрямовані в один бік (рис. 163). Тому парамагнетик, наприклад парамагнітна рідина (рис. 164), втягується у міжполюсний проміжок.

Атомам парамагнетика властивий також діамагнітний ефект, але вектор  $\Delta \vec{P}_{ma}$  малий порівняно з  $\vec{P}_{ma}$ ; тому діамагнітний ефект тільки послаблює основний парамагнітний момент: речовина залишається парамагнітною. Цьому сприяє й те, що тепловий рух і зіткнення атомів приводять до згасання прецесії електронних орбіт.

Теорію парамагнетизму розвинув французький вчений П. Ланжевен (1872—1946) у 1905 р.

У процесі намагнічування парамагнетика основну роль відіграють два чинники: орієнтуюча дія, що залежить від векторів  $\vec{P}_{ma}$  та  $\mu_0 \vec{H}$ , і розкидна дія теплового руху, яка залежить від  $kT$  ( $k$  — стала

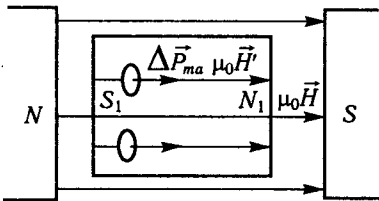


Рис. 163

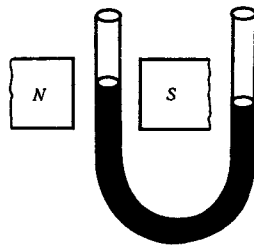


Рис. 164

Больцмана). Виходячи із цього, П. Ланжевен знайшов, що вектор намагніченості парамагнетика

$$\bar{j} = \frac{n_0 P_{ma}^2 \mu_0}{3kT} \bar{H}, \quad (2)$$

а магнітна сприйнятливість

$$\chi = \frac{n_0 P_{ma}^2 \mu_0}{3kT}, \text{ або } \chi = \frac{C}{T}. \quad (3)$$

Останнє рівняння виражає закон Кюрі, виявлений експериментально. Для кристалів точнішим є закон Кюрі—Вейса:

$$\chi = \frac{C}{T - \theta}, \quad (4)$$

де  $\theta$  — парамагнітна точка Кюрі.

Як бачимо, магнітна сприйнятливість діа- та парамагнетиків не залежить від напруженості магнітного поля і є магнітною характеристикою речовини.

## § 75. Феромагнетики та їхні властивості. Магнітний гістерезис. Праці О. Г. Столетова

Вектор  $\bar{B}$  індукції результуючого магнітного поля у магнетик дорівнює векторній сумі магнітних індукцій зовнішнього (намагнічувального) і внутрішнього полів:

$$\bar{B} = \mu_0 \bar{H} + \mu_0 \bar{H}', \quad (1)$$

або

$$\bar{B} = \mu_0 (\bar{H} + \bar{J}). \quad (2)$$

*Феромагнетиками* називаються речовини, в яких власне магнітне поле може бути у багато разів (у сотні й тисячі) сильніше, ніж зовнішнє поле, яке зумовило намагнічування:  $\bar{H}' \gg \bar{H}$ . До феромагнетиків належать (у кристалічному стані) залізо, нікель, кобальт, гадоліній, їх оксиди та сполуки із сіркою. За дуже низьких температур феромагнітні властивості виявляють також диспрозій, ербій. До феромагнетиків належать сплави з неферомагнітних компонентів на основі мангану і хрому: MnBi, MnSn, CrPt, CrS та ін.

Властивості феромагнетиків уперше докладно вивчив російський фізик О. Г. Столетов. Виявилось, що феромагнетики, як і парамагнетики, намагнічуються у напрямі зовнішнього магнітного поля, але феромагнетики мають свої особливості, відмінні від властивостей парамагнетиків.

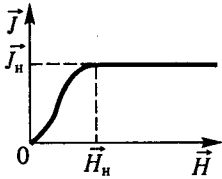


Рис. 165

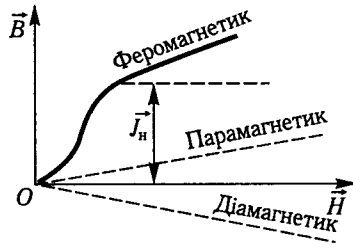


Рис. 166

Намагніченість  $\vec{J}$  та індукція  $\vec{B}$  нелінійно залежать від напруженості зовнішнього магнітного поля. На рис. 165 зображено графічну залежність вектора намагніченості  $\vec{J}$  від  $\vec{H}$ . У слабких полях  $\vec{J}$  різко зростає зі збільшенням  $\vec{H}$ , а потім сповільнюється і при  $\vec{H}_n$  досягає максимального значення, яке практично залишається незмінним. У цьому стані, який О. Г. Столетов назвав *насиченням*, усі магнітні моменти атомів упорядковуються у напрямі зовнішнього магнітного поля. Подальше збільшення  $\vec{H}$  не зумовлює зростання  $\vec{J}$ .

На рис. 166 зображено криву залежності  $\vec{B}$  від  $\vec{H}$ . На відміну від попередньої кривої вона не має горизонтальної частини. Це пояснюється тим, що у стані насичення другий доданок у рівнянні (1) залишається незмінним, а  $\vec{B}$  зростає тільки завдяки збільшенню першого доданка.

Відносна магнітна проникність  $\mu$  — нестала величина, вона залежить від  $H$  (рис. 167). У слабкому магнітному полі  $\mu$  швидко зростає, досягаючи максимуму, потім спадає, наближаючись до одиниці, як для вакууму.

Проаналізуємо цей факт із практичних міркувань. Запишемо рівняння (1) так:

$$\mu\mu_0 H = \mu_0(H + J),$$

звідки

$$\mu = 1 + \frac{J}{H}. \quad (3)$$

При насиченні  $J = \text{const}$ . Якщо  $H \rightarrow \infty$ , то  $\mu \rightarrow 1$ . Тому в сильних полях  $B \approx \mu_0 H$ . У сильних магнітних полях залізне осердя електромагніта втрачає своє призначення: воно не збільшує густини магнітної енергії, тому використовувати його недоцільно.

Максимальні значення  $\mu$  дуже великі: для заліза — 5000, кремнистого заліза (3,3 % Si) — 10 000, пермалою — 100 000.

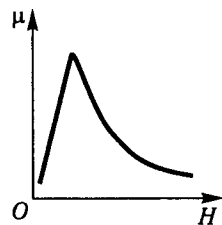


Рис. 167



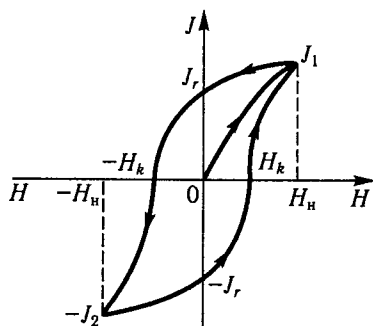


Рис. 168

до 0, то графік  $J = f(H)$  вже не піде зворотним шляхем, а зобразиться кривою  $J_1 J_r$ , яка лежить вище первинної кривої. Отже, зменшення  $H$  не супроводиться відповідним зменшенням  $J$ , спостерігається відставання розмагнічування.

Явище відставання (запізнення) змін намагнічування тіла від змін напруженості магнітного поля називається *магнітним гістерезисом*, а те намагнічування, яке зберігається після зникнення зовнішнього магнітного поля, — *залишковим намагнічуванням*. Водночас частина магнітних моментів атомів залишається зорієнтованою у початковому напрямі. Залишкове намагнічування вимірюється відрізком  $0J_r$ .

Щоб знищити  $J_r$ , збільшуватимемо  $H$  у протилежному напрямі. При  $H = -H_k$  залишкове намагнічування зникає (крива  $J_r H_k$ ). Напруженість поля  $H_k$ , при якій знищується залишкове намагнічування  $J_r$ , є мірою стійкості феромагнетика і називається *затримуючою*, або *коерцитивною силою*.

Якщо ще збільшувати  $H$  у протилежному напрямі, то намагнічування зобразиться кривою  $H_k = J_2$ , а при  $H = -H_N$  знову настане насичення: стрижень намагнітиться у протилежному до початкового напрямі. Якщо тепер  $H$  зменшувати до нуля, то залишкове намагнічування стане  $-J_r$ . Щоб його знищити, треба збільшувати  $H$  від 0 до  $H_k$ . При  $H = H_N$  знову настає початкове насичення.

Коли  $H$  змінюється циклічно від  $H_N$  до  $-H_N$  і навпаки, крива намагнічування феромагнетика має вигляд замкненої кривої, яка називається *петлею гістерезису*.

Робота, потрібна для перемагнічування феромагнетика, виконується завдяки енергії магнітного поля. Можна довести, що енергія, яка витрачається за один цикл, пропорційна площі петлі гістерезису.

Намагнічування феромагнетиків залежить від температури: з її підвищенням залишкове намагнічування зменшується і за певної

Феромагнетики зберігають своє намагнічування після того, як перестає діяти зовнішнє магнітне поле.

Для дослідження цього явища помістимо ненамагнічений феромагнітний стрижень у котушку і збільшуватимемо в ній струм, починаючи від нуля. Тоді залежність вектора намагніченості від напруженості магнітного поля виразиться кривою  $0J_1$  (рис. 168). При  $H = H_N$  настає насичення. Якщо тепер зменшувати напруженість магнітного поля від  $H_N$

температури, яка називається *точкою Кюрі*, зникає зовсім. Це пояснюється досить інтенсивним тепловим рухом молекул феромагнетика та дезорієнтацією спінових магнітних моментів. Точка Кюрі для різних феромагнетиків неоднакова: для заліза — 1053 К, нікелю — 631 К, кобальту — 1423 К, пермалюю — 823 К тощо. У зовнішньому магнітному полі з переходом через точку Кюрі феромагнетик поводить себе як парамагнетик.

Експериментально доведено, що в намагнічуванні феромагнетиків основну роль відіграють не магнітні моменти орбітального руху електронів, а спінові магнітні моменти  $p_{ms}$ . За температур, нижчих від точки Кюрі, феромагнетик природно розділяється на велику кількість досить малих областей *самодовільного (спонтанного) намагнічування*. Такі ділянки намагнічування всередині феромагнетика називаються *доменами*.

Лінійні розміри доменів дорівнюють приблизно  $10^{-4} \dots 10^{-5}$  м. У межах окремих доменів вектори  $p_{ms}$  упорядковані й спрямовані в якомусь одному напрямі. Проте домени всередині тіла зорієнтовані безладно; тому, коли зовнішнього магнітного поля немає, векторна сума магнітних моментів доменів дорівнює нулю і тіло в цілому ненамагнічене.

Існування доменів доведено експериментально. У 1931 р. М. С. Акулов та М. Д. Дегтяр (в Англії Ф. Біттер) на відполіровану поверхню феромагнетика наносили шар рідини, в якій були змелені дрібненькі частинки феромагнітного (магнетитового  $Fe_3O_4$ ) порошку. Домени виглядають як маленькі магнітики, між якими виникає неоднорідне магнітне поле (магнітні полюси). Тому частинки порошку, осідаючи в рідині, втягуються в ділянки неоднорідного поля і дають зображення контурів доменів (порошкові фігури).

Існування доменів можна пояснити, виходячи з енергетичних міркувань. Із механіки відомо, що система буде в найстійкішому стані тоді, коли її потенціальна енергія мінімальна. З погляду на це навколо одного постійного магніту існує значне зовнішнє магнітне поле, в якому локалізовано частину енергії; якщо поблизу є два магніти, то енергія зовнішньої області поля вже менша. Проте коли закоротити їхні полюси залізною пластинкою, то утворюється замкнений магнітний потік, а магнітна енергія поля стає мінімальною. Подібне явище відбувається усередині феромагнетика, в якому замикаються магнітні потоки доменів (рис. 169).

Чітке пояснення особливостей феромагнетизму дає квантова механіка. У ній утворення доменів пояснюється існуванням між електронами обмінних сил. Саме ці сили за певних умов спричинюють паралельне розміщення магнітних моментів електронів й утворення доменів.

У разі технічного намагнічування феромагнетика зовнішнє магнітне поле зорієнтовує магнітні моменти не окремих атомів (моле-

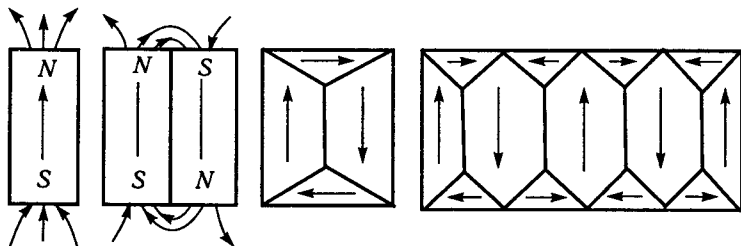


Рис. 169

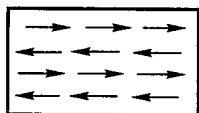


Рис. 170

кул), як у парамагнетиках, а доменів. У стані насичення вектори  $\vec{p}_{ms}$  зорієнтовуються паралельно зовнішньому полю. Процес намагнічування відбувається стрибкоподібно — окремими етапами. Цей ефект був відкритий німецьким ученим Г. Г. Баркгаузенем (1881—1956) у 1919 р.

Його можна виявити за методом, запропонованим російським фізиком В. К. Аркадьєвим (1884—1953). Якщо на феромагнітний стрижень, уміщений у намагнічувальне поле соленоїда, надіти котушку із телефоном, то зі збільшенням  $\mu_0 \vec{H}$  у телефоні чути шарудіння. Воно виникає внаслідок зміни орієнтації векторів  $\vec{p}_{ms}$  у доменах.

Існують речовини, в яких, на відміну від феромагнетиків, спінові магнітні моменти зорієнтовані попарно антипаралельно. Можна сказати, що спінові магнітні моменти утворюють ніби дві просторові підґратки, вставлені одна в одну та намагнічені у протилежних напрямках (рис. 170). Такі речовини, в яких намагнічування обох підґраток однакове, називаються *антиферомагнетиками*. Їх існування теоретично передбачив російський фізик Л. Д. Ландау (1908—1968) у 1933 р. До них належать деякі сполуки мангану ( $MnO$ ,  $MnS$ ), хрому ( $NiCr$ ,  $Cr_2O_3$ ), ванадію ( $VO_2$ ) тощо. Антиферомагнітний стан спостерігається нижче деякої температури, яка називається *антиферомагнітною точкою Кюрі* ( $\theta_{af}$ ). При  $T < \theta_{af}$  магнітна сприйнятливість дуже мала — близька до нуля.

З підвищенням температури магнітна сприйнятливість зростає і при  $T = \theta_{af}$  досягає максимуму. Внаслідок цього руйнуються області спонтанного антипаралельного орієнтування спінових магнітних моментів, а антиферомагнетики перетворюються на парамагнетики.

## § 76. Магнітні матеріали та їх застосування

Ще О. Г. Столетов, досліджуючи функцію намагніченості заліза і розуміючи її значення для теорії побудови електричних машин, зауважував, що знання властивості заліза короткочасно намаг-

нічуватись так само необхідне тут, як необхідне знання властивостей пари для теорії парових машин. Дослідження О. Г. Столетова дали можливість класифікувати магнітні матеріали на м'які та тверді.

До м'яких магнітних матеріалів належать такі, магнітна проникність  $\mu$  яких велика, а коерцитивна сила  $H_k$  мала (петля гістерезису вузька). Такими є чисте залізо, залізокремнієві сплави (трансформаторне і динамне залізо), залізникелеві сплави та ін. (табл. 3).

До твердих магнітних матеріалів належать такі, коерцитивна сила  $H_k$  та залишкова індукція  $B_r$  яких великі (табл. 4).

Тверді магнітні матеріали використовують для побудови постійних магнітів, які є складовою магнітоелектричних вимірювальних приладів, динаміків тощо.

Ці магнітні матеріали мають малий питомий опір, а тому у змінних магнітних полях спричиняють значні втрати енергії на індукційні струми. Щоб запобігти таким утратам, застосовують напівпровідникові феромагнетики—ферити. Вони мають дуже великий опір.

Ферити — це тверді розчини оксиду заліза  $Fe_2O_3$  й оксиду одно- або двовалентного металу (Ni, Zn, Si, Co, Cu, Pb) та ін. Виготовляють ферити спіканням за температури 1100...1600 К добре перемішаних порошкоподібних компонентів. Особливого значення набули магній-манганові ферити з коерцитивною силою 160 000...240 000 А/м; їх використовують у запам'ятовуючих пристроях тих ЕОМ ( $+B_r$  і  $-B_r$ ), що відповідають двійковій системі чисел.

Таблиця 3

Речовина	$\mu_{\max}$	$H_k$ , А/м
Чисте залізо	5000	80
Кремнієве залізо (Fe — 96 %; Si — 4 %)	8000	48
Пермалой (Fe — 22 %; Ni — 78 %)	10 000	4

Таблиця 4

Речовина	$H_k$ , А/м	$B_r$ , $10^8$ Тл
Вуглецева сталь (C — 1 %; Mn — 0,5 %; решта — Fe)	4080	0,90
Кобальтова сталь (Co — 40 %; решта — Fe)	19 360	1,00
Альні (Ni — 25 %; Al — 12 %; решта — Fe)	40 000	0,70
Альніхо (Co — 24 %; Ni — 14 %; Al — 8 %; Cu — 3 %; решта — Fe)	52 000	1,27

## § 77. Потік магнітної індукції (магнітний потік)

Нехай лінії магнітної індукції пронизують деяку невелику площину  $dS$  (рис. 171). Можна вважати, що в межах цієї площини магнітне поле однорідне. Поток вектора магнітної індукції, або *магнітним потоком*, називається скалярна фізична величина

$$d\Phi = BdS \cos(\vec{B}, \vec{n}) = B_n dS, \quad (1)$$

де  $\vec{n}$  — зовнішня нормаль до площини  $dS$ ;  $B_n$  — проекція вектора  $\vec{B}$  на напрям нормалі. Повний потік через поверхню  $S$  визначається як

$$\Phi = \int_S B_n dS. \quad (2)$$

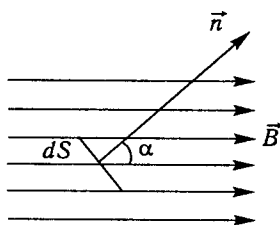


Рис. 171

Якщо магнітне поле однорідне, а поверхня плоска і перпендикулярна до  $B$ , то  $B = B_n = \text{const}$ , а отже,

$$\Phi = BS. \quad (3)$$

Із формули (3) дістаємо найменування та одиницю магнітного потоку в СІ:

$$1 \frac{\text{Вб}}{\text{м}^2} \cdot 1 \text{ м}^2 = 1 \text{ Вб (вебер)}.$$

Нехай густина ліній магнітної індукції (кількість ліній, які пронизують одиничну площину в нормальному напрямі) чисельно дорівнює  $B$ . Тоді магнітний потік через перпендикулярну площину дорівнюватиме кількості ліній магнітної індукції, що пронизують цю площину. У цьому полягає зручність графічного методу зображення магнітного поля.

## § 78. Робота струму в магнітному полі

Нехай прямий провідник завдовжки  $l$  із струмом  $I$  перебуває в однорідному магнітному полі, індукція якого  $\vec{B}$ . При цьому на провідник діє електродинамічна сила Ампера

$$F = IBl \sin(\vec{l}, \vec{B}).$$

Якщо провідник незакріплений, то під впливом сили Ампера він поступально переміщується із положення  $QP$  в положення  $Q_1P_1$  (див. § 57, рис. 122).

Нехай елементарне переміщення провідника здійснюється у напрямі  $dx$  діючої сили. Тоді елемент механічної роботи

$$dA = Fdx = IB_n l dx = IB_n dS,$$

де  $B_n = B \sin(\vec{l}, \vec{B})$  — проекція вектора  $\vec{B}$  на напрям нормалі  $\vec{n}$  до площини  $dS$ . Однак  $B_n dS = d\Phi$  — елементарний магнітний потік через площину  $dS$ , тому

$$dA = Id\Phi. \quad (1)$$

Інтегруючи цей вираз (при  $I = \text{const}$ ), дістаємо

$$A = I(\Phi_2 - \Phi_1) = I\Delta\Phi. \quad (2)$$

Формула (2) залишається правильною для замкненого контуру довільної конфігурації та будь-якої структури магнітного поля.

Отже, робота, що виконується під час переміщення у магнітному полі замкненого контуру з постійним струмом, дорівнює добутку сили струму на зміну магнітного потоку через поверхню, обмежену контуром, або на кількість ліній магнітної індукції, перетнутих контуром. Ця робота виконується завдяки енергії джерела струму.

## § 79. Прискорювачі заряджених частинок

Для вивчення структури атомного ядра і природи ядерних сил, здійснення штучних ядерних перетворень потрібно мати частинки (електрони, протони, дейтрони, іони) досить великої енергії, які могли б бути «снарядами» для бомбардування ядер. Тому з розвитком ядерної фізики виникла потреба у створенні спеціальних установок, які називаються *прискорювачами заряджених частинок*.

В усіх прискорювачах енергія заряджених частинок зростає внаслідок дії на них електричного поля.

За формою траєкторії руху прискорюваних частинок усі прискорювачі поділяються на дві основні групи: *лінійні* та *циклічні*. За способом розгону частинок прискорювачі можуть бути *нерезонансними* або *резонансними*. Розглянемо фізичні принципи, на яких ґрунтується дія прискорювачів.

**Лінійний прискорювач.** У цій установці заряджені частинки приводяться у прискорений прямолінійний рух під дією високої електричної напруги, прикладеної на кінцях або окремих ділянках вакуумної трубки (рис. 172). На одному кінці трубки знаходиться джерело заряджених частинок, на іншому — мішень.

Проміжні електроди у вигляді пустотних циліндрів відіграють подвійну роль: забезпечують більш рівномірний спад потенціалу

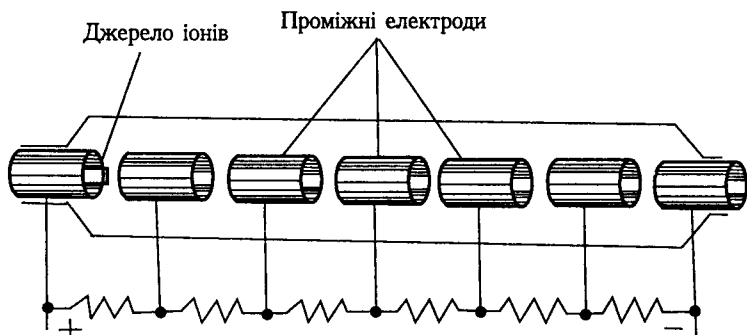


Рис. 172

вздовж трубки і цим запобігають виникненню розрядів на її кінцях; щілини між електродами фокусують іони ближче до осі трубки, оскільки ліву фокусуючу половину щілини іони проходять довший час, ніж праву — дефокусуючу (рис. 173).

У прискорювачі такого типу заряджені частинки проходять електричне поле однократно. Тому поле має бути дуже сильним. Для цього застосовуються високовольтні генератори.

У *нерезонансному лінійному прискорювачі* використовується електростатичний генератор ван де Граафа (рис. 174). Генератор складається із двох металевих сферичних електродів діаметром до 10 м, укріплених на високих ізоляційних (текстолітових) колонах; останні розміщуються на возиках, завдяки чому відстань між електродами можна змінювати. Заряди до електродів переносяться двома нескінченними шовковими або гумовими стрічками, а передаються їм через гостроподібні колектори  $K$ . Стрічки заряджаються через випрямляч від трансформатора на 10...20 кВ. Завдяки введенню додаткового колектора  $K_1$  стрічка не тільки приносить деякий

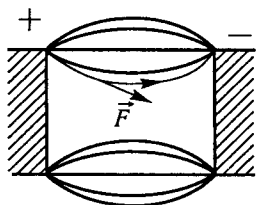


Рис. 173

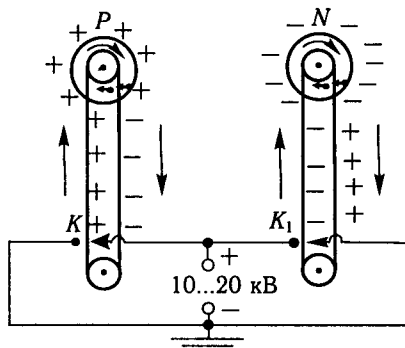


Рис. 174

позитивний заряд, а й забирає з електрода такий самий негативний заряд; тому заряд електрода зростає швидше.

Електростатичні генератори дають змогу одержувати напругу до  $5 \cdot 10^6$  В; обмеження напруги зумовлюється пробивним потенціалом навколишнього газу. Для поліпшення ізоляції та зменшення розмірів електродів іноді їх розміщують у камері, наповненій азотом, фреоном або елегазом ( $\text{SF}_6$ ) під тиском до  $16 \cdot 10^5$  Па.

У резонансних лінійних прискорювачах використовується високочастотна змінна напруга, а рух частинки синхронізується зі змінами напруги. Схему прискорювача зображено на рис. 175.

У циліндричній вакуумній трубці розміщено трубчасті електроди 1, 2, 3, ... різної довжини. На них за допомогою шин  $B_1$  і  $B_2$  подається змінна напруга  $U$ . Довжина та розміщення електродів підбираються так, щоб напрям електричного поля у щілинах збігався із напрямом руху частинки. Протилежний напрям поля у щілинах має припадати на той час, коли частинка рухається всередині трубчастих електродів. Там поле відсутнє і частинка рухається за інерцією.

Якщо заряд частинки  $q$ , то в щілині між електродами вона дістане енергію  $E_1 = qU$ , на всіх  $n$  щілинах — енергію  $E = qUn$ . Отже, при порівняно невеликій напрузі частинка може одержати значну енергію.

Довжину трубчастих електродів можна розрахувати із таких міркувань. Довжина трубки має дорівнювати шляху, який частинка проходить за час півперіоду змінної напруги,

$$l = \frac{1}{2} vT.$$

Виходячи з виразу кінетичної енергії частинки, матимемо

$$\frac{mv^2}{2} = qUn; \quad v = \sqrt{\frac{2qUn}{m}}; \quad l = \sqrt{\frac{qUn}{2m}} T.$$

Отже, довжина електродів має знаходитися у співвідношенні

$$l_1 : l_2 : l_3 : \dots = 1 : \sqrt{2} : \sqrt{3} : \dots$$

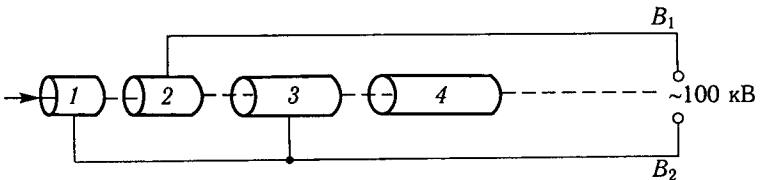


Рис. 175



Із 1965 р. у Харкові діє один із найпотужніших у світі лінійний прискорювач електронів з енергією до 2 ГеВ.

Хоча лінійні прискорювачі не можуть надавати частинкам таких великих енергій, які тепер використовуються в атомній фізиці, все ж вони залишаються цінними допоміжними установками при ядерних дослідженнях. Ці установки дають змогу одержувати однорідні прискорені частинки строго контрольованої енергії.

**Циклічні прискорювачі.** У циклічних прискорювачах використовується спільна дія на заряджену частинку електричного і магнітного полів. Електричне поле прискорює частинки, а магнітне утримує їх на певній траєкторії та багаторазово повертає у прискорювальне поле. Траєкторією частинки при цьому є спіраль або майже замкнена крива. Циклічні прискорювачі дають можливість одержувати частинки дуже великої енергії без застосування надвисоких напруг.

Розглянемо принципи дії нерезонансних і резонансних циклічних прискорювачів.

**Бетатрон** — нерезонансний циклічний прискорювач. Використовується для прискорення  $\beta$ -частинок (електронів). Теорію бетатрона розробив російський фізик Я. П. Терлецький.

Дія бетатрона ґрунтується на явищі електромагнітної індукції. Як відомо, змінне магнітне поле в будь-якій області простору створює вихрове електричне поле:

$$-\frac{\partial B}{\partial t} = \text{rot } E,$$

лінії напруженості якого є замкненими кривими, що охоплюють лінії магнітної індукції  $\vec{B}$  (рис. 176). Таке вихрове електричне поле використовується для прискорення електронів у вакуумній тороїдній трубці бетатрона. Як правило, ця трубка розміщується між полюсами електромагніта спеціальної форми (рис. 177), чим забезпечується стійка колова траєкторія електронів.

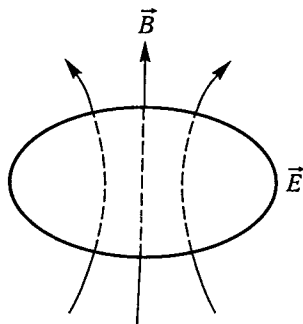


Рис. 176

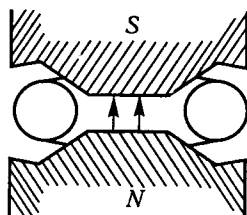


Рис. 177

Електромагніт живиться змінним струмом. Коли магнітне поле починає посилюватись, у трубку вводяться електрони; їх підхоплює вихрове електричне поле й розганяє до високої енергії. За один оберт електрон набуває енергію у кілька десятків електрон-вольтів. Через  $1/4$  періоду магнітне поле досягає максимуму і прискорення електронів припиняється. За

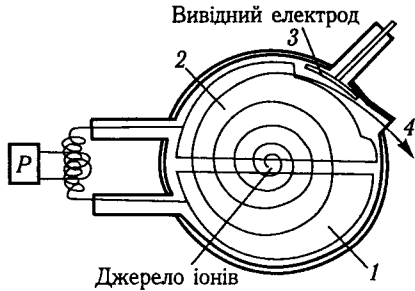


Рис. 178

цей час електрони встигають зробити мільйон обертів, проходять шлях у 300...400 км та набувають енергію до 300 МеВ. Прискорені електрони спрямовуються на мішень, що розміщується у трубці.

Максимальна енергія електронів, прискорюваних у бетатроні, може досягти 500 МеВ. Обмеження енергії електронів зумовлюється витратою їхньої енергії на електромагнітне випромінювання. Теорію цього явища розробили російські фізики Л. А. Арцимович (1909—1973) та І. Я. Померанчук (1913—1966).

Бетатрон використовується в основному для здобуття жорсткого рентгенівського проміння. Він непридатний для прискорення важких частинок, бо завдяки великій масі частинок їх прискорення і кількість обертів за час наростання магнітного поля малі.

Для одержання важких частинок великої енергії доводиться прискорювати їх у електричному полі більш тривалий час. Це забезпечується за допомогою магнітного поля, яке періодично вводить заряджені частинки у прискорювальне електричне поле. Цей процес має резонансний характер. До таких резонансних прискорювачів належать циклотрон, фазотрон, синхротрон та синхрофазотрон.

*Циклотрон* складається із потужного електромагніта, діаметр полюсів якого досягає кількох метрів; між полюсами знаходиться вакуумна камера; в останній закомпоновано електроди-дуанти 1, 2 у вигляді половин порожнистої металевої коробки (рис. 178). Дуанти підключено до генератора  $P$  змінної електричної напруги; між дуантами у центрі вмонтовано вертикальну трубку, через яку вводяться позитивно заряджені іони.

Розглянемо процес прискорення у циклотроні позитивного іона. Нехай магнітне поле, перпендикулярне до площини рисунка, спрямовано до нас, а електричне поле у щілині в момент введення іона — до дуанта. Під дією електричного поля іон починає прискорено рухатися і через певний проміжок часу входить у дуант 1. На цьому дія електричного поля припиняється. У середині дуанта

під дією магнітного поля іон переходить на колову орбіту в напрямі руху годинникової стрілки. Радіус орбіти знайдемо за умови, що тут сила Лоренца відіграє роль доцентрової сили:

$$qvB = \frac{mv^2}{r}. \quad (1)$$

Якщо за час, протягом якого іон у дуанті 1 опише півколо і підійде до щілини, напрям електричного поля зміниться на протилежний, то поле знову буде прискорювати іон. Цього разу він пройде щілину й увійде у дуант 2; там іон опише півколо вже більшого радіуса, оскільки у щілині його швидкість зросла. Якщо в разі виходу іона із дуанта 2 електричне поле у щілині змінить напрям і збігатиметься зі швидкістю іона, то останній знову буде прискорюватися, і т. д.

Для забезпечення вказаної синхронізації необхідно, щоб період  $T_0$  змінного електричного поля збігався з періодом  $T$  колового руху іона у дуантах. Визначивши останній із рівняння (1), дістанемо умову синхронізації:

$$T_0 = T = \frac{2\pi m}{qB}. \quad (2)$$

Така суть резонансного циклічного прискорення заряджених частинок. Прискорені частинки за допомогою електрода 3 виводяться із дуантів на мішень 4.

Якщо розмір полюсів електромагніту та дуантів становить понад 1,5 м, то циклотрон дає змогу прискорювати протони, дейтрони, іони гелію до 10...20 МеВ.

Проте можливості циклотрона обмежені. Згідно з теорією відносності в разі значного збільшення швидкості частинки її маса помітно збільшується, і рівняння (2) синхронізації порушується.

У 1944 р. російський фізик В. Й. Векслер (1907—1966) і незалежно від нього американський фізик Е. М. Макміллан відкрили принцип автофазування. Його суть така. Із рівняння (2) випливає, що зростання маси  $m$  частинки можна скомпенсувати відповідним збільшенням індукції  $B$  магнітного поля. Прискорювач, у якому режим прискорення частинок підтримується зміною магнітного поля, називається *синхротроном*. У ньому період прискорювального поля залишається незмінним.

Синхротрон використовується для прискорення електронів при сталому радіусі траєкторії. У ньому електромагніт утворює кільцеву доріжку із проміжками-резонаторами, в яких у потрібний момент спрацьовує сильне прискорювальне електричне поле. Електрони переміщуються у вакуумній тороїдній камері, розміщеній між полюсами електромагніта. Спочатку електрони розганяються вихровим електричним полем так само, як у бетатроні. Коли їхня енер-

гія досягає 2...3 МеВ, умикається високочастотне електричне поле і прискорення електронів проходить у режимі синхротрона або електрони подаються на синхротрон із лінійного прискорювача.

З 1967 р. в Єреванському фізичному інституті працює один із найпотужніших електронних синхротронів на енергію 6 ГеВ. Діаметр його кільцевого електромагніта становить майже 70 м.

Максимальна енергія електронів у синхротроні обмежується розміром кільцевої доріжки та граничною індукцією  $B$  магнітного поля.

Інший метод автофазування полягає в тому, що для збереження синхронізації повільно змінюють частоту  $\nu_0$  (період  $T_0$ ) прискорювального електричного поля відповідно до зміни маси частинки, а магнітне поле залишається незмінним. Зміна частоти приводить до зміни фази наростання напруженості прискорювального електричного поля. Тому прискорювачі, в яких використовується цей метод, називаються *фазотронами*; вони працюють у імпульсному режимі.

З 1967 р. у Гатчині поблизу Ленінграда (нині — Санкт-Петербурга, Росія) працює один із найпотужніших фазотронів у світі, що прискорює протони до енергії 750 МеВ. Бомбардування протонами великої енергії будь-якого хімічного елемента дає змогу здобувати нові радіоактивні нукліди та формувати пучки  $\pi$ - або  $\mu$ -мезонів.

У прискорювачі вперше застосовано варіатори частоти нової конструкції. Протони, які одержують усе вищу енергію завдяки багаторазовому проходженню через прискорювальний пристрій, стають важчими, а час їх обертання по розгорнутій спіралі зростає. Варіатори стежать за цим і безперервно змінюють частоту прискорювального електричного поля, синхронізуючи її зі швидкістю та масою протонів.

Досконалим прискорювачем є також *синхрофазотрон*, у якому поєднуються принципи дії синхротрона і фазотрона. Фазотрони, синхротрони та синхрофазотрони — це технічно складні й дорогі установки, їхні потужності весь час зростають. У сучасних прискорювачах із окремих магнітних блоків монтується магнітна доріжка значних розмірів. Уздовж доріжки знаходяться щілини, з яких синхронно спрацьовує прискорювальне електричне поле.

З 1955 р. у Дубні (Росія) використовується синхрофазотрон, що прискорює протони і дейтерони до енергії 11 млрд еВ (11 ГеВ). Схему розміщення його основних вузлів зображено на рис. 179. На ній позначено: 1 — попередній лінійний прискорювач протонів; 2 — система введення протонів у синхрофазотрон; 3 — магнітний блок; 4 — вакуумний насос; 5 — вакуумна камера; 6 — траєкторія прискорюваних частинок; 7 — пристрій для виведення протонів.

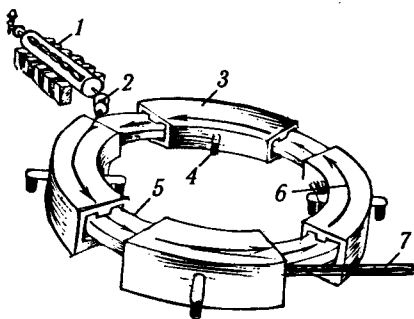


Рис. 179

У прискорювачі застосовано дві прискорювальні системи у двох протилежних прямолінійних проміжках між квадрантами електромагніту. Це дало змогу знизити частоту коливання потужності генератора вдвічі. У двох інших проміжках розміщено пристрої для введення та виведення протонів.

Тривалість циклу прискорення у синхрофазотроні —

3,3 с. За цей час протони здійснюють близько 4,5 млн обертів, проходячи шлях до 900 000 км. Маса електромагніта — 36 000 т, максимальна сила струму в обмотках — 13 000 А. Це перший у світі прискорювач, який розганяє складні атомні ядра до релятивістських енергій (за швидкостей, близьких до швидкості світла).

Зауважимо, що частинки із більшим зарядом прискорюються у синхрофазотроні до більшої енергії:  $\alpha$ -частинки — до 22; ядра кальцію — до 200 ГеВ.

З 1967 р. поблизу Серпухова (Росія) працює один із найпотужніших у світі кільцевий синхротрон з енергією протонів 70 ГеВ. У ньому встановлено 120 магнітних блоків, кожний масою близько 240 т; протони рухаються в кільцевій вакуумній камері завдовжки 1500 м. Розгін протонів здійснюється 54 прискорювальними станціями, розміщеними рівномірно на кільці між блоками електромагнітів.

На сучасному етапі розвитку фізики властивості матерії вивчаються передусім у зіткненнях елементарних частинок. Тому результати тут визначаються успіхами у побудові прискорювачів високої енергії. Наведемо найновіші установки і розробки прискорювачів елементарних частинок.

Більшість названих досліджень проводиться таким чином: пучок частинок високої енергії, одержаний у прискорювачі, спрямовується на нерухому мішень; у речовині останньої відбуваються потрібні зіткнення. За новоутвореними частинками та характером їх розлітання судять про процес взаємодії і властивості частинок. З енергетичного погляду ефективність таких досліджень дуже мала: лише незначний відсоток частинок високої енергії реалізується у зіткненнях, решта безкорисно розсіюється.

У пошуках підвищення ефективності досліджень виникла ідея реалізації зіткнень елементарних частинок методом зустрічних пучків. Таким способом усі частинки високої енергії можна витра-

чати на зіткнення. При цьому енергія зіткнення щонайменше збільшується у 4 рази порівняно з випадком нерухомої мішені. Зауважимо, у 4 рази, а не в у 2; при швидкостях, близьких до світлових, ефект зустрічного руху у багато разів більший.

З 1965 р. у Новосибірську (Росія) та Стенфорді (США) проводяться експерименти з розсіювання електронів в установках, що дають зустрічні пучки. Установка є ніби компонуванням двох циклічних прискорювачів із протилежними напрямками рухів частинок у зоні стикування камер прискорювачів. Одночасно сибірські вчені запустили першу у світі електрон-позитронну установку на зустрічних пучках. Її максимальна енергія становить 700 МеВ; вона здатна народжувати пари навіть таких важких частинок, як К-мезони.

Принципово нову ідею прискорення позитивно заряджених іонів висунув російський фізик В. Й. Векслер у 1956 р. Він довів, що основним елементом прискорювального процесу за новим методом є згусток електронів, у який вводиться деяка кількість позитивних іонів. Під час прискорення такого комбінованого згустку іони, як більш масивні частинки, мали б відставати від електронного згустку. Проте останній завдяки силам притягання втягує за собою іони. За певної кількості електронів у згустку сила притягання між електронами та іонами може стати достатньою для подолання інертності й надання іонам прискорення і швидкості, однакових із електронами.

За таких умов починає діяти новий важливий ефект. При однакових швидкостях іонів та електронів енергія, набута іонами, буде у стільки разів більша від енергії електронів, у скільки разів вони важчі від електронів. Це означає, що під час прискорення згустку частинок у зовнішньому електричному полі на іон, що знаходиться всередині електронного згустку, діє поле у стільки разів сильніше від зовнішнього.

### § 80. Явище електромагнітної індукції. Досліди Фарадея

Вивчення магнетизму засвідчило, що магнітне поле є невід'ємною складовою електричного струму. Керуючись ідеєю про існування взаємозв'язків у явищах природи, англійський фізик М. Фарадей ще у 1822 р. слідом за відкриттям магнітного поля струму зафіксував у записній книжці завдання: «Перетворити магнетизм на електрику».

Спочатку досліди були невдалі. Вважали, що коли всередині котушки розмістити магнітне поле, наприклад постійний магніт, то під час замикання котушки у ній існуватиме електричний струм. Однак за таких умов струму в котушці не було. Тільки у 1831 р. М. Фарадей помітив, що коли замкнути струм у одній котушці, то в іншій, сусідній з нею, котушці, замкненій на гальванометр, виникає короткочасний струм. На різних дослідах Фарадей довів, що *під час будь-яких змін магнітного поля в області, обмеженої замкненим контуром провідника, в останньому виникає ЕРС індукції*. Це явище М. Фарадей назвав *електромагнітною індукцією*, а наведений струм — *індукційним*.

Досліди Фарадея проводять так: беруть котушку  $K_1$  із струмом  $I_1$  і котушку  $K_2$  без струму. Кінці котушки  $K_2$  приєднують до гальванометра (рис. 180). Індукційний струм  $I_2$  виникає у тих випадках, коли: 1) котушки деформують або переміщують одну відносно іншої; 2) коло котушки  $K_1$  замикають або розмикають; 3) змінюють реостатом  $R$  струм  $I_1$ . У першому випадку механічна енергія перетво-

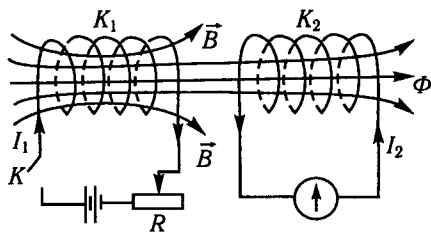


Рис. 180

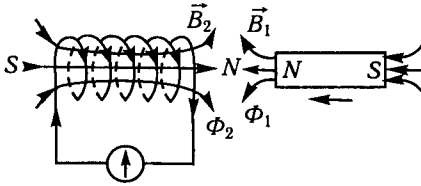


Рис. 181

рюється на електричну; у другому й третьому — електричну енергію переносить з першого контуру у другий магнітне поле струму  $I_1$ .

У явищі електромагнітної індукції істотне значення має не зміна сили навідного струму  $I_1$ , а зміна його магнітного поля. Щоб перекоонатися у цьому, замість котушки  $K_1$  беруть постійний магніт (рис. 181). Індукційний струм виникає у випадках відносного переміщення постійного магніту і котушки.

Усі попередні досліди показують, що ЕРС електромагнітної індукції виникає завжди тоді, коли змінюється потік ліній магнітної індукції  $\Phi$  через площу, обмежену контуром  $K_2$  (див. рис. 180), незалежно від того, чим обумовлено цю зміну потоку індукції.

## § 81. Закон Ленца

У різних дослідах із електромагнітної індукції напрям індукційного струму неоднаковий. Із цього приводу М. Фарадей писав, що закономірність, якій підпорядкований напрям збудженого струму за допомогою електромагнітної індукції, дуже проста, хоч і важко її описати. Цю закономірність у 1834 р. російський вчений Е. Х. Ленц пояснив, керуючись ідеєю збереження матерії та руху, яка з часів М. В. Ломоносова традиційно розвивалася.

Закон Ленца стверджує: *напрямок індукційного струму завжди такий, що його власне магнітне поле протидіє тій зміні магнітного потоку, внаслідок якої він сам виникає.*

Закон Ленца розкриває взаємозв'язок між індукційним струмом  $I_i$ , зумовленим ним магнітним потоком  $\Phi_i$  і зміною  $\Delta\Phi$  магнітного потоку деякого зовнішнього поля (рис. 182). Стрілки на рисунку показують, що зміна  $\Delta\Phi$  магнітного потоку передусім спричинює появу індукційного струму  $I_i$ ; струм супроводжується виникненням магнітного потоку  $\Phi_i$ , що протидіє зміні  $\Delta\Phi$  магнітного потоку зовнішнього поля.

Закон Ленца визначає протидію, у процесі подолання якої енергія з одного виду перетворюється на інший, зберігаючи рух. Пояснимо це

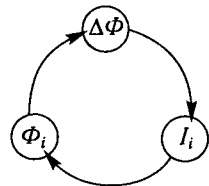


Рис. 182



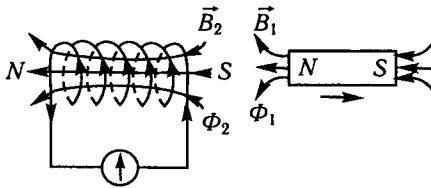


Рис. 183

на таких прикладах. Якщо полюс  $N$  постійного магніту наближати до замкненої котушки, то магніт та котушка відштовхуватимуться (див. рис. 181). Це пояснюється тим, що на ближчому кінці котушки виникає однойменний полюс магнітного поля індукovanого струму. З віддаленням магніту від котушки між ними спостерігається притягання (рис. 183). В обох випадках зміна навідного потоку  $\Phi_1$  через витки котушки  $\left(\frac{d\Phi_1}{dt} \leq 0\right)$  компенсується зміною наведеного магнітного потоку  $\Phi_2$  протилежного напрямку  $\left(\frac{d\Phi_2}{dt} \leq 0\right)$ . До такого самого висновку дійдемо, якщо переміщуватимемо відносно котушки полюс  $S$  постійного магніту або замінимо постійний магніт котушкою зі струмом.

Електромагнітна індукція дає можливість перетворювати інші види енергії на електричну. На цьому явищі ґрунтується вся сучасна електро- і радіотехніка.

## § 82. Основний закон електромагнітної індукції

Закон, що визначає ЕРС індукції, був експериментально доведений М. Фарадеєм та названий його іменем. У 1847 р. німецький вчений Г. Л. Гельмгольц (1821—1894) довів, що електродинамічний закон Фарадея можна підтвердити, керуючись ідеєю збереження енергії. Відтворимо цей підхід до явища.

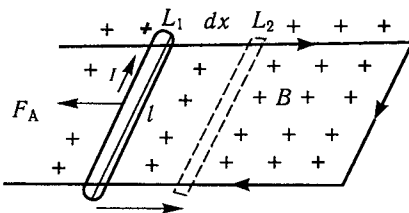


Рис. 184

Візьмемо плоский струмопровідний контур із рухомою ділянкою  $l$  у площині, перпендикулярній до вектора  $B$  магнітного поля (рис. 184). Нехай під дією зовнішньої сили рухома ділянка контуру поступально переміщується

із положення  $L_1$  у  $L_2$ , проходячи за час  $dt$  відстань  $dx$ , не порушуючи струмопровідності контуру. Оскільки провідник рухається зліва направо, в контурі виникне індукційний струм у напрямі руху годинникової стрілки (при такому напрямі струму його поле трохи компенсує зменшення потоку магнітної індукції через площу, обмежену провідним контуром). Цей струм може бути використаний для виконання певної роботи.

Якщо за час руху  $dt$  ділянки  $l$  виникає ЕРС індукції  $\mathcal{E}_i$ ; і в контурі проходить струм  $I$ , то виконувана робота струму становитиме

$$dA = I\mathcal{E}_i dt. \quad (1)$$

Одночасно із появою у контурі індукційного струму  $I$  на ділянці  $l$  діятиме сила Ампера  $\vec{F}_A$ , спрямована проти руху, і щоб подолати її, треба виконати механічну роботу

$$dA = -IB_n l dx = -Id\Phi. \quad (2)$$

На основі закону збереження енергії можна стверджувати, що витрачувана робота (2) на подолання сил магнітного поля при переміщенні провідника  $l$  дорівнює роботі (1), яка може виконуватися індукційним струмом:

$$I\mathcal{E}_i dt = -Id\Phi,$$

звідки

$$\mathcal{E}_i = - \frac{d\Phi}{dt}, \quad (3)$$

тобто ЕРС індукції залежить не просто від зміни магнітного потоку через площу, обмежену контуром, а від швидкості зміни магнітного потоку через цю площу. Знак «мінус» у виразі (3) математично відображає зміст закону Ленца.

Користуючись формулою (3), визначимо одиницю магнітного потоку:

$$1\text{В} \cdot 1\text{с} = 1\text{Вб (вебер)}.$$

Спираючись на вираз ЕРС

$$\mathcal{E} = \oint_L E_i dl = \oint_L Edl$$

та на вираз магнітного потоку

$$\Phi = \int_S B_n dS,$$

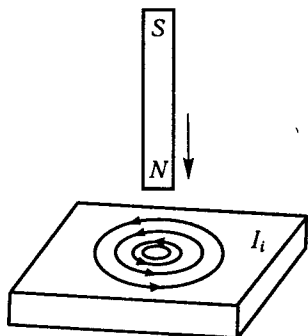


Рис. 185

Поряд із цим стає очевидним, що від зміни магнітного поля у просторі індукційний струм виникатиме не тільки в лінійному струмопровідному контурі, що його оточує, а й у розміщеному тут масивному струмопровідному тілі. Завдяки малому електричному опору таких тіл індукційні струми у них можуть досягати значної густини; їхні напрями визначаються за законом Ленца. Наприклад, під час наближення північного полюса постійного магніту (рис. 185) у зустрічній провідній плиті виникає північний полюс магнітного поля індукційного струму, завдяки чому створюється протидія наближенню магніту.

Вихрові індукційні струми у масивних тілах називаються *струмами Фуко* за ім'ям французького фізика Ж. Б. Л. Фуко (1819—1868), який вперше виявив їх. Завдяки цим струмам у тілах виділяється значна кількість теплоти. Для зменшення втрат на нагрівання вихровими струмами якорі динамомашин й осердя трансформаторів виготовляють не із суцільного заліза, а з тонких пластин або дротів, покритих непровідним лаком. Площини пластин чи дроти розміщують перпендикулярно до можливих напрямів струмів Фуко.

Теплову дію струмів Фуко використовують для плавлення металів, нагрівання і поверхневого гартування сталевих виробів, гальмівну — у конструкціях магнітних демпферів (заспокоювачів рухомих стрілок у гальванометрах, сейсмографів та інших приладах).

закон (3) можна записати у такому вигляді:

$$\oint_L E dl = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS, \quad (4)$$

де  $L$  — довільний замкнений контур;  $S$  — довільна поверхня, що спирається на контур  $L$ . Рівність (4) є інтегральною формою запису закону електромагнітної індукції.

Закон електромагнітної індукції (4) стверджує, що під час всякої зміни у часі магнітного поля у будь-яких точках простору навколо нього збуджується вихрове електричне поле (циркуляція його вектора напруженості не дорівнює нулю) незалежно від того, чи є в цьому просторі струмопровідний контур. Останній у явищах електромагнітної індукції може бути індикатором виявлення ЕРС  $\mathcal{E}_i$  або контуром практичного її використання.

### § 83. Явище самоіндукції. Індуктивність контуру

Розглянемо котушку, під'єднану до джерела струму. Всередині та навколо котушки існуватиме власний магнітний потік. Якщо він змінюватиметься, наприклад унаслідок внесення у котушку залізного осердя, зміни струму в колі або розмикання і замикання електричного кола, то відповідно до закону електромагнітної індукції в котушці виникатиме ЕРС індукції, додаткова до ЕРС джерела.

Явище виникнення у котушці ЕРС індукції внаслідок зміни власного магнітного потоку називається *самоіндукцією*.

Для кількісного оцінювання самоіндукції провідника введено фізичну величину, яка називається *індуктивністю* (позначається  $L$ ). Фізична суть цієї величини стає очевидною із таких міркувань. Для заданого контуру потік магнітної індукції пропорційний вектору індукції:  $\vec{\Phi} \sim \vec{B}$ . У свою чергу, згідно з законом Біо—Савара—Лапласа модуль вектора індукції пропорційний силі струму в контурі:  $B \sim I$ .

Отже, магнітний потік, обмежений контуром, пропорційний силі струму в контурі, тобто

$$\Phi = LI, \quad (1)$$

де  $L$  — коефіцієнт пропорційності, що виражає індуктивність цього контуру.

Як бачимо, *індуктивність контуру* — це фізична величина, яка визначається магнітним потоком через площу, обмежену контуром, якщо у ньому проходить одиничний струм і немає інших джерел магнітного поля. Якщо форма контуру незмінна, а магнітна проникність  $\mu$  середовища стала, то  $L = \text{const}$ . Тоді ЕРС самоіндукції

$$\mathcal{E}_{\text{ci}} = -\frac{d\Phi}{dt} = L \frac{dI}{dt}. \quad (2)$$

Із формули (2) можна визначити  $L$ . Нехай  $\frac{dI}{dt} = 1 \frac{\text{А}}{\text{с}}$ , тоді чисельно  $L = \mathcal{E}_{\text{ci}}$ . Індуктивність контуру визначається ЕРС, яка індукується у цьому контурі, якщо сила струму в ньому змінюється на одиницю за 1 с. Одиниця індуктивності в СІ називається *генрі* (Гн). Із формул (1) і (2) дістаємо

$$1 \text{ Гн} = 1 \frac{\text{Вб}}{\text{А}} = 1 \frac{\text{В} \cdot \text{с}}{\text{А}}.$$

Індуктивність контуру залежить від його форми, розмірів, магнітної проникності середовища і не залежить від хімічного складу провідника. У цьому розумінні індуктивність аналогічна електроємності.

Визначимо індуктивність соленоїда, в якого  $n$  витків, а площа витка  $S$ , тобто  $\Phi = BS_n$ .

Із § 59 відомо, що  $B = \frac{\mu\mu_0 nI}{l}$ ; тому

$$\Phi = \frac{\mu\mu_0 n^2 SI}{l}. \quad (3)$$

Із формул (1) та (3) знаходимо

$$L = \frac{\mu\mu_0 n^2 S}{l} = \mu\mu_0 n_0^2 V, \quad (4)$$

де  $V$ ,  $n_0$  — об'єм і кількість витків одиниці довжини соленоїда. Змінюючи  $\mu$  або  $n$ , можна виготовити котушку змінної індуктивності.

Характерним прикладом самоіндукції може бути виникнення *екстраструму замикання і розмикання*.

Коли коло замикається, виникає струм, а одночасно з ним зростає магнітний потік; останній збуджує в контурі екстраструм замикання. За законом Ленца цей струм спрямований проти струму джерела. Через якийсь час магнітне поле стабілізується і струм установлюється відповідно до закону Ома.

Залежність зміни струму замикання від часу дістанемо, спираючись на *рівняння Кірхгофа* для кола із послідовно з'єднаними джерелом  $\mathcal{E}_0$ , активним опором  $R$  й індуктивністю  $L$ . Під час замикання кола діятиме ЕРС  $\mathcal{E}_{ci}$ ; отже,

$$IR = \mathcal{E}_0 - L \frac{dI}{dt}.$$

Поділивши це рівняння на  $R$  та відокремивши змінні, дістанемо

$$\frac{d(I_0 - I)}{I_0 - I} = -\frac{R}{L} dt. \quad (5)$$

Проінтегрувавши (5), матимемо

$$\ln(I_0 - I) = -\frac{R}{L} t + \ln C.$$

Сталу інтегрування знаходимо за умови, що при  $t = 0$  буде  $I = 0$ ,  $\ln C = \ln I_0$ . Тоді

$$\ln \frac{I_0 - I}{I_0} = -\frac{R}{L} t,$$

звідки

$$I = I_0 (1 - e^{-\frac{R}{L} t}). \quad (6)$$

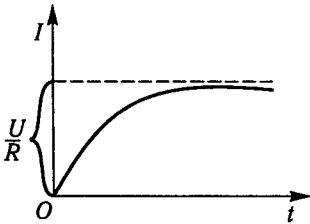


Рис. 186

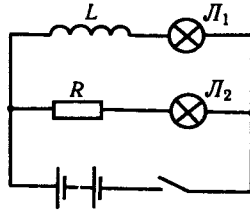


Рис. 187

Із виразу (6) випливає, що після вмикання джерела  $\mathcal{E}_0$  струм у колі не відразу, а поступово досягає значення  $I_0$  і тим повільніше, чим більший коефіцієнт самоіндукції  $L$  контуру та чим менший його опір  $R$  (рис. 186).

З енергетичного погляду повільне наростання струму пояснюється тим, що енергія джерела струму під час замикання спочатку перерозподіляється між струмом і магнітним полем.

Прояв екстраструму замикання можна спостерігати на досліді, який демонстрував російський вчений О. С. Попов (1859—1906). У паралельних ділянках кола (рис. 187) за допомогою змінного опору вибирають режим однакового розжарення ламп. Однак після замикання кола лампа  $L_1$  розжарюється значно пізніше порівняно з лампою  $L_2$ .

Після розмикання кола струм спадає до нуля, але одночасно із ним зменшується магнітний потік; останній збуджує в контурі екстраструм розмикання. За законом Ленца цей струм за напрямом збігається зі струмом джерела, тому струм у колі спадає поступово (рис. 188) за експоненціальним законом.

Це можна продемонструвати за допомогою рівняння Кірхгофа для контуру, в якому діє джерело  $\mathcal{E}_0$  і проходить стабільний струм  $I_0$ , але в момент часу  $t = 0$  ЕРС було вимкнено, а контур (замкнений) складався лише із  $R$  та  $L$ . Струм у контурі відразу не припиняється, оскільки діятиме ЕРС  $\mathcal{E}_{ci}$ ; отже,

$$IR = -L \frac{dI}{dt},$$

або

$$\frac{dI}{I} = -\frac{R}{L} dt. \quad (7)$$

Проінтегрувавши рівняння (7), дістанемо

$$\ln I = -\frac{R}{L} t + \ln C.$$

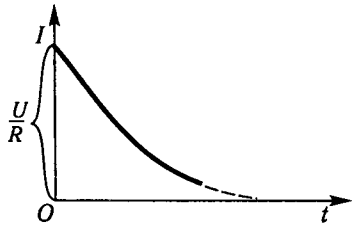


Рис. 188

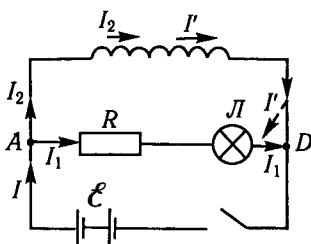


Рис. 189

Сталу інтегрування знаходимо з умови, що при  $t = 0$  буде  $\ln C = \ln I_0$ , а отже,

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\frac{R}{L}t,$$

звідки

$$I = I_0 e^{-\frac{R}{L}t}. \quad (8)$$

Оскільки час розмикання кола малий, екстраструм розмикання може збільшитися і пошкодити обмотки приладу, спричинити потужну електричну іскру на вимикачі. Щоб запобігти цій шкідливій дії екстраструму розмикання, струм перед розмиканням поступово зменшують, вимикачі занурюють у технічне масло тощо.

Прояв екстраструму розмикання можна спостерігати на досліді О. С. Попова (рис. 189). У паралельні ділянки кола вмикають котушку із великою індуктивністю  $L$  та лампу  $L$ , слабке розжарення якої регулюють за допомогою реостата  $R$ . Під час розмикання кола лампа розжарювання яскраво спалахує і може перегоріти. На котушці виникає ЕРС самоіндукції, яка у замкненому колі через лампу утворює струм  $I'$  значно більший, ніж струм від джерела.

## § 84. Явище взаємної індукції

Це явище вже згадувалося під час розгляду дослідів М. Фарадея. Воно полягає у тому, що *при зміні сили струму в одному контурі його змінне магнітне поле збуджує індукційний струм в іншому, сусідньому контурі*.

Нехай маємо два контури  $K_1$  і  $K_2$  (рис. 190). Якщо у першому буде струм  $I_1$ , то магнітний потік, який пронизуватиме другий контур, становитиме

$$\Phi_{12} = M_{21}I_1, \quad (1)$$

де  $M_{21}$  — коефіцієнт взаємної індукції другого контуру відносно першого.

Якби, навпаки, струм  $I_2$  був у другому контурі, то магнітний потік, який пронизував би перший контур, становив би

$$\Phi_{21} = M_{12}I_2, \quad (2)$$

де  $M_{12}$  — коефіцієнт взаємної індукції першого контуру відносно другого.

Доведемо, що коефіцієнти взаємної індукції контурів однакові:

$$M_{12} = M_{21}.$$

Для цього припустимо, що в обох контурах проходять згадані струми. Обчислимо роботу, яка має бути виконана під час переміщення обох контурів із нескінченності в задане положення.

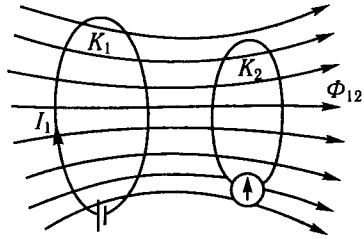


Рис. 190

Припустимо, що контур із струмом  $I_1$  нерухомий, а контур із струмом  $I_2$  переміщується із нескінченності в задане положення. Оскільки магнітний потік через цей контур змінюватиметься від нуля до  $\Phi_{12}$ , виконана робота

$$A_1 = \Phi_{12}I_2 = M_{21}I_1I_2. \quad (3)$$

Якби другий контур був нерухомий, а перший переміщувався б із нескінченності в задане положення, то виконувалася б робота

$$A_2 = \Phi_{21}I_1 = M_{12}I_1I_2. \quad (4)$$

Оскільки в обох випадках виконана робота є мірою взаємної енергії контурів і ця енергія не залежить від способу утворення системи, з рівності робіт (3) та (4) випливає, що  $M_{12} = M_{21} = M$ .

Значення коефіцієнта взаємної індукції залежить від геометричної форми і розмірів контурів, а також від їх взаємного розміщення та середовища, в якому вони перебувають. За наявності феромагнетика коефіцієнт взаємної індукції залежатиме від сили струмів у контурах.

Із формули (1) випливає, що коефіцієнт взаємної індукції двох контурів чисельно дорівнює спільному потоку магнітної індукції, створеному одиничним струмом в одному з контурів.

На підставі формули (1) маємо

$$1 \text{ Гн} = \frac{1 \text{ Вб}}{1 \text{ А}}.$$

Якби в контурі  $K_1$  струм  $I_1$  змінювався, то в контурі  $K_2$  виникала б ЕРС індукції

$$\mathcal{E}_2 = -M \frac{dI_1}{dt}. \quad (5)$$

Отже, коефіцієнт взаємної індукції двох контурів чисельно дорівнює ЕРС індукції, що виникає в одному з контурів, коли у другому сила струму змінюється на одиницю за одиницю часу.

Явище взаємної індукції спостерігається у трансформаторах.



## § 85. Енергія магнітного поля струму та її густина

Магнітне поле, пов'язане з електричним струмом, характеризується певною енергією. Наочно воно проявляється в дії екстраструму розмикання, оскільки зовнішнє джерело струму вимкнено (див. рис. 189). Очевидно, мірою енергії магнітного поля струму буде робота екстраструму розмикання. Елемент цієї роботи

$$dA = I \mathcal{E}_2 dt. \quad (1)$$

Оскільки ЕРС самоіндукції

$$\mathcal{E}_{ci} = -L \frac{dI}{dt},$$

маємо

$$dA = -L I dI. \quad (2)$$

Проінтегрувавши рівність (2), дістанемо

$$A = -\int_0^I L I dI = \frac{L I^2}{2}. \quad (3)$$

Отже, енергія магнітного поля струму

$$W_m = \frac{L I^2}{2}. \quad (4)$$

Аналогічно енергію магнітного поля струму можна визначити також через роботу струму проти ЕРС самоіндукції, яка виконується під час замикання електричного кола.

Порівнюючи вираз (4) з формулою для визначення кінетичної енергії, робимо висновок, що індуктивність в електромагнітних явищах відіграє таку саму роль, як маса в механічних явищах, і є мірою інертності електричного кола. Так, екстраструм замикання стримує наростання основного струму, а екстраструм розмикання підтримує його. Нехай  $I = 1$  А, тоді  $L = 2W_m$ . Індуктивність контуру — фізична величина, що визначається подвоєною енергією магнітного поля, сформованого одиничним струмом у цьому контурі.

Визначимо енергію магнітного поля соленоїда, індуктивність якого  $L = \mu\mu_0 n_0^2 V$ :

$$W_m = \frac{1}{2} \mu\mu_0 n_0^2 I^2 V. \quad (5)$$

Індукція магнітного поля всередині соленоїда  $B = \mu\mu_0 n_0 I$ , звідки

$$I = \frac{B}{\mu\mu_0 n_0}.$$

Із формул (5) і (6) дістаємо

$$W_m = \frac{1}{2} \frac{B^2 V}{\mu_0 \mu},$$

де  $V$  — об'єм соленоїда.

Оскільки поле соленоїда однорідне і майже повністю локалізоване в його об'ємі, можна визначити густину енергії магнітного поля, тобто енергію, розраховану на одиницю об'єму поля:

$$w_m = \frac{W_m}{V} = \frac{B^2}{2\mu_0} = \frac{BH}{2} = \frac{\mu\mu_0 H^2}{2}.$$

Густину енергії магнітного поля як характеристику поля відносять до будь-яких точок поля, в яких задано вектори  $\vec{B}$  або  $\vec{H}$ .

Знаючи енергію магнітного поля, можна за теорією відносності знайти відповідну масу поля:

$$m = \frac{W_m}{c^2}.$$

Отже, як електричне, так і магнітне поля мають не тільки енергію, а й масу. Ці поля так само матеріальні, як і речовини.

**Приклад 1.** Металевий стрижень  $OA$  завдовжки  $l = 0,4$  м обертається з кутовою швидкістю  $\omega = 10 \text{ c}^{-1}$  навколо точки  $O$  у площині, перпендикулярній до силових ліній магнітного поля. Магнітна індукція поля  $B = 10^{-3}$  Тл. Визначити ЕРС індукції між точками  $O$  й  $A$ .

**Розв'язання.** Розглянемо на відстані  $x$  від центра елемент довжини  $dx$  (рис. 191). З поворотом стрижня на деякий малий кут  $d\phi$  потік через елементарну площину  $dS$  становитиме

$$d\Phi = BdS \cos(\vec{B}, \vec{n}) = Bx dx d\phi.$$

Тоді ЕРС, індукована в елементі  $dx$ ,

$$d\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = -B\omega x dx.$$

Повна ЕРС, що виникає у стрижні,

$$\mathcal{E} = -\int_0^l B\omega x dx = -B\omega \frac{l^2}{2}.$$

Якщо коло розімкнене, то ця ЕРС створює різницю потенціалів між точками  $O$  та  $A$ :

$$\varphi_A - \varphi_O = U = \frac{B\omega l^2}{2}. \quad (1)$$

Якщо коло замкнене (наприклад, кінець стрижня  $A$  ковзає по провідному колу, яке зовнішнім опором  $R$  з'єднано з точкою  $O$ ), то виникатиме струм  $I = \frac{U}{R}$ .

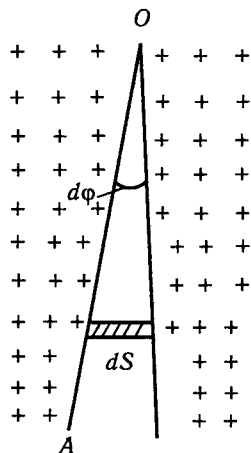


Рис. 191

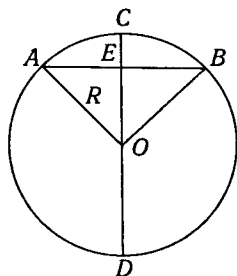


Рис. 192

Підставивши у формулу (1) числові значення величин, знайдемо різницю потенціалів між кінцями А й О:

$$U = 0,8 \text{ мВ.}$$

**Приклад 2.** Стрижень  $AB$  переміщується паралельно самому собі, ковзаючи по коловому провіднику із сталою швидкістю  $v$ . Провідник уміщено в однорідне магнітне поле, перпендикулярне до площини колового провідника. Визначити ЕРС індукції у стрижні.

**Розв'язання.** Розглянемо на відстані  $x = CE$  (рис. 192) нескінченно вузьку смужку  $dx$ , площа якої

$$dS = ABdx. \quad (1)$$

Якщо за початковий момент руху стрижня вибрати точку  $C$ , то  $x = vt$ , де  $t$  — час руху стрижня на шляху  $CE$ . Враховуючи, що  $AB = 2\sqrt{AO^2 - (CO - CE)^2} = 2\sqrt{R^2 - (R - x)^2}$ , а  $dx = vdt$ , і підставляючи значення  $AB$  та  $dx$  у рівняння (1), знаходимо

$$dS = 2\sqrt{2Rx - x^2} v dt = 2v\sqrt{vt(2R - vt)} dt.$$

Елементарний магнітний потік

$$d\Phi = BdS = 2Bv\sqrt{vt(2R - vt)} dt.$$

ЕРС індукції у стрижні  $AB$  в момент часу  $t$  становить

$$\mathcal{E} = \frac{d\Phi}{dt} = 2Bv\sqrt{vt(2R - vt)}.$$

Якщо поле спрямовано за площину рисунка, а стрижень рухається зверху вниз, то ЕРС індукції буде спрямована зліва направо.

**Приклад 3.** Рамку площею  $S = 1000 \text{ см}^2$  з активним опором  $R = 0,5 \text{ Ом}$  спершу було розміщено паралельно лініям індукції магнітного поля Землі, потім її повернули так, що площина стала перпендикулярною до ліній магнітної індукції. Яка кількість електрики індукується у рамці, якщо індукція магнітного поля Землі  $B = 5 \cdot 10^{-5} \text{ Тл}$ ?

**Розв'язання.** Коли рамка розміщується паралельно лініям індукції, потік  $\Phi_1 = 0$ . У другому положенні, коли рамка розташовується перпендикулярно до ліній індукції, потік  $\Phi_2 = BS$ .

Зміна потоку індукції через площу рамки

$$\Phi_2 - \Phi_1 = BS.$$

Кількість індукованої електрики

$$q = \frac{\Phi_2 - \Phi_1}{R} = \frac{BS}{R}; \quad q = 10^{-5} \text{ Кл.}$$

## § 86. Добування змінного струму

Змінним електричним струмом називають такий струм, сила і напруга якого змінюються за значенням та напрямом. Ми вивчимо *технічний*, або *синусоїдний* змінний струм, в якому  $I$  й  $U$  змінюються за законом синуса. Такий струм можна створити, якщо рамку з провідника рівномірно обертати в однорідному магнітному полі відносно осі, перпендикулярної до напрямку ліній магнітної індукції (рис. 193).

Магнітний потік, що пронизує контур рамки, визначають як

$$\Phi = BS \cos \varphi = \Phi_0 \cos \omega t, \quad (1)$$

де  $S$  — площа рамки;  $\varphi = (\vec{n}, \vec{B}) = \omega t$  — фаза, або кут між напрямом нормалі до площини рамки і напрямом вектора  $\vec{B}$ ;  $\Phi_0$  — максимальне значення магнітного потоку (при  $\varphi = 0$ );  $\omega$  — циклічна частота.

Генерація змінної ЕРС ґрунтується на явищі електромагнітної індукції. Значення ЕРС визначають за формулою:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Phi}{dt} = \Phi_0 \omega \sin \omega t.$$

Якщо рамка складається не з одного, а з  $n$  витків, то ЕРС індукції

$$\mathcal{E} = -n \frac{d\Phi}{dt} = n\Phi_0 \omega \sin \omega t = \mathcal{E}_0 \sin \omega t, \quad (2)$$

де  $\mathcal{E}_0$  — амплітудне значення ЕРС.

Для зняття ЕРС, що індукується в рамці, кінці провідника кріплять до контактних кілець, від яких через контактні щіточки ЕРС вмикають у коло споживача.

Очевидно, коли б кільця були замінені двома півкільцями, в зовнішній частині кола був би пульсуючий струм одного напрямку.

Зазначимо, що описану конструкцію генератора змінного струму використовують рідко, тільки в малопотужних генераторах. Суть у тому, що за допомогою ковзних контактів практично неможливо відвести від генератора потужний струм високої напруги. Теплова

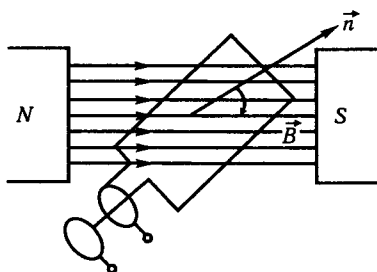


Рис. 193

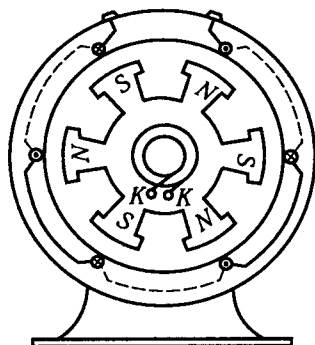


Рис. 194

дія струму та іскріння на контактах зумовили б їх швидке руйнування. Практично генератори конструюють так, що змінний струм індукується в нерухомій обмотці (її вкладають у пази на внутрішній поверхні пластинчастого феромагнітного статора), а обертальною складовою (ротором) є дво- або багатополосний електромагніт (з чергуванням полюсів). Останній живиться порівняно слабким постійним струмом, що подається через контактні кільця *КК* (рис. 194), де обмотки електромагнітів не показано.

Обмотку, в якій індукується ЕРС, називають *якорем*, а рухома магнітну систему — *індуктором*.

Час одного оберту ротора двополюсного індуктора дорівнює періоду ЕРС в обмотці статора; отже, при  $n$  обертах за 1 хв двополюсного індуктора частота індукованої ЕРС

$$f = \frac{n}{60} \text{ с}^{-1},$$

а у випадку індуктора з  $p$  парами полюсів

$$f = p \frac{n}{60} \text{ с}^{-1}. \quad (3)$$

В Україні для технічних цілей використовують змінний струм частотою  $f = 50$  Гц ( $T = 0,02$  с). Щоб здобути такий струм за допомогою двополюсного індуктора, його приводять в обертання з частотою  $f = 3000$  об/хв (розміщуючи безпосередньо на валу паротурбіни). Згідно з формулою кількість обертів ротора можна зменшувати збільшенням кількості пар полюсів індуктора (див. рис. 194). Цим користуються в гідрогенераторах, де відповідно до кількості полюсів у статорі вкладають таку саму кількість активних провідників (кружечки на рис. 194). Провідники якоря з'єднують послідовно (з'єднувальні провідники, ближчі до нас, на рис. 194 пока-

зано суцільними лініями, в тильній частині — штриховими); індуковані в них ЕРС додаються.

Змінний струм має відмінні властивості від постійного струму. Вони наочно виявляються при вмиканні в коло індуктивності або ємності.

Якщо в коло постійного струму ввімкнути котушку з рухомим залізним осердям, а як індикатор — лампу розжарювання, то можна побачити, що зміна індуктивності (введення в котушку залізного осердя) на силу струму не впливає.

Якщо індуктивність  $\epsilon$  в колі змінного струму, то із збільшенням індуктивності (поступовим уведенням у котушку залізного осердя) струм зменшується. Індуктивність у колі змінного струму становить певний опір (але без виділення теплоти), його називають *реактивним опором*.

Якщо в коло постійного струму ввімкнути батарею конденсаторів змінної ємності, то при будь-якій її ємності струму не буде (конденсатор розриває коло).

Якщо ємність увімкнено в коло змінного струму, то струм існує, і тим більший, чим більшу ємність увімкнено в коло. Ємність у колі змінного струму становить певний реактивний опір, обернено пропорційний ємності.

Заряджені частинки, що утворюють постійний струм, рухаються хоч і повільно, але весь час в одному напрямі з незмінною швидкістю. У змінному струмі напрям руху заряджених частинок змінюється відповідно до змін ЕРС.

Технічний змінний струм ( $f = 50$  Гц) називається *квазістаціонарним*, оскільки довжина його електромагнітної хвилі  $\lambda = cT = 6 \times 10^3$  км ( $c = 3 \cdot 10^8$  м/с — швидкість світла у вакуумі) дуже велика порівняно з довжиною провідників кола. При цьому сила струму в будь-який момент часу практично однакова на всіх ділянках кола. До квазістаціонарного струму можна застосувати закони Кірхгофа.

Переваги змінного струму над постійним у тому, що його можна легко трансформувати з однієї напруги в іншу; його також простіше генерувати, ніж постійний струм.

## § 87. Діючі значення сили і напруги змінного струму

Зануримо в калориметр з водою спіраль і деякий час пропускаємо по ній змінний струм. Повторимо цей дослід з постійним струмом, причому підберемо його так, щоб у калориметрі за той самий час виділилась така сама кількість теплоти. Ми звели дію змінного струму за енергетичним ефектом до дії постійного стру-

му. Діюче, або ефективне, значення сили змінного струму  $I_{\text{еф}}$  дорівнює силі такого постійного струму, який за той самий проміжок часу виділяє в деякому опорі таку саму кількість теплоти, як і змінний струм.

Знайдемо співвідношення між ефективними та амплітудними значеннями сили і напруги змінного струму. Для цього обчислимо кількість теплоти, яку виділяють названі струми за час  $t$ , що дорівнює періоду  $T$  змінного струму.

Кількість теплоти, яка виділяється під час проходження постійного струму,

$$dQ = I_{\text{еф}}^2 R dt;$$

$$Q = \int_0^t I_{\text{еф}}^2 R dt = I_{\text{еф}}^2 R t. \quad (1)$$

Кількість теплоти, що виділяється під час проходження змінного струму,

$$dQ = I^2 R dt;$$

$$Q = \int_0^t I_0^2 \sin^2 \omega t R dt = \int_0^t I_0^2 R \frac{1 - \cos 2\omega t}{2} dt = \frac{1}{2} I_0^2 R t, \quad (2)$$

де інтеграл від другого члена суми дорівнює нулю.

З рівності значень (1) і (2) дістаємо

$$I_{\text{еф}} = \frac{I_0}{\sqrt{2}}. \quad (3)$$

Відповідно до останньої рівності

$$U_{\text{еф}} = \frac{U_0}{\sqrt{2}}. \quad (4)$$

Амперметр та вольтметр у колі змінного струму показують не миттєві й не максимальні значення струму і напруги, а ефективні. Якщо вольтметр у колі змінного струму показує 220 В ( $U_{\text{еф}} = 220$  В), то  $U_0 = \sqrt{2} \cdot 220$  В = 311 В. Отже, напруга змінного струму набуває значень у межах від +311 В до 0 і від 0 до -311 В.

## § 88. Зсув фаз між струмом і напругою

У колі змінного струму внаслідок дії ємності й індуктивності може виникнути різниця фаз  $\chi$  (зсув фаз) між напругою і струмом — напруга та сила струму неодноразомно досягають нульових й амплі-

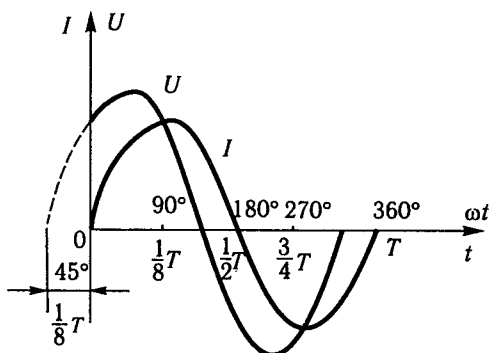


Рис. 195

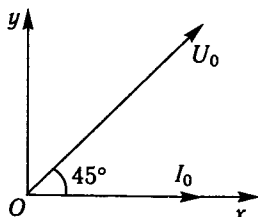


Рис. 196

тудних значень. Напруга може випереджати струм і навпаки. Нехай, наприклад, напруга випереджає струм за фазою на  $\varphi = 45^\circ$  (або у часі на  $\frac{1}{8}T$ ). Тоді

$$U = U_0 \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{4}\right); I = I_0 \sin \omega t.$$

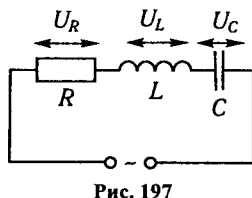
Графіки цих рівнянь зображено на рис. 195 (по осі абсцис відкладено час  $t$  або відповідну фазу  $\omega t$ ). Синусоїди  $U$  та  $I$  зміщено між собою на  $45^\circ$ . Користуються також умовним векторним зображенням: амплітудні значення напруги та сили струму зображують певними векторами у відповідному масштабі одиниць. Кут між векторами визначає зсув фаз.

Для побудови векторної діаграми вибирають умовний напрям або опорну лінію (наприклад, вісь абсцис  $Ox$ ). Вектори будують за таким умовним правилом: випереджувальний вектор зміщений у напрямі, протилежному до руху годинникової стрілки від напрямку  $Ox$ , а той вектор, що відстає, повернутий у напрямі руху годинникової стрілки. У нашому прикладі вектор  $U_0$  — випереджувальний (рис. 196). Напрямок  $Ox$  — вісь струму.

### § 89. Коло змінного струму з опором, індуктивністю та ємністю. Резонанс напруг

Розглянемо загальний випадок кола змінного струму із послідовно ввімкненими резистором, котушкою індуктивності та конденсатором (рис. 197). Вважатимемо, що на цих складових кола зосереджено відповідно весь активний опір  $R$ , всю індуктивність  $L$  і ємність  $C$ .





До цього кола застосуємо другий закон Кірхгофа. Врахувавши спади напруги на резисторі й конденсаторі та збудження ЕРС самоіндукції на котушці індуктивності, запишемо

$$IR + U_C = \mathcal{E}_0 \sin \omega t - L \frac{dI}{dt}. \quad (1)$$

Щоб звести рівняння до однієї змінної, позначимо, що

$$U_C = \frac{q}{C}; \quad \frac{dU_C}{dt} = \frac{1}{C} \frac{dq}{dt} = \frac{1}{C} I. \quad (2)$$

Якщо продиференціювати рівняння (1) за часом, виключити із нього напругу й упорядкувати члени за рангом похідної, то дістанемо

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{1}{C} I = \mathcal{E}_0 \omega \cos \omega t. \quad (3)$$

Щоб знайти розв'язок рівняння (3), міркуватимемо так. Оскільки в колі діє змінна синусоїдна ЕРС, очевидно, і струм у колі буде змінний синусоїдний тієї самої частоти, проте, можливо, із деякою різницею за фазою. Отже, розв'язок рівняння (3) шукатимемо у вигляді

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi). \quad (4)$$

Щоб знайти  $I_0$  та  $\varphi$ , скористаємося тим, що розв'язок (4) перетворює рівняння (3) на тотожність. Знайдемо відповідно першу і другу похідні розв'язку:

$$\frac{dI}{dt} = I_0 \omega \cos(\omega t - \varphi);$$

$$\frac{d^2 I}{dt^2} = -I_0 \omega^2 \sin(\omega t - \varphi).$$

Підставивши у рівняння (3) значення сили струму та відповідних похідних і звівши подібні, матимемо

$$IR \cos(\omega t - \varphi) - I_0 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \sin(\omega t - \varphi) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t,$$

або

$$I_0 R \cos(\omega t - \varphi) + I_0 \left( \omega L - \frac{1}{\omega C} \right) \times \\ \times \cos\left(\omega t - \varphi + \frac{\pi}{2}\right) = \mathcal{E}_0 \cos \omega t. \quad (5)$$

Останню рівність можна розглядати як проекцію векторної суми амплітуд напруг, що проявляються на ділянках кола змінного

струму, на довільно вибрану координатну вісь  $Ox$  (рис. 198). Справді, за змістом  $I_0 R$  виражає амплітудне значення напруги на резисторі; аналогічно  $I_0 \omega L$  — амплітудне значення напруги на котушці індуктивності, де  $\omega L$  — індуктивний опір; так само  $I_0 \frac{1}{\omega C}$  — амплітудне значення напруги на конденсаторі,  $\frac{1}{\omega C}$  — ємнісний опір. Знак «мінус» між ними вказує на те, що напруги на індуктивності та ємності діють у протифазах.

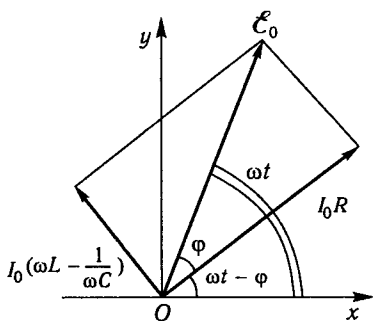


Рис. 198

Із трикутника векторної діаграми (що включає кут  $\varphi$ ) знаходимо

$$I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}; \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\omega L - \frac{1}{\omega C}}{R}; \quad (7)$$

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}. \quad (8)$$

Проаналізуємо вирази (6) і (7), що визначають силу змінного струму.

Рівність (6), або  $I_{\text{ef}} = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$ , виражає закон Ома

для змінного струму. Величина у знаменнику

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$$

відповідно до закону Ома для повного кола визначає повний опір кола (ділянки кола) змінного струму. Інакше її називають *повним опором кола*.

Рівність (7) дає змогу визначити зміщення за фазою сили змінного струму відносно напруги як у всьому колі, так і на його окремі ділянки. Розглянемо такі випадки:

1) на ділянці, що має тільки резистор,

$$\operatorname{tg}\varphi_R = \frac{0}{R} = 0; \varphi_R = 0,$$

тобто сила струму за фазою збігається із напругою;

2) на ділянці, яка має лише індуктивність,

$$\operatorname{tg}\varphi_L = \frac{\omega L}{0} = \infty; \varphi_L = \frac{\pi}{2},$$

тобто сила струму за фазою відстає на  $\frac{\pi}{2}$  від напруги. Це відставання можна пояснити так. Коли до котушки індуктивності (при  $R \rightarrow 0$ ) прикладено змінну напругу  $U_0 \sin \omega t$  (або змінну ЕРС), для такого кола згідно із законом Кірхгофа

$$0 = U_0 \sin \omega t - L \frac{dI}{dt},$$

звідки

$$U_0 \sin \omega t = L \frac{dI}{dt},$$

тобто спад напруги на котушці індуктивності дорівнює ЕРС самоіндукції на ній. Остання набуває максимуму при  $\frac{dI}{dt} = \max$ , що відбувається у моменти, коли сила струму дорівнює нулю (див. графік струму на рис. 195), однак максимум похідної  $\frac{dI}{dt}$  настає на  $1/4$  періоду раніше, ніж максимум сили струму;

3) на ділянці, що має лише ємність,

$$\operatorname{tg}\varphi_C = \frac{-1}{\omega C} = -\infty; \varphi_C = -\frac{\pi}{2},$$

тобто сила струму за фазою випереджає на  $\frac{\pi}{2}$  напругу. Відставання напруги від сили струму пояснюється тим, що заряд та напруга на конденсаторі зростають доти, доки існує струм одного напрямку. Отже, сила змінного струму переходить через максимум і далі спадає, а напруга на конденсаторі продовжує все ще зростати та досягає максимуму пізніше, коли сила струму дорівнюватиме нулю.

Розглянемо випадок, коли індуктивний опір кола дорівнює ємнісному:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}. \quad (9)$$

Тоді  $I_0\omega L = \frac{I_0}{\omega C}$ , або  $U_{0L} = U_{0C}$ , тобто спад напруги на кінцях котушки індуктивності дорівнює спаду напруги на обкладках конденсатора. Ці напруги діють у протифазах і взаємно зрівноважуються (рис. 199). Такі умови називаються *резонансом напруг*.

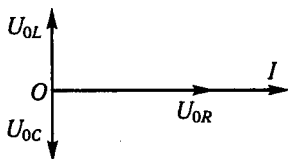


Рис. 199

Із формули (9) випливає, що резонанс напруг можна здійснювати, змінюючи  $L$  або  $C$  при  $\omega = \text{const}$  чи змінюючи  $\omega$ , якщо  $L$  та  $C$  — сталі. Циклічна частота, при якій настає резонанс, називається *резонансною*.

На підставі формули (9)  $\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}$ , звідки період змінного струму

$$T = 2\pi\sqrt{LC}. \tag{10}$$

Останню формулу називають *формулою Томпсона*, її широко використовують у радіотехніці.

Укажемо характерні особливості резонансу напруг:

- а) повний опір кола мінімальний і дорівнює активному опору;
- б) амплітуда струму має найбільше значення  $\left( I_{0\text{max}} = I_{0\text{рез}} = \frac{U_0}{R} \right)$ ;
- в) амплітуда напруги на активному опорі дорівнює амплітуді прикладеної напруги  $(U_{0R} = I_{0\text{max}}R = U_0)$ ;
- г) напруга і струм діють в однакових фазах;
- д) потужність джерела струму передається тільки активному опору, корисна потужність змінного струму максимальна.

### § 90. Резонанс струмів

Розглянемо випадок паралельного вмикання котушки індуктивності та конденсатора в коло змінного струму (рис. 200) за умови, що активний опір ділянок малий і ним можна знехтувати. Напруга на застискачах

$$U = U_0 \sin \omega t.$$

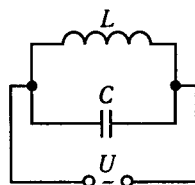


Рис. 200

Оскільки напруга на обох ділянках паралельного з'єднання елементів кола однакова, зсув фаз

позначатиметься тільки на виразах сили струму на різних ділянках, а саме:

$$I_L = I_{0L} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{U_0}{\omega L} \sin\left(\omega t - \frac{\pi}{2}\right);$$

$$I_C = I_{0C} \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right) = U_0 \omega C \sin\left(\omega t + \frac{\pi}{2}\right),$$

тобто струм на індуктивності відстає за фазою від напруги на  $\frac{\pi}{2}$ , а струм на ємності випереджає напругу на  $\frac{\pi}{2}$ .

Сила струму в головному провіднику до розгалуження

$$I = I_0 \sin \omega t.$$

За першим законом Кірхгофа

$$I = I_L + I_C.$$

Щоб знайти сили струму в головному провіднику, побудуємо векторну діаграму сил струмів, узявши за опорну лінію вектор напруги  $U$  (рис. 201). Проте до цього способом уведення у котушку залізного осердя підберемо такі умови, щоб індуктивний опір дорівнював ємнісному:

$$\omega L = \frac{1}{\omega C}. \quad (1)$$

Тоді струми в обох вітках кола будуть однакові, протифазні та взаємно зрівноважені. Отже, в головному провіднику струм дорівнюватиме нулю, а опір кола буде нескінченно великий. Насправді позбавитися від активного опору неможливо і струм у головному провіднику буде мінімальний, а опір кола максимальний. Такі умови називаються *резонансом струмів*.

Хоча загальний струм і малий, але струм, що проходить через конденсатор та котушку, може бути досить великим.

Резонансу струмів можна досягти, якщо  $L$  і  $C$  залишити незмінними, а змінювати циклічну частоту.

На підставі формули (1) маємо

$$\omega_{\text{рез}} = \frac{1}{\sqrt{LC}}.$$

Із розгляду резонансу струмів випливає, що контур із паралельно з'єднаних індуктивності та ємності з дуже малим активним

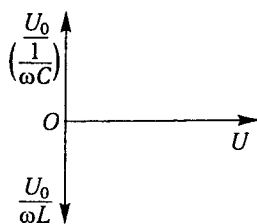


Рис. 201

опором  $R$  створює великий опір для струму резонансної частоти  $\omega_{\text{рез}}$ . Контур ніби відокремлюється від інших частин кола і в ньому незалежно циркулює струм, який переважно перезаряджає обкладки конденсатора (виникають електричні коливання). Властивість резонансу струмів широко використовують у радіотехніці.

## § 91. Робота і потужність змінного струму

У колі змінного струму, крім активного опору, завжди діють увімкнені послідовно індуктивність та ємність, які утворюють реактивний опір і зумовлюють зсув фаз між струмом та напругою. Це пояснюється тим, що в одних випадках потрібен активний опір (теплові прилади, навантажені електричні двигуни), в інших — реактивний (електромагніти). Тому прикладену напругу і струм у колі запишемо у такому вигляді:

$$U = U_0 \sin \omega t;$$

$$I = I_0 \sin(\omega t - \varphi),$$

де  $\varphi$  — зсув фаз між струмом та напругою.

Визначимо роботу змінного струму за час одного періоду. Оскільки струм змінний, шукатимемо роботу через суму елементарних робіт:

$$dA = I_0 \sin(\omega t - \varphi) U_0 \sin \omega t dt;$$

$$A = \int_0^T I_0 U_0 \sin(\omega t - \varphi) \sin \omega t dt.$$

Перетворивши підінтегральний вираз, дістанемо

$$A = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi \int_0^T dt - \frac{1}{2} I_0 U_0 \int_0^T \cos(2\omega t - \varphi) dt.$$

Однак у цій різниці значення другого інтеграла, що виражає суму значень періодичної функції за період, дорівнює нулю; тому шукана робота

$$A = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi T. \quad (1)$$

Скориставшись виразом (1), знайдемо середню потужність змінного струму (розуміючи, що миттєві значення її також змінні)

$$N = \frac{A}{T} = \frac{1}{2} I_0 U_0 \cos \varphi; \quad (1)$$

у більш практичному вигляді

$$N = I_{\text{еф}} U_{\text{еф}} \cos \varphi. \quad (2)$$

Згідно із формулою (2) робота змінного струму визначається як

$$A = I_{\text{еф}} U_{\text{еф}} \cos \varphi t. \quad (3)$$

Потужність змінного струму (2) істотно залежить від косинуса кута зсуву фаз, тому  $\cos \varphi$  називають *коефіцієнтом потужності*. На рис. 202 показано додатні та від'ємні значення потужності на різних проміжках часу при різних значеннях зсуву фаз, зокрема:

а) при  $\varphi = 0$  потужність у будь-які проміжки часу додатна, вона використовується для виконання корисної роботи в колі;

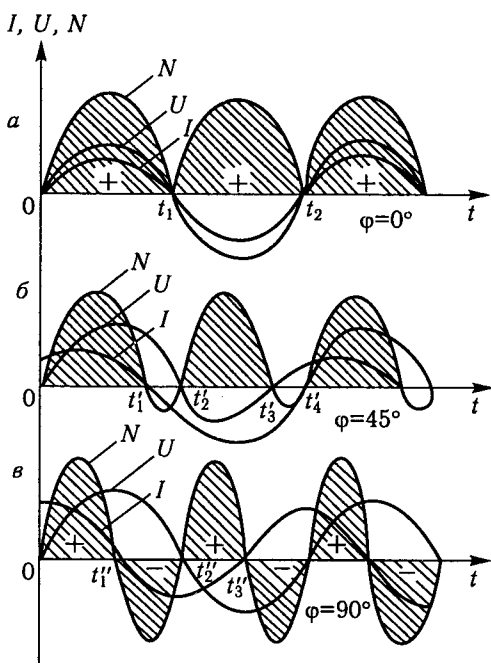


Рис. 202

б) при  $0 < \varphi < \frac{\pi}{2}$  потужність у проміжки часу від 0 до  $t'_1$ , від  $t'_2$  до  $t'_3$  додатна, а у проміжки часу від  $t'_1$  до  $t'_2$ , від  $t'_3$  до  $t'_4$  — від'ємна, проте від'ємні значення потужності менші від додатних;

в) при  $\varphi = \frac{\pi}{2}$  додатна і від'ємна потужності чисельно рівні між собою. У цьому разі змінний струм не виконує корисної роботи. Енергія, що посиляється джерелом у коло за першу чверть періоду, нагромаджується в електромагнітах і конденсаторах (у вигляді магнітної та електричної енергії поля), потім за другу чверть періоду повертається до генератора. У цьому полягає явище коливання енергії в колі змінного струму. Із виразу коефіцієнта потужності

$$\cos \varphi = \frac{R}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}$$

впливає, що це буде тоді, коли  $R = 0$ . Насправді в колі існує деякий активний опір підвідних провідників, обмоток котушок, і на нагрівання їх витрачається енергія струму; частина енергії іде на гістерезис в осерді котушки, струми Фуко та на нагрівання діелектрика в конденсаторі, але ці втрати енергії економічно не вигідні.

У технічних мережах домагаються підвищення  $\cos \varphi$ , оскільки при малому  $\cos \varphi$  для здобуття в колі потрібної корисної потужності треба пропускати струм великої сили, що, у свою чергу, призводить до збільшення втрат енергії у підвідних провідниках і потребує застосування товстіших провідників. Найменше допустиме значення  $\cos \varphi$  при використанні змінного струму на підприємствах дорівнює 0,85. Боротьба за підвищення  $\cos \varphi$  при застосуванні змінного струму на підприємствах є важливим засобом економії електричної енергії у країні.

**Приклад.** До мережі змінного струму ( $U = 120$  В,  $\nu = 50$  Гц) під'єднано через дросель ( $R_0 = 1$  Ом;  $L = 0,05$  Гн) освітлювальну систему квартири (рис. 203).

а) Під якою напругою  $U_1$  знаходяться лампи у квартирі, якщо загальний струм споживання  $I = 2$  А?

б) Якою може бути максимальна потужність, споживана освітлювальною системою квартири?

в) Яку потужність споживатиме дросель, якщо у квартирі станеться коротке замикання?

**Розв'язання.** а) За умовою задачі дросель й освітлювальна система квартири з'єднані послідовно, через них проходить струм  $I$ ; останній можна вибрати опор-

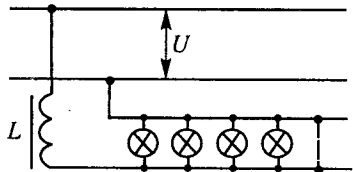


Рис. 203



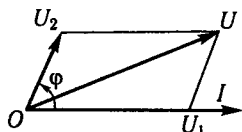


Рис. 204

ним вектором і відносно нього побудувати діаграму напруг: шуканої  $U_1$ , на дроселі  $U_2$  та вхідної  $U$  (рис. 204).

Застосувавши теорему косинусів, матимемо

$$U^2 = U_1^2 + U_2^2 + 2U_1U_2 \cos \varphi.$$

Урахувавши, що

$$U_2 = I\sqrt{R_0^2 + (L\omega)^2}, \quad \cos \varphi = \frac{R_0}{\sqrt{R_0^2 + (L\omega)^2}},$$

дістанемо

$$U_1 = \sqrt{U^2 - I^2 L^2 \omega^2} - IR_0.$$

Після обчислень знайдемо  $U_1 = 114$  В.

б) Запишемо формулу для визначення потужності в колі змінного струму:

$$N = IU \cos \varphi,$$

$$\text{де } I = \frac{U}{\sqrt{(R + R_0)^2 + (L\omega)^2}}; \quad \cos \varphi = \frac{R + R_0}{\sqrt{(R + R_0)^2 + (L\omega)^2}}; \quad R \text{ — опір увімкнених}$$

освітлювальних приладів (змінна величина). Тоді

$$N(R) = \frac{U^2 (R + R_0)}{(R + R_0)^2 + (L\omega)^2}.$$

Дослідивши останню залежність на максимум, знайдемо, що це буде при  $(R + R_0) = L\omega$ . Отже, споживана максимальна потужність

$$N_{\max} = \frac{U^2}{2L\omega}; \quad N_{\max} = 460 \text{ Вт.}$$

в) Шукану величину знайдемо, якщо у записаному вище виразі споживаної потужності покласти  $R = 0$ . Тоді

$$N_{\text{к.з}} = \frac{U^2 R_0}{R_0^2 + (L\omega)^2}; \quad N_{\text{к.з}} = 58 \text{ Вт.}$$

## § 92. Трансформація змінного струму. Трансформатор

Сучасні потужні генератори виробляють змінний струм при напругах 2200; 6600; 11 000; 13 200 В і вищих та силі струму понад 10 тис. А на якорі. Побудова генераторів на високу напругу істотно ускладнюється. Водночас передавання на далекі відстані таких струмів, які збуджуються на якорі генератора, призвело б до знач-

них утрат енергії на нагрівання проводів ( $Q = I^2 R t$ ).

Можливість передавати великі потужності струму на великій відстані при порівняно незначних втратах відкрилась завдяки винайденню трансформатора. Вперше трансформатор сконструював російський електротехнік П. М. Яблочков у 1876 р., а у 1882 р. його істотно вдосконалив І. Ф. Усагін.

*Трансформатор* — електромагнітний прилад, що перетворює напругу і силу змінного струму. Технічний трансформатор складається із двох (або кількох) обмоток провідника, намотаних на спільне замкнене феромагнітне (із м'якого листового заліза) осердя (рис. 205). Кінці первинної обмотки  $A_1$  (вхід) приєднують до джерела змінного струму, кінці вторинної обмотки  $A_2$  (вихід) — до лінії передачі струму.

Дія трансформатора ґрунтується на явищі електромагнітної індукції. Розглянемо процеси, що відбуваються у ненавантаженому трансформаторі, тобто коли обмотку  $A_2$  розімкнено.

Приєднаємо котушку  $A_1$  до генератора змінного струму. Котушка трансформатора в колі змінного струму становитиме значний реактивний опір  $\omega L$  і в її обмотці існуватиме незначний періодично змінний струм. Цей струм створить в осерді трансформатора такий самий періодично змінний магнітний потік  $\Phi_1 = \Phi_0 \sin \omega t$ . Оскільки осердя замкнено, розсіювання ліній магнітної індукції у повітрі незначне і можна вважати, що магнітний потік в осерді однаковий для обох обмоток.

Унаслідок змін магнітного потоку в обох обмотках індукуватиметься ЕРС: у первинній — самоіндукції, у вторинній — взаємоіндукції, тобто

$$\mathcal{E}_1 = -n_1 \frac{d\Phi_1}{dt} = -n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t = -\mathcal{E}_{01} \cos \omega t; \quad (1)$$

$$\mathcal{E}_2 = -n_2 \frac{d\Phi_1}{dt} = -n_2 \Phi_0 \omega \cos \omega t = -\mathcal{E}_{02} \cos \omega t, \quad (2)$$

де  $n_1, n_2$  — числа витків на відповідних обмотках.

Як відомо (див. § 89), спад зовнішньої напруги на котушці індуктивності дорівнює ЕРС самоіндукції, тобто

$$U = -\mathcal{E}_1 = n_1 \Phi_0 \omega \cos \omega t. \quad (3)$$

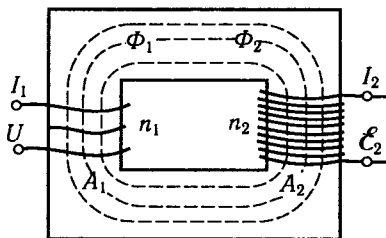


Рис. 205

Із формул (2) і (3) випливає, що коливання  $U$  та  $\mathcal{E}_2$  відбуваються у протифазах. Їх відношення (без урахування знаків)

$$\frac{\mathcal{E}_2}{U} = \frac{n_2}{n_1} = k \quad (4)$$

називається *коефіцієнтом трансформації*. При  $k > 1$  трансформатор підвищувальний, при  $k < 1$  — знижувальний.

За допомогою трансформаторів напругу, яку дає генератор змінного струму, значно підвищують. У нашій країні діє енергетична система із лініями передач змінного струму на напругах 500 000, 750 000 і 1,5 млн В.

На місцях споживання електричної енергії послідовним трансформуванням напругу зменшують до потрібної — 220 та 127 В.

Якщо розглянути навантажений трансформатор і знехтувати незначними втратами енергії на ньому, то можна вважати, що потужності в обох обмотках однакові:  $I_1 U = I_2 \mathcal{E}_2$ , звідки

$$\frac{\mathcal{E}_2}{U} = \frac{I_1}{I_2} = \frac{n_2}{n_1}.$$

У підвищувальному трансформаторі напруга зростає, а струм зменшується, у знижувальному — навпаки. Втрати енергії на трансформаторах не перевищують 2...3 %.

## § 93. Загальні відомості

Як уже зазначалося, в історії розвитку виробничої діяльності людства друга половина XIX ст. ознаменувалася упровадженням електричної енергії. Промислове виробництво, що ґрунтувалося на використанні теплових двигунів і пасового передавання енергії до робочих місць, потребувало якісно нової техніки. Невідворотно у виробництво входила електротехніка, яка ґрунтувалася на явищі електромагнітної індукції Фарадея.

Відтворимо у пам'яті конструкції динамомашини та електродвигуна постійного струму з використанням ковзних контактів на колекторах для відповідної зміни напрямку струму в рамці ротора. Колектори дуже обмежували потужність машин постійного струму. Тому вчені шукали можливість здобуття великої періодично змінної ЕРС у статорних індукційних котушках інших генераторів та трансформування змінних електричних напруг до придатних для використання і вигідного передавання лініями електропередачі. Проте для побудови потужних електродвигунів слід було використовувати випрямлячі та повертатися до постійного струму. Зазначимо, що так забезпечується і нині трамвайно-тролейбусний транспорт та метрополітен у містах.

У 1891 р. російський електротехнік М. О. Доліво-Добровольський винайшов якісно нову систему трифазного змінного струму. На електротехнічній виставці у Франкфурті-на-Майні він продемонстрував дію генератора трифазного струму, трансформатор і систему передавання енергії трифазним струмом, зручний та простий за будовою електродвигун трифазного струму. Від Лауфенського водопадку, де була встановлена водяна турбіна із трифазним генератором і підвищувальним трансформатором напругою 15 000 В, струм потужністю 200 кВт передавався на відстань 175 км до виставки. Тут за допомогою знижувального трансформатора починав працювати асинхронний електродвигун трифазного струму та зв'язаний з ним насос. ККД такого передавання енергії становив 77,4 %.

З цього часу припинилися скептичні висловлювання про безперспективність використання змінного струму в силовому забез-

печенні виробництва. Трифазний змінний струм став основним енергетичним джерелом живлення сучасного виробництва: його переваги — економічне передавання електричної енергії на великі відстані та надзвичайні зручність і простота асинхронного електродвигуна, призначеного для перетворення електричної енергії на механічну роботу.

*Трифазним струмом* називають систему, що складається із трьох електричних кіл, у яких діють ЕРС тієї самої частоти, але зміщені за фазою одна відносно одної на  $\Delta\phi = \frac{2}{3}\pi$ , або  $120^\circ$ . Кожне окреме коло такої системи називають *фазою*, а систему в цілому — трифазним струмом.

Трифазну систему ЕРС створюють за допомогою генератора (рис. 206), який відрізняється від однофазного тим, що на внутрішній поверхні його пластинчастого феромагнітного статора розміщують три окремі обмотки 1...3 (фази), зміщені одна відносно одної на  $120^\circ$ ; усередині статора обертається двополюсний (або із кратно більшою кількістю полюсів) індуктор. Іншими словами, рамкоподібну обмотку своїми бічними провідниками вкладено в пази внутрішньої циліндричної поверхні статора в одній площині його з віссю, але у протилежних місцях відносно осі. Торцеві частини обмотки відігнуті й лежать на ободах основ статора. Спільна вісь обмоток збігається із віссю статора та віссю обертання індуктора (рис. 207). Для фіксування кутового зміщення обмоток їх початки позначено літерами *A, B, C*, кінці — *a, b, c*. На рис. 207 торцеві перерізи обмоток заштриховано по-різному.

У генераторі трифазного струму, по суті, скомпоновано три однофазних генератори зі спільним індуктором. Останній живиться слабким постійним струмом і приводиться в обертання паровою чи водяною турбіною або двигуном внутрішнього згоряння.

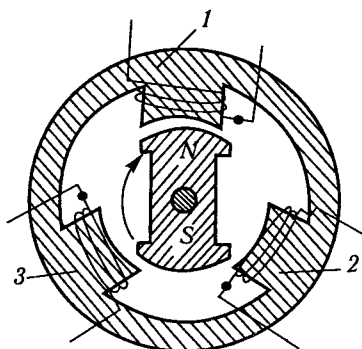


Рис. 206

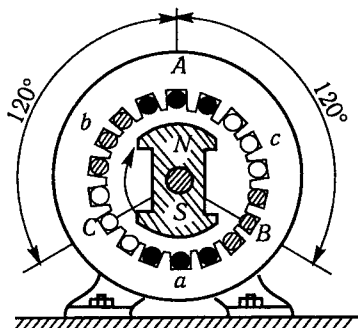


Рис. 207

Під час обертання ротора його полюси послідовно проходять повз кожну котушку статора та збуджують у них ЕРС. Проте ЕРС у котушці 2 (див. рис. 206) відстає за фазою від ЕРС у котушці 1 на  $\Delta\varphi_2 = 120^\circ$ , у котушці 3 на  $\Delta\varphi_3 = 240^\circ$  (оскільки однакове значення ЕРС у котушці 2 настає через  $1/3$ , у котушці 3 — через  $2/3$  періоду пізніше порівняно із котушкою 1). Тому в аналітичних виразах матимемо таку систему ЕРС:

$$\mathcal{E}_1 = \mathcal{E}_0 \sin \omega t; \quad \mathcal{E}_2 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - \frac{2}{3}\pi); \quad \mathcal{E}_3 = \mathcal{E}_0 \sin(\omega t - \frac{4}{3}\pi).$$

Як відомо, для технічних цілей використовується змінний струм із частотою  $f = 50$  Гц. Щоб дістати такий струм за допомогою генератора із двополюсним індуктором, останній приводять у обертання із частотою  $f = 3000$  об/хв. Якщо на практиці задіяно гідроелектростанцію, на якій частота обертання турбіни порівняно невелика, то стандартної частоти змінного струму в генераторах досягають завдяки збільшенню кількості пар полюсів індуктора.

На потужних електростанціях установлюють генератори трифазного струму.

## § 94. Схеми з'єднання обмоток генератора і споживачів трифазного струму

Кожну обмотку трифазного генератора можна розглядати як самостійне джерело електричної енергії, яка подається до споживача за допомогою двох провідників. Зрозуміло, що для передавання таким способом енергії трьох фазових обмоток генератора потрібно було б використовувати шестипровідну лінію електропередачі. Використання трифазної системи струму дає можливість так з'єднати між собою обмотки генератора, що для зв'язку джерела енергії з приладами споживання досить чотирьох і навіть трьох силових провідників. У цьому разі обмотки генератора та споживачів трифазного струму з'єднують відповідним способом — зіркою або трикутником, причому спосіб з'єднання обмоток генератора не вирішує наперед спосіб з'єднання споживачів.

**З'єднання зіркою.** За цим способом кінці всіх обмоток генератора  $a, b$  і  $c$  з'єднують в одну точку (рис. 208), яку називають *нульовою*, або *нейтральною*, *точкою*. Аналогічно можна з'єднувати скомпоновані у три групи прилади споживачів. Початки фазових обмоток генератора  $A, B$  та  $C$  з'єднують із споживачами електричної енергії за допомогою трьох провідників, які називають *лінійними*. Провідник, що з'єднує нульову точку генератора із нульовою точкою споживачів, називають *нульовим*, або *нейтральним*, *про-*

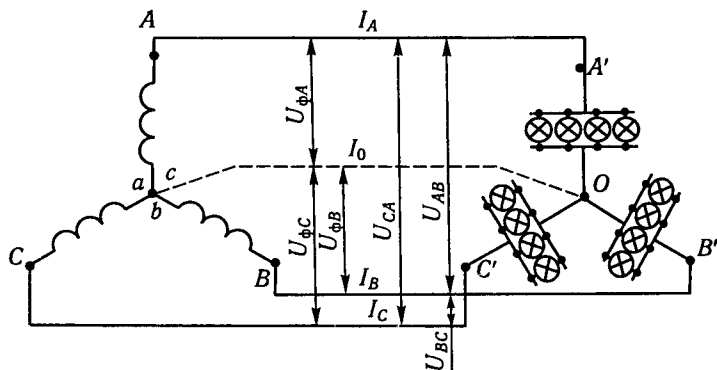


Рис. 208

відником. ЕРС, які діють в обмотках генератора, називають *фазними* ( $E_\phi$ ).

Якщо спади напруг в обмотках генератора незначні порівняно зі спадами напруг на споживачах, то вважають, що фазні напруги ( $U_\phi$ ) дорівнюють відповідним ЕРС у обмотках генератора. Такій чотирипровідній системі трифазного струму притаманні дві різні напруги (див. рис. 208):

а) фазні напруги  $U_\phi$  між початками і кінцями фаз або напруги між кожним із трьох лінійних провідників та нульовим провідником —  $U_{\phi A}, U_{\phi B}, U_{\phi C}$ ;

б) лінійні напруги  $U_\Delta$  або  $U$  — напруги між початками фаз  $A, B, C$  або напруги між кожними двома лінійними провідниками —  $U_{AB}, U_{BC}, U_{CB}$ .

Струми, що індуються в обмотках фаз генератора, і струми у променях зірки споживачів називають *фазними* ( $I_\phi$ ); струми, що йдуть лінійними провідниками, — *лінійними* ( $I_\Delta$ ). При з'єднанні зіркою  $I_\Delta = I_\phi$ . На рис. 208 їх позначено  $I_A, I_B, I_C$ .

Якщо припустити, що у заданих трифазних колах самоіндукції відсутні й у кожному із них увімкнено однакові омичні опори, а отже, однакові амплітудні значення струмів ( $I_0 = \frac{\mathcal{E}_0}{R}$ ), то у підсумку можна констатувати, що у зірковій системі з'єднання цих кіл циркулюють такі струми:

$$I_1 = I_0 \sin \omega t;$$

$$I_2 = I_0 \sin \left( \omega t + \frac{2}{3} \pi \right);$$

$$I_3 = I_0 \sin \left( \omega t + \frac{4}{3} \pi \right).$$

Тригонометричним способом можна підрахувати, що у вузлах з'єднання наявних струмів та у провіднику, що з'єднує вузли струмів (на рис. 208 позначено штриховою лінією), сума трифазних струмів дорівнює нулю. Тому вузлові точки з'єднання струмів і провідник, який з'єднує вузлові точки у зірковій системі, називають *нульовими*. Такі самі результати одержимо способом графічного підсумовування трьох векторів амплітуд  $\vec{I}_0$ , що утворюють замкнену криву у вигляді рівностороннього трикутника.

Зауважимо, що сума струмів  $I_1 + I_2 + I_3$  дорівнює нулю лише в разі рівності опорів  $R_1, R_2, R_3$ . Якщо ці опори різні, то при незмінності різниці фаз між ними сумарний струм виявиться відмінним від нуля. Проте у дійсності, оскільки споживачі струму утворюють одну вузлову точку  $O$  (див. рис. 208), для неї, згідно із законом Кірхгофа, сума вхідних та вихідних струмів також має дорівнювати нулю. Отже, сума струмів фактично дорівнюватиме нулю і при нерівності опорів у фазових колах. Це відбувається завдяки виникненню додаткових різниць фаз між струмами  $I_1, I_2$  та  $I_3$ ; в обох випадках нульовий провідник у зірковій системі з'єднання доцільно зняти.

**З'єднання трикутником.** Якщо початок кожної обмотки генератора з'єднується із кінцем наступної (як при послідовному з'єднанні) так, що вони утворюють замкнений трикутник (рис. 209), то таке з'єднання називають з'єднанням трикутником. Аналогічно можуть з'єднуватися споживачі енергії. Генератор із споживачами зв'язується за допомогою трьох лінійних провідників. У обмотках кожної із трьох фаз замкненого контуру генератора збуджуються ЕРС  $\mathcal{E}_{AB}, \mathcal{E}_{CA}, \mathcal{E}_{BC}$ . Неважко побачити, що напруга  $U_{\text{л}}$  ( $U_{AB}, U_{BC}$  і  $U_{CA}$ ) між лінійними провідниками дорівнює напрузі на обмотках фаз ( $U_{\text{л}} = U_{\text{ф}}$ ). Таким чином, перемикання обмоток генератора із зірки на трикутник призводить до зниження лінійної напруги у  $\sqrt{3} = 1,73$  рази.

З'єднання трикутником також допустиме лише при однаковому або близькому до однакового навантаженні фаз. Інакше струм у замкненому контурі обмоток буде надто сильним та небезпечним для машини.

Трифазна система напруг змінного струму в разі з'єднання як зіркою, так і трикутником дає значну економію у матеріалах при її реалізації, оскільки відкриває можливість шестипровідну лінію передачі електричної енергії замінити три- або чотирипро-

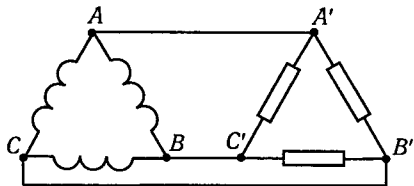


Рис. 209



відною. Обидва способи з'єднання набули широкого практичного застосування. Вибір того чи іншого з них залежить від споживача. Іншими словами, кожний спосіб з'єднання має свою сферу використання, зокрема з'єднання трикутником найчастіше практикується у побуті (для освітлення та інших споживачів, що забезпечують симетричне навантаження фаз).

## § 95. Обертове магнітне поле трифазного струму

До найважливіших здобутків на шляху входження у практику трифазного струму треба віднести технічне використання пов'язаного з ним обертового магнітного поля. У подальшому йтиметься про модуль і зміну результуючого вектора індукції  $\vec{B}$  магнітного поля трифазного струму. Покажемо, що це поле є обертовим.

Для унаочнення питання на рис. 210 схематично відображено розміщення по колу трьох котушок із трифазним струмом. Оскільки вектори магнітної індукції цих котушок змінюються синхронно із струмами у них, можна констатувати, що в центральній області між котушками накладаються поля, які характеризуються такими векторами:

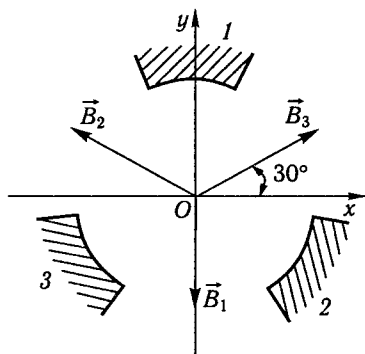


Рис. 210

$$\vec{B}_1 = B_0 \sin \omega t;$$

$$\vec{B}_2 = B_0 \sin \left( \omega t - \frac{2}{3} \pi \right);$$

$$\vec{B}_3 = B_0 \sin \left( \omega t - \frac{4}{3} \pi \right).$$

Для визначення суми цих векторів спочатку знайдемо суми їхніх проекцій на осі координат:

$$B_x = -B_0 \sin \left( \omega t - 120^\circ \right) \cos \frac{\pi}{6} + B_0 \sin \left( \omega t - 240^\circ \right) \cos \frac{\pi}{6};$$

$$B_y = -B_0 \sin \omega t + B_0 \sin \left( \omega t - 120^\circ \right) \cos \frac{\pi}{3} + B_0 \sin \left( \omega t - 240^\circ \right) \cos \frac{\pi}{3}.$$

Після виконання тригонометричних перетворень дістанемо

$$B_x = \frac{3}{2} B_0 \cos \omega t;$$

$$B_y = \frac{3}{2} B_0 \sin \omega t.$$

Неважко збагнути, що такий вигляд проєкцій на координатні осі властивий вектору, який перебуває у рівномірному обертальному русі. У нашому випадку числове значення вектора знаходимо за формулою

$$B = \sqrt{B_x^2 + B_y^2} = \frac{3}{2} B_0;$$

кут між напрямом вектора  $\vec{B}$  і віссю  $Ox$  становить  $\alpha = \omega t$ .

Щоб змінити напрям обертання поля, досить кінці однієї із нерухомих котушок у місцях під'єднання до генератора поміняти місцями.

## § 96. Асинхронний двигун трифазного струму

У попередньому параграфі було розкрито одну із найважливіших складових трифазного струму — обертове магнітне поле; за його участю можна побудувати простий та економний в роботі асинхронний двигун змінного струму. Цю можливість реалізував М. О. Дольово-Добровольський у 1891 р.

Робота асинхронного двигуна ґрунтується на взаємодії обертового магнітного поля, обумовленого трифазним струмом в обмотках статора, з індукційними струмами, що збуджуються в обмотках ротора.

На рис. 211 показано основні частини цього двигуна: *а* — статор, *б* — ротор, *в* — підшипники, *г* — контактні кільця.

Електромагнітна система асинхронного двигуна складається із двох залізних осердь: зовнішнього нерухомого, що має форму порожнистого циліндра, і внутрішнього суцільного, глухо надітого на вал у підшипниках; тому разом із ним він може обертатися на осі.

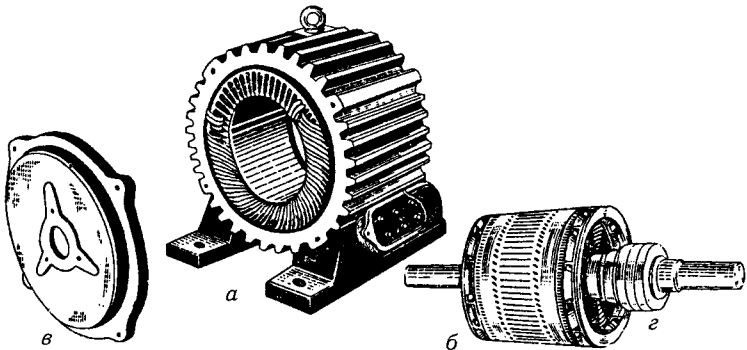


Рис. 211

Обидва осердя складено з листової електротехнічної сталі. Для зменшення утрат, пов'язаних із виникненням вихрових струмів, листи відокремлено один від одного шаром ізоляції.

Зовнішнє осердя циліндричної форми на внутрішній поверхні має серію поздовжніх пазів, у які закладають обмотки мідного ізольованого дроту; осердя кріпиться до станини — корпусу двигуна. Вся нерухома частина двигуна називається *статором*. Обмотка статора складається із трьох котушок, зміщених одна відносно одної на кут  $120^\circ$ . Початки та кінці обмоток виведено на щит двигуна для вмикання їх зіркою або трикутником. Така будова статора дає можливість вмикати його обмотки на різні стандартні напруги: 380/220 або 220/127 В.

Внутрішнє осердя із обмоткою, щільно насажене на вал, який вільно обертається на підшипниках, називається *ротором* двигуна. Це осердя також має рівномірно розміщені пази вздовж зовнішньої циліндричної поверхні. У ці пази укладено провідники обмотки ротора. У ній під дією магнітного поля статора індукуються струм.

Залежно від призначення двигунів обмотки ротора можуть бути двох типів: *короткозамкнені*, тобто без контактних кілець, та *фазні*, з контактними кільцями. Перші є простіші за будовою і широко застосовуються у виробництві. Обмотки короткозамкнених роторів виготовляють із товстих неізольованих мідних стрижнів, закладених у пази осердя. Кінці цих стрижнів, що виступають із пазів з обох боків ротора, з'єднано між собою товстими мідними кільцями. У цілому обмотка своєю формою нагадує циліндричну клітку — «біляче колесо» (рис. 212). Саме завдяки цьому обмотку назвали короткозамкненою.

Іноді для спрощення технології виробництва асинхронних двигунів невеликої потужності обмотку ротора типу «біляче колесо» виготовляють з алюмінію методом лиття. Використання такої тех-

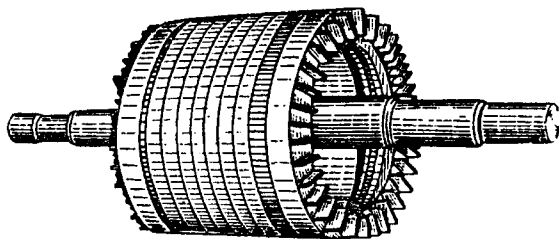


Рис. 212

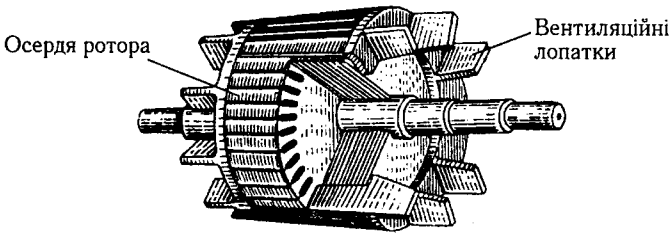


Рис. 213

нології дає можливість одночасно охолоджувати електродвигун у процесі його роботи. Стрижні та кільця «білячого колеса», виготовлені з алюмінію, досить добре проводять струм, скріплюють листи електротехнічної сталі осердя між собою, а виступи на кільцях у вигляді лопаток (рис. 213) під час обертання ротора забезпечують вентиляцію двигуна.

Обмотки фазних роторів з контактними кільцями, як і обмотки статора, виготовляють з ізолюваного провідника й укладають у пази осердя ротора. Вони складаються із трьох фазних обмоток і з'єднуються, як правило, зіркою: кінці обмоток з'єднуються між собою на роторі, а три початки приєднуються до трьох контактних кілець. Кільця, нерухомо закріплені на валу ротора, ізолювано від осердя ротора та між собою. За допомогою щіток через контакт кільця обмотки ротора з'єднано з пусковим трифазним реостатом (рис. 214). Така будова ротора дає можливість змінювати активний опір його обмотки, що потрібно під час пуску двигуна.

Якщо обмотки статора ввімкнуті в мережу трифазного струму, то всередині двигуна виникне обертове магнітне поле. Частота його обертання  $n$  залежить від частоти струму  $f$ , що проходить по обмотках статора, і кількості пар полюсів статора  $p$ :

$$n = \frac{60f}{p}$$

Обертове магнітне поле, яке перетинає осердя ротора, у замкнених провідниках обмотки ротора наводить індукційні стру-

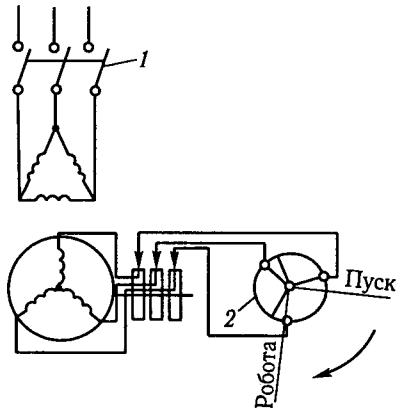


Рис. 214

ми. Їхній напрям згідно з законом Ленца такий, що власний магнітний потік, який виникає, протидіє тій зміні зовнішнього потоку (статорного відносно ротора), завдяки якій він і створюється. Осільки статорний потік обертається зі сталою, залежною лише від частоти мережі, частотою, починає обертатися ротор, намагаючись набути кутової швидкості, що дорівнює швидкості обертового поля (у тому самому напрямі).

Розглянемо для прикладу такі ситуації: за відсутності механічного навантаження ротор досягає синхронної кількості обертів, при яких обертовий потік і ротор нерухомі один відносно одного, а в обмотках ротора індукційні струми дорівнюють нулю. Завантажимо тепер ротор, хоча б загальмувавши його. Як тільки кількість його обертів стане меншою від кількості обертів поля, у котушках ротора знову виникнуть струми, значення та частота яких визначаються швидкістю поля відносно ротора. Взаємодія цих струмів із полем статора зумовлює обертальний момент двигуна, що дає змогу йому долати навантаження.

Отже, ротор асинхронного двигуна ніби ковзає відносно поля статора; це ковзання тим більше, чим більше навантаження. Здебільшого при номінальній потужності, яка віддається на валу, воно становить близько 3 % синхронної кількості обертів.

Обертове магнітне поле зумовлює дію на ротор обертового моменту в напрямі обертання магнітного поля. Ротор обертається із частотою  $n_1$ , яка завжди менша від частоти обертання  $n$  магнітного поля. В іншому випадку, наприклад, коли  $n_1 \rightarrow n$ , швидкість зміни магнітного потоку  $\frac{d\Phi}{dt}$  відносно тих самих провідників, які тепер обертаються із такою самою частотою, як і магнітне поле, також прямуватиме до нуля. Частота обертання  $n_1$  ротора при  $\frac{d\Phi}{dt} \rightarrow 0$  зменшуватиметься під дією сил опору.

Унаслідок зменшення частоти обертання ротора збільшуватиметься механічний обертальний момент. Двигун такого типу може працювати в робочому режимі тільки за умов постійного відставання в обертовому русі ротора від поля статора. У зв'язку із цим такий двигун назвали *асинхронним* (від грец. синхронос — узгоджений за часом, частка «а» означає заперечення), тобто такий, в якому частоту обертання ротора не узгоджено з частотою обертання магнітного поля.

Отже, магнітне поле статора, що обертається з частотою  $n$ , обертатиметься (ковзатиме) відносно рухомого ротора із відносною частотою  $n_1 - n$ . Чим більша ця частота, тим більший індукційний струм виникає в обмотці ротора. Ступінь відставання ротора від обертового магнітного поля статора характеризується ковзанням

$$S = \frac{n - n_1}{n},$$

або (у відсотках)

$$S = \frac{n - n_1}{n} \cdot 100.$$

Ковзання  $S$  може змінюватись у широких межах. Якщо навантаження на валу (при холостому ході) двигуна не буде, то частота обертання  $n_1$  ротора майже дорівнює частоті обертання  $n$  поля статора і  $S \approx 0$ . У момент пуску, коли ротор двигуна нерухомий,  $S = 1$ , й максимальне ковзання збуджує максимальну ЕРС в обмотці ротора. Індукційний струм ротора у цьому разі може у 4...7 разів перевищувати його номінальне значення. За таких умов зростають механічний обертальний момент і частота обертання ротора. Це веде до зменшення ковзання, сили струму в обмотці ротора та входження двигуна в робочий режим.

Під час роботи двигуна частота обертання ротора також не є сталою і залежить від навантаження. У разі його збільшення вона зменшується, проте незначно, оскільки зниження частоти обертання ротора веде до зростання ковзання  $S$ . Індукційний струм в обмотці ротора та механічний обертальний момент за таких умов стабілізують роботу двигуна. Так, якщо споживана потужність змінюється від нуля (холостий хід) до номінального значення (при повному навантаженні), то зміна частоти обертання двигуна не перевищує 6 % максимального значення.

Таким чином, асинхронний трифазний двигун зберігає майже сталими частоту обертання і коефіцієнт ковзання при зміні навантаження у широких межах. Сучасні асинхронні трифазні двигуни при номінальному навантаженні мають незначний коефіцієнт ковзання. Для двигунів малої потужності він досягає 4 %, для потужних двигунів — 1,5...2,0 %.

У разі збільшення навантаження двигуна, тобто при зростанні споживаної механічної потужності, струм збільшується не тільки в обмотці ротора, а й у статорі. Це здійснюється автоматично внаслідок взаємодуції. Індукційний струм у роторі своїм власним магнітним полем індукує в обмотці статора деяку ЕРС. Зв'язок між магнітними потоками ротора та статора забезпечує узгоджене споживання електричної енергії з електричної мережі відповідно до механічної енергії, що віддається двигуном. Останнє є важливим стабілізуювальним чинником у роботі асинхронного двигуна.

Важливо пам'ятати, що хоча недовантажений двигун і споживає із мережі лише таку кількість електроенергії, яка перетворюється ним на механічну роботу, але недовантаження його, коли струм у статорі зменшується, веде до зростання індуктивного опору стато-

ра, тобто зменшення його коефіцієнта потужності ( $\cos\phi$ ). Такий двигун є збитковим для експлуатації електромережі у цілому. Тому, виходячи з ефективної роботи механічних ліній, вибирають такі двигуни, потужність яких відповідає фактичним потребам споживача.

Значний пусковий струм асинхронних двигунів хоч і не призводить до їх перегрівання, бо швидко спадає до мінімального значення, однак є небажаним, оскільки знижує напругу в мережі в момент пуску. Останнє негативно позначається на роботі інших споживачів.

Асинхронні двигуни з короткозамкненим ротором невеликої потужності (до 20 кВт) пускають у роботу безпосереднім умиканням у мережу трифазного струму спеціальним вмикачем або магнітним пускачем. Щоб зменшити пусковий струм таких двигунів, на час пуску знижують напругу на їхніх затискачах і пускають у хід без навантаження, оскільки обертальний момент двигуна зменшується пропорційно квадрату напруги. Водночас знижують напругу або перемиканням обмоток статора із зірки на трикутник, або за допомогою автотрансформатора.

Двигун із фазним ротором пускають у хід поетапно (див. рис. 214). Спочатку вмикають триполюсний вмикач 1 у колі статора при повністю введеному опорі трифазного пускового реостата 2 в колі ротора (положення «Пуск»). Потім із збільшенням частоти обертання ротора до деякого сталого значення поворотом ручки пускового реостата 2 поступово зменшують його опір до мінімального значення (положення «Робота»). Внаслідок цього всі три фази ротора будуть замкнені повзунком реостата накоротко. Наприкінці спеціальним важелем закорочують усі три кільця ротора та піднімають щітки, щоб зменшити їх спрацювання.

Асинхронні машини, як і інші електричні машини, оборотні. Вони можуть працювати як у режимі двигуна, так і в режимі генератора. При цьому відносна частота  $n - n_1$  обертового магнітного поля, а також ковзання  $S$ , що визначає умови роботи асинхронної машини, при її роботі в режимі двигуна додатні, а при роботі в режимі генератора — від'ємні.

### § 97. Коливальний контур. Власні електричні коливання

Коливальним контуром називається електричне коло, складене із конденсатора і котушки індуктивності, оскільки у такому контурі можуть виникати електричні коливання (рис. 215). Розглянемо спочатку ідеалізований контур, у якому активний опір кола дуже малий. Якщо зарядити конденсатор до напруги  $U_0 = \frac{q_0}{C}$ , де  $q_0$  — заряд конденсатора (рис. 215, а), то між його обкладками буде наведене електричне поле з енергією

$$W_{e0} = \frac{q_0^2}{2C}. \quad (1)$$

Замкнемо електричне коло ключем  $K$ . Тоді контур не буде у стані електричної рівноваги, конденсатор почне розряджатись через котушку індуктивності. Цей розряд не буде миттєвий, оскільки з виникненням струму в котушці збуджуватиметься ЕРС самоіндукції, яка за законом Ленца протидіятиме наростанню струму.

Через час  $t = \frac{T}{4}$  конденсатор повністю розрядиться ( $q = 0$ ,  $U = 0$ , рис. 215, б), розрядний струм досягне найбільшого значення  $I_0$ . У котушці індуктивності буде наведене магнітне поле. Водночас енергія електричного поля повністю перетвориться на енергію магнітного поля

$$W_{m0} = \frac{LI_0^2}{2}. \quad (2)$$

На підставі формул (1) і (2) знаходимо  $I_0 = \frac{q_0}{\sqrt{LC}} = \omega_0 q_0$ .

У наступний момент часу струм у котушці спадатиме до нуля, але поступово, оскільки його підтримуватиме ЕРС самоіндукції. Завдяки цьому струму конденсатор перезарядиться (рис. 215, в). У момент часу  $t = \frac{T}{2}$  між його обкладками знову існуватиме електричне поле, але протилежного напрямку. Наступне розрядження конденсатора проходитиме аналогічно початковому (рис. 215 г, д).



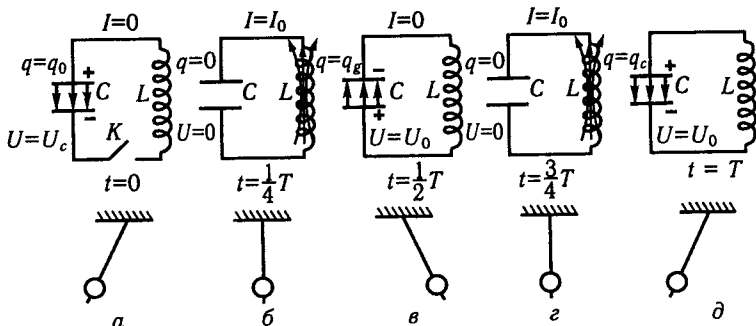


Рис. 215

Так у контурі відбувається періодичний рух електронів від однієї обкладки конденсатора до іншої з частотою, яка залежить від параметрів контуру  $L, C, R$ . Одночасно з рухом електронів у контурі періодично змінюються всі електричні та магнітні величини, тобто відбуваються електромагнітні коливання.

Електромагнітні коливання можна порівняти з коливаннями маятника (див. рис. 215). При цьому електричній енергії відповідає потенціальна енергія маятника, а магнітній енергії — кінетична. Коливання, що відбуваються під дією процесів у самому коливальному контурі без зовнішніх впливів і втрат енергії на теплоту та електромагнітне випромінювання, називаються *власними електромагнітними коливаннями*.

Нехай у момент часу  $t$  напруга на обкладках конденсатора  $U = \frac{q}{C}$ , а ЕРС самоіндукції  $\mathcal{E}_{ci} = -L \frac{dl}{dt}$ . Тоді миттєва сила розрядного струму згідно з законом Ома становитиме

$$I = \frac{U - L \frac{dl}{dt}}{R},$$

або

$$IR = \frac{q}{C} - L \frac{dl}{dt}. \quad (3)$$

Оскільки  $I = -\frac{dq}{dt}$  і  $\frac{dl}{dt} = -\frac{d^2q}{dt^2}$  (струм розрядження вважається додатним, коли  $dq < 0$ ), формулу (3) запишемо так:

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0.$$

Для власних коливань  $R = 0$ , тоді

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (4)$$

Як відомо, розв'язком рівняння (4) є гармонічна функція

$$q = q_0 \sin(\omega_0 t + \varphi), \quad (5)$$

де  $\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}$  — власна циклічна частота контуру, а  $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$  (формула Томсона) — період власних коливань.

Відповідно до зміни заряду на обкладках конденсатора (5) змінюються напруга на ньому та сила розрядного струму в контурі:

$$U = \frac{q}{C} = \frac{q_0}{C} \sin(\omega_0 t + \varphi) = U_0 \sin(\omega_0 t + \varphi);$$

$$I = \frac{dq}{dt} = \omega_0 q_0 \cos(\omega_0 t + \varphi) = I_0 \cos(\omega_0 t + \varphi).$$

## § 98. Згасаючі електричні коливання

У реальному контурі ( $R \neq 0$ ) частина енергії розрядного струму витрачається на нагрівання провідників, тому електричні коливання згасають. Електричні коливання у реальному контурі описуються диференціальним рівнянням

$$L \frac{d^2 q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{1}{C} q = 0. \quad (1)$$

Це рівняння аналогічне рівнянню згасаючих механічних коливань під дією квазіпружної сили і сили тертя (див. кн.1, § 66). Розв'язком рівняння (1) за умов

$$\omega_0^2 - \beta^2 > 0; \quad \frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2} > 0; \quad R < 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

є функція

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi), \quad (2)$$

де  $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$  — циклічна частота згасаючих коливань.

Графік  $q = f(t)$  показано на рис. 216. Із формули (2) випливає, що амплітуда коливань весь час зменшується за експоненціальним законом  $A = q_0 e^{-\frac{R}{2L}t}$  і тим швидше, чим більший коефіцієнт зга-

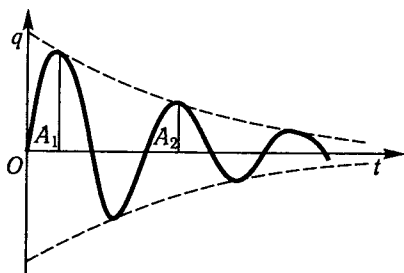


Рис. 216

вання  $\beta = \frac{R}{2L}$ . Оскільки амплітуда не залишається сталою, згасаючі коливання в цілому не можна назвати гармонічними.

Згасання коливань оцінюють *декрементом згасання*, що дорівнює відношенню двох послідовних амплітуд через проміжок часу в один період,

наприклад  $A_1$  та  $A_2$  (див. рис. 216), тобто

$$D = \frac{A_1}{A_2} = \frac{A_0 e^{-\beta t}}{A_0 e^{-\beta(t-T)}} = e^{\beta T}.$$

Він показує, у скільки разів зменшується амплітуда коливань за один період. За час  $\tau = \frac{1}{\beta}$  амплітуда коливань спадає в  $e \approx 2,7$  рази.

Частіше згасання коливань оцінюють *логарифмічним декрементом згасання*

$$\Delta = \ln \frac{A_1}{A_2} = \beta T. \quad (3)$$

Відповідно до згасаючих коливальних рухів електронів у контурі змінюються напруга на обкладках конденсатора і сила розрядного струму. Коливання напруги та сили струму описуються такими рівняннями:

$$U = U_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi);$$

$$I = \frac{dq}{dt} = q_0 e^{-\beta t} [-\beta \sin(\omega t + \varphi) + \omega \cos(\omega t + \varphi)]. \quad (4)$$

Помноживши і поділивши праву частину останнього рівняння на  $\omega_0$  ( $q_0 \omega_0 = I_0$ ), дістанемо

$$I = I_0 e^{-\beta t} \left[ -\frac{\beta}{\omega_0} \sin(\omega t + \varphi) + \frac{\omega}{\omega_0} \cos(\omega t + \varphi) \right].$$

Увівши кут  $\psi$  за умови, що

$$\cos \psi = -\frac{\beta}{\omega_0}; \quad \sin \psi = \frac{\omega}{\omega_0},$$

вираз сили струму можна записати у такому вигляді:

$$I = I_0 e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi + \psi), \quad (5)$$

де  $\frac{\pi}{2} < \psi < \pi$ , оскільки  $\cos\psi < 0$ , а  $\sin\psi > 0$ .

З умови, яка накладається на кут  $\psi$ , випливає, що за наявності в контурі активного опору сила струму випереджає за фазою напругу на конденсаторі більш як на  $\frac{\pi}{2}$  (при  $R = 0$  випередження струму за фазою дорівнює  $\frac{\pi}{2}$ ).

Якщо  $R \geq 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ , то вся енергія, нагромаджена спочатку в конденсаторі, витрачається за короткий час на нагрівання провідників і конденсатор не перезаряджається. Водночас розрядний струм, досягнувши деякого максимуму, поступово зменшується до нуля, практично не перезаряджаючи конденсатора. Електричних коливань у контурі не буде.

### § 99. Збудження незгасаючих електричних коливань

Для збудження і підтримання незгасаючих електричних коливань до контуру слід весь час підводити енергію від зовнішнього джерела, яка компенсувала б утрати енергії на теплоту та електромагнітне випромінювання. Для цього можна застосувати тріод.

На рис. 217, а показано схему лампового генератора зі зворотним зв'язком. В анодне коло тріода ввімкнено послідовно коливальний контур і батарею  $B_a$ , у коло сітки — котушку  $L_c$ , зв'язану індуктивно з котушкою  $L$  коливального контуру.

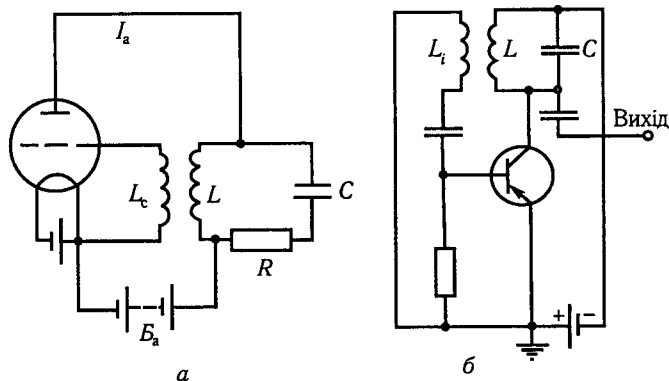


Рис. 217

Коли нитку катода розжарено та вмикається батарея  $B_a$ , виникає короткочасний струм, який заряджає конденсатор: нижня обкладка зарядиться позитивно, верхня — негативно. Далі конденсатор розряджатиметься через котушку індуктивності, а в контурі, як описано вище, виникнуть синусоїдні електричні коливання. Однак згасаючий синусоїдний струм, проходячи через котушку  $L$  контуру, збуджуватиме в котушці  $L_c$  ЕРС індукції. Так між сіткою та катодом утвориться змінна напруга. Ця напруга регулює енергію, що підводиться від джерела до коливального контуру.

У негативний півперіод (коли на сітці негативний потенціал, на катоді — позитивний) лампу «заперто» і джерело струму не працює. Навпаки, у позитивний півперіод (коли на сітці позитивний потенціал, на катоді — негативний) джерело  $B_a$  створює анодний струм, поповнюючи енергію коливального контуру, яка витрачається на теплоту та електромагнітне випромінювання. Завдяки цьому в контурі існуватимуть незгасаючі коливання.

Крім генераторів на електронних лампах широко використовують напівпровідникові генератори електричних коливань — на транзисторах. За структурою вони аналогічні (рис. 217, б). Останні мають істотні переваги: у них немає нагрітих катодів, які споживають потужність і потребують час для розжарення; вони працюють при нижчих напругах; мають значно менші розміри тощо.

Ми навели схеми генераторів електричних коливань із *трансформаторним* зворотним зв'язком коливального контуру з лампою або транзистором. Існують також генератори з індуктивним та ємнісним зворотними зв'язками, генератори на  $R$  і  $C$ . Система, яка сама регулює введення енергії в контур, називається *автоколивальною*, а збуджені в ній коливання — *автоколиваннями*.

Збудження незгасаючих електричних коливань можливе за допомогою інших методів, але всі вони подібні до описаного.

## § 100. Струм зміщення

Якщо в коло постійного струму увімкнути конденсатор, то амперметр покаже лише короткочасний струм у момент замикання або розмикання кола. Між обкладками конденсатора носії струму провідності не можуть переміщуватися і струму немає. Конденсатор розриває коло. Якщо конденсатор увімкнути в коло змінної напруги, то струм весь час існує. Що ж відбувається між обкладками конденсатора? Поставлене питання всебічно проаналізував англійський фізик Дж. К. Максвелл. За уявленнями того часу лінії потоку електричного струму подібно до потоку рідини мають бути замкненими.

Розглянемо процес розряджання конденсатора та існування струму в колі (рис. 218). Під час розряджання конденсатора струм провідності спрямований від лівої обкладки до правої. Числове значення густини  $j$  цього струму у товщі обкладки дорівнюватиме похідній за часом від густини заряду:

$$j = \frac{d\sigma}{dt}. \quad (1)$$

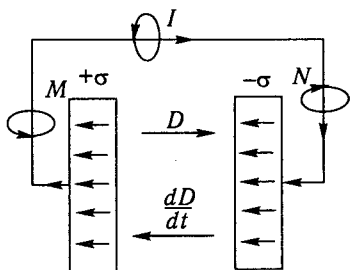


Рис. 218

У просторі між обкладками конденсатора така зміна густини заряду зумовлює певну зміну вектора індукції електричного поля ( $D = \sigma$ ):

$$\frac{d\sigma}{dt} = \frac{dD}{dt} = j_{\text{зм}}. \quad (2)$$

Зміну вектора електричної індукції Дж. К. Максвелл назвав *струмом зміщення* (тоді таким уявлялось зміщення ефіру під дією електричних сил).

Оскільки при розряджанні конденсатора поле між його обкладками зменшується, похідна  $\frac{dD}{dt}$  від'ємна; отже, вектор  $\vec{j}_{\text{зм}}$  густини струму зміщення спрямований протилежно до вектора  $\vec{D}$ . Робимо висновок, що під час розряджання конденсатора струм провідності замикається струмом зміщення.

Дж. К. Максвелл увів поняття *повного струму* всередині речовини, під яким слід розуміти суму струмів провідності та зміщення, тобто

$$\begin{aligned} I_{\text{пов}} &= I + I_{\text{зм}} = I + \frac{d\psi}{dt} = \int_S (j_{\text{п}} + j_{\text{п. зм}}) dS = \\ &= \int_S \left( j_{\text{п}} + \frac{\partial D_{\text{п}}}{\partial t} \right) dS = \int_S (j_{\text{п}} + D_{\text{п}}) dS. \end{aligned}$$

У провідниках із змінним струмом електричне поле дуже слабе; тому струми зміщення такі малі, що ними можна знехтувати і весь струм у провіднику вважати струмом провідності. У діелектрику струму провідності практично немає, тому весь струм є струмом зміщення. У діелектрику вектор  $\vec{D}$  пов'язаний із вектором напруженості  $\vec{E}$  та вектором поляризації  $\vec{P}$  таким співвідношенням:  $\vec{D} = \epsilon_0 \vec{E} + \vec{P}$ . Тому густина струму зміщення у діелектрику складається із двох доданків:  $\vec{j}_{\text{зм}} = \epsilon_0 \frac{d\vec{E}}{dt} + \frac{d\vec{P}}{dt}$ . Перший доданок зберігається, у вакуумі він виражає немов би чисту форму струму

зміщення. Другий доданок у цьому рівнянні називається *струмом поляризації*. Він характеризує зміщення заряджених частинок у діелектрику. Поляризаційний струм зумовлює нагрівання діелектрика (він не переносить заряджених частинок, а тільки зміщує їх).

У дальшому розвитку поняття струму Дж. К. Максвелл висунув сміливу гіпотезу про те, що навколо струму зміщення існує таке саме магнітне поле, як і навколо струму провідності. За допомогою цієї гіпотези було пояснено відомі явища електромагнетизму та передбачено низку нових явищ, які скоро були відкриті.

## § 101. Система рівнянь Максвелла

Дж. К. Максвелл узагальнив експериментальні, а також теоретичні праці фізиків першої половини ХІХ ст., насамперед дослідження М. Фарадея, і створив вчення про електромагнітне поле. В його основі лежить система рівнянь, які дістали назву рівнянь Максвелла. Наведемо їх в інтегральній формі.

Перших два рівняння Максвелла мають такий вигляд:

$$\oint_L E_l dl = - \int_S \left( \frac{\partial B}{\partial t} \right)_n dS; \quad (1)$$

$$\oint_S B_n dS = 0. \quad (2)$$

Рівняння (1) є узагальненням явища електромагнітної індукції; воно стверджує, що змінне у часі магнітне поле створює вихрове електричне поле. Лінії напруженості  $\vec{E}$  електричного поля охоплюють лінії індукції  $\vec{B}$  змінного магнітного поля у вигляді замкнених кривих.

Рівняння (2) виражає теорему Гаусса стосовно потоку ліній магнітної індукції через будь-яку замкнену поверхню і стверджує, що ці лінії завжди замкнені; всяке магнітне поле є вихровим.

Другі два рівняння Максвелла записують у такому вигляді:

$$\oint_L H_l dl = \int_S \vec{j}_n dS + \int_S \left( \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} \right)_n dS; \quad (3)$$

$$\oint_L D_n dS = \int_V \rho dV, \quad (4)$$

де  $j_n$  — густина струму провідності;  $\rho$  — густина заряду.

Рівняння (3) стверджує, що навколо всякого струму провідності та змінного електричного поля неодмінно існує вихрове магнітне поле, причому  $H \perp E$ .

Рівняння (4) виражає теорему Гаусса стосовно потоку ліній індукції електричного поля і стверджує, що лінії вектора  $\vec{D}$  можуть починатися та закінчуватися на заряджених частинках або тілах; електростатичне поле неодмінно пов'язане із зарядженими тілами.

В електродинаміці здебільшого користуються рівняннями Максвелла у векторній або диференціальній формі. Вони відповідно мають такий вигляд:

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}; \quad (1a)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0; \quad (2a)$$

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \vec{j} + \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}; \quad (3a)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho. \quad (4a)$$

Фізичний зміст їх залишається той самий. Зокрема, рівняння (1a) стверджує, що змінне у часі магнітне поле створює вихрове електричне поле.

Зазначимо, що під ротором вектора  $\vec{E}$  (або завихреністю) поля  $E$  у точці  $M$  навколо напрямку  $\vec{n}$  (рис. 219) розуміють границю відношення

$$\operatorname{rot} \vec{E} = \lim_{S \rightarrow 0} \frac{\oint \vec{E} dl}{S}, \quad (5)$$

коли площа  $S$  прямує до нуля, тобто контур  $L$  стягується у точку  $M$ .

Для вираження  $\operatorname{rot} \vec{E}$  у декартовій системі координат припустимо, що контур  $L$  у вигляді рамки 1-2-3-4 знаходиться у площині, паралельній  $yOz$ , а його сторони відповідно дорівнюють  $dy$  і  $dz$  (рис. 220). Знайдемо завихреність поля  $E$  відносно осі  $Ox$ . Поле  $E$

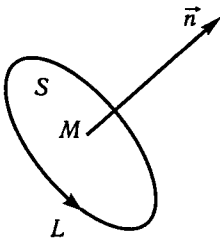


Рис. 219

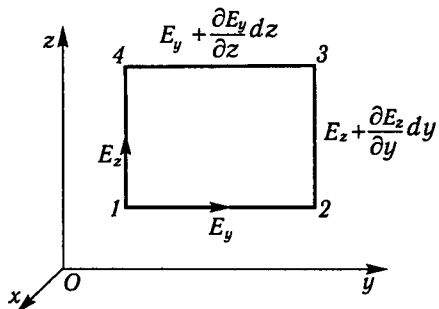


Рис. 220



в цілому неоднорідне: якщо його складова на ділянці 1-2 дорівнює  $E_y$ , то на паралельній ділянці 4-3 вона становить  $E_y + \frac{\partial E_y}{\partial z} dz$ ; так само, якщо на ділянці 1-4 складовою поля є  $E_z$ , то на паралельній ділянці 2-3 вона становитиме  $E_z + \frac{\partial E_z}{\partial y} dy$ .

Знайдемо циркуляцію вектора  $\vec{E}$ , обходячи контур проти руху годинникової стрілки:

$$\oint_L \vec{E} d\vec{l} = E_y dy + \left( E_z + \frac{\partial E_z}{\partial y} \right) dz - \left( E_y + \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) dy - E_z dz = \left( \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} \right) dy dz.$$

Оскільки  $dydz$  визначає площу контуру, відповідно до формули (5) завихреність поля  $\vec{E}$  відносно осі  $Ox$  (або відповідна проекція ротора) становитиме

$$\text{rot} E_x = \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z}.$$

Аналогічно визначається завихреність поля  $\vec{E}$  відносно осей  $Oy$  та  $Oz$ . Відповідно до рівняння (1а) дістанемо

$$\begin{aligned} \frac{\partial E_z}{\partial y} - \frac{\partial E_y}{\partial z} &= -\frac{\partial B_x}{\partial t}; \\ \frac{\partial E_x}{\partial z} - \frac{\partial E_z}{\partial x} &= -\frac{\partial B_y}{\partial t}; \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} &= -\frac{\partial B_z}{\partial t}. \end{aligned} \quad (6)$$

У формі, подібній до (6), можна розгорнути рівняння (3а).

Під *дивергенцією* вектора  $\vec{D}$  розуміють відношення потоку вектора  $\vec{D}$  через замкнену поверхню  $S$  до обмеженого нею об'єму  $V$ , коли останній прямує до нуля:

$$\text{div} \vec{D} = \lim_{V \rightarrow 0} \frac{\oint_S D_n ds}{V}, \quad (7)$$

тобто  $\text{div} \vec{D}$  — міра витоку вектора  $\vec{D}$  із заданої точки поля.

Для вираження  $\text{div} \vec{D}$  у декартовій системі координат виділимо у полі нескінченно малий прямокутний паралелепіпед із сторона-

ми  $dx, dy, dz$  (рис. 221). Нехай у точці 1 складові вектора  $\vec{D}$  відповідно дорівнюють  $D_x, D_y, D_z$ .

Знайдемо потік вектора  $\vec{D}$  через усі грані паралелепіпеда. Нормальна складова вектора  $\vec{D}$  на грані 1-5-6-2 становить  $D_x$ ; отже, потік індукції через цю грань  $d\psi_1 = -D_x dydz$  (знак «мінус» тому, що зовнішня нормаль до грані спрямована проти складової  $\vec{i}D_x$ ).

Нормальна складова  $\vec{D}$  на грані 4-8-7-3 дорівнює  $D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx$ ,

тому потік індукції через цю грань  $d\psi_2 = \left( D_x + \frac{\partial D_x}{\partial x} dx \right) dydz$ .

Аналогічно потік індукції через грань 1-2-3-4  $d\psi_3 = -D_y dx dz$ ;

через грань 2-3-7-6  $d\psi_4 = \left( D_y + \frac{\partial D_y}{\partial y} dy \right) dx dz$ ; через грань

1-4-8-5  $d\psi_5 = -D_z dx dy$ ; через грань 5-6-7-8  $d\psi_6 = \left( D_z + \right.$

$\left. + \frac{\partial D_z}{\partial z} dz \right) dx dy$ . Повний потік через поверхню паралелепіпеда

$$d\psi = \left( \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} \right) dx dy dz. \quad (8)$$

Оскільки  $dx dy dz$  визначає об'єм елементарного паралелепіпеда, відповідно до формули (7) дивергенція вектора індукції  $\vec{D}$  становитиме

$$\operatorname{div} \vec{D} = \frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z}. \quad (9)$$

Рівняння Максвелла (4а) стверджує, що потік ліній індукції електричного поля розпочинається або закінчується на електрично заряджених частинках, тобто поле має джерельний характер. Згідно із рівнянням (2а) магнітне поле  $\vec{B}$  не є джерельним, воно вихрове, лінії вектора  $\vec{B}$  — замкнені криві. Важливо, що у статичному стані електричне і магнітне поля не пов'язані між собою; отже, їх можна вивчати незалежно одне від одного.

Теорія Максвелла є феноменологічною теорією; у ній не

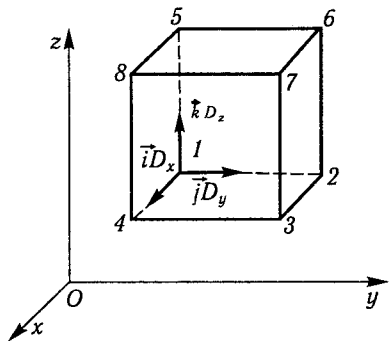


Рис. 221

розглядаються ні будова речовини, ні взаємодії електромагнітного поля із частинками речовини. Вплив середовища на електромагнітне поле відображається через константи  $\epsilon$ ,  $\mu$ ,  $\gamma$ . До системи рівнянь Максвелла треба додати ще три рівняння:  $\vec{D} = \epsilon_0 \epsilon \vec{E}$ ;  $\vec{B} = \mu_0 \mu \vec{H}$ ;  $\vec{j} = \gamma \vec{E}$ , а також рівняння енергії електромагнітного поля

$$W = \frac{1}{2} \int_V (ED + HB) dV.$$

Найважливішими наслідками із рівнянь Максвелла були передбачення електромагнітних хвиль та електромагнітної природи світла. Теорія Максвелла має важливе пізнавальне і практичне значення.

## § 102. Виникнення і поширення електромагнітних хвиль. Досліди Герца

Щойно розглянуті рівняння Максвелла стверджують, що зміна у часі електричного поля веде до виникнення у просторі магнітного поля, і навпаки, зміна у часі магнітного поля зумовлює появу електричного поля.

Для спрощення розглянемо плоске змінне електричне поле, в якому, наприклад, вектор напруженості  $\vec{E}$  паралельний осі  $z$  і залежить від координати  $x$ . У цьому разі відповідне магнітне поле  $\vec{H}$ , спрямоване паралельно осі  $y$ , також залежатиме від координати  $x$ ; тому рівняння Максвелла в СІ зведуться до таких:

$$\epsilon_0 \epsilon \frac{\partial E}{\partial t} = \frac{\partial H}{\partial x};$$

$$\mu_0 \mu \frac{\partial H}{\partial t} = \frac{\partial E}{\partial x}.$$

Якщо перше рівняння продиференціювати по  $t$ , а друге по  $x$  та виключити  $H$ , то дістанемо диференціальне рівняння електричної хвилі (хвильове рівняння)

$$\frac{\partial^2 E}{\partial t^2} = \frac{1}{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu} \frac{\partial^2 E}{\partial x^2},$$

з якого випливає, що швидкість поширення хвилі у напрямі осі  $x$  становитиме

$$v = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu}}.$$

Обчисливши цю швидкість для вакууму ( $\epsilon = 1$ ,  $\mu = 1$ ) за електромагнітними сталими ( $\epsilon_0$ ,  $\mu_0$ ) і порівнявши її із швидкістю світла за вимірами французького фізика А. І. Л. Фізо (1819—1896),

Дж. К. Максвелл зміг констатувати їх збіг. Із цього почалося вивчення електромагнітних хвиль і формування електромагнітної теорії світла.

Електромагнітні хвилі вперше експериментально одержав та вивчив німецький фізик Г. Р. Герц (1857—1894) у 1888 р. У коливальному контурі він зробив іскровий проміжок  $ab$  і підводив до нього від вторинної обмотки котушки Румкорфа (рис. 222) високу змінну напругу ( $\approx 10\,000$  В). У той момент, коли напруга на розрядному проміжку досягала пробивного значення  $U_{\text{проб}}$ , проскакувала іскра, іонізований газ замикав коло контуру й у ньому виникали власні згасаючі коливання високої частоти (активний опір малий)

$$f = \frac{1}{T} = \frac{1}{2\pi\sqrt{LC}}.$$

Для того щоб швидкозмінні струми не потрапили з контуру в котушку, між ними ввімкнено дроселі  $D$ .

Щоб збільшити  $f$ , треба зменшити  $L$  і  $C$ . Г. Р. Герц, залишивши в контурі лише один виток, зменшував площу пластин конденсатора та розводив їх, як зображено на рис. 223,  $a$ – $v$ . Внаслідок цього утворився контур у вигляді двох стрижнів з розрядним проміжком між ними. Такий випромінювальний контур називається *вібратором*, або *електричним диполем Герца*. Принципово важливим є те, що контур став відкритим. Змінне електричне поле (струм зміщення) водночас охоплює весь навколишній простір, такий вібратор добре випромінює електромагнітні хвилі. Після багаторазового перезарядження обох половин вібратора коливання у ньому згасають, бо енергія витрачається на нагрівання і випромінювання. Потім індуктор знову заряджає вібратор, а процес повторюється.

У самому диполі внаслідок коливання зарядів виникає електричний струм високої частоти, який, відбиваючись на кінцях диполя, змінює напрям на протилежний. Внаслідок інтерференції біжучої і відбитої хвиль у вібраторі встановлюються стоячі хвилі

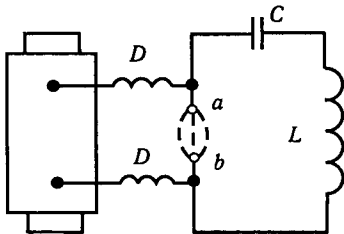


Рис. 222

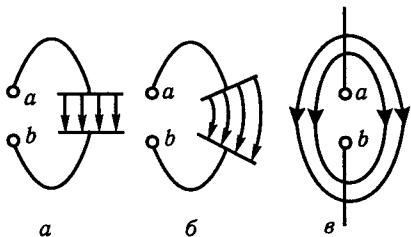


Рис. 223

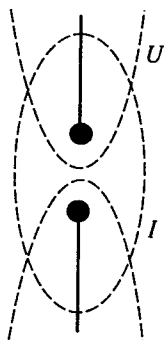


Рис. 224

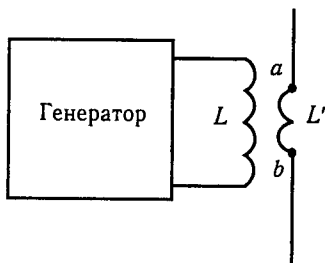


Рис. 225

струму та напруги. На кінцях диполя утворюються вузли струму і пучності напруги, всередині — пучності струму та вузли напруги (рис. 224). Уздовж вібратора завдовжки  $l$  укладається половина довжини хвилі:

$$l = \frac{1}{2}\lambda. \quad (1)$$

Тепер для випромінювання електромагнітних хвиль застосовують лампові, а також транзисторні генератори незгасаючих коливань, що дають електричні коливання правильної синусоїдної форми будь-якої потужності.

Для збудження і живлення коливань у вібраторі між обома його половинами  $ab$  вмикають кілька витків котушки зв'язку  $L'$ , розміщеної поблизу котушки  $L$  лампового генератора (рис. 225). Унаслідок взаємодії у вібраторі виникають електричні коливання, їх підсилюють за допомогою явища резонансу, для чого частоту генератора підбирають такою, щоб вона дорівнювала власній частоті основного коливання вібратора.

На рис. 226 схематично показано послідовні стадії утворення

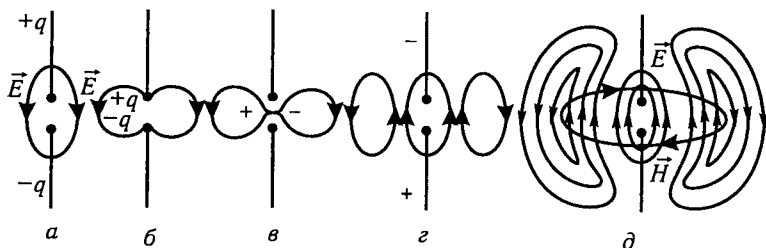


Рис. 226

та поширення у навколишній простір електромагнітної хвилі, зображеної системою замкнених електричних  $\vec{E}$  і магнітних  $\vec{H}$  ліній напруженості. Із зближенням зарядів  $+q$  та  $-q$  кінці ліній  $\vec{E}$  стягуються (рис. 226, а, б). У момент пробією іскрового проміжку обидва заряди проходять через положення рівноваги і компенсуються, водночас лінії  $\vec{E}$  замикаються самі на себе (рис. 226, в). Потім заряди розходяться та виникають лінії  $\vec{E}$  протилежного напрямку, а сформовані замкнені лінії зміщуються від вібратора (рис. 226, г). У кожний період коливань вібратора від нього відокремлюється група замкнених взаємно перпендикулярних ліній  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  (рис. 226, д).

Зміна у часі електричного поля згідно із другою групою рівнянь Максвелла зумовлює виникнення у просторі змінного магнітного поля, а зміна у часі магнітного поля згідно з першою групою рівнянь Максвелла — змінного електричного поля. Обидва ці процеси взаємозв'язані, навколо коливального диполя вони утворюють електромагнітну хвилю, яка поширюється у вакуумі зі швидкістю

$$c = \frac{1}{\sqrt{\epsilon_0 \mu_0}}, \quad (2)$$

де  $\epsilon_0 = \frac{1}{4\pi \cdot 9 \cdot 10^9} \frac{\text{Ф}}{\text{м}}$  та  $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \frac{\text{Гн}}{\text{м}}$  — електрична і магнітна сталі для вакууму.

У середовищі фазова швидкість електромагнітної хвилі

$$v = \frac{c}{\sqrt{\epsilon \mu}}, \quad (3)$$

де  $\epsilon$  — відносна діелектрична, а  $\mu$  — відносна магнітна проникності середовища.

Довжину хвилі у вакуумі згідно з рівняннями (1) та (2) визначають за формулою

$$\lambda = cT = 2\pi c \sqrt{LC}. \quad (4)$$

Для виявлення і дослідження електромагнітних хвиль у різних місцях простору Г. Р. Герц застосував приймальний відкритий вібратор, за формою та розмірами аналогічний випромінювальному вібратору (електричний резонатор, рис. 227, а). Під впливом змінного електричного поля прохідної електромагнітної хвилі електрони всередині приймального вібратора здійснюють змушені коливання й у ньому виникає швидкозмінний струм, а між його половинами діє змінна напруга.

Якщо обидва вібратори мають однакову довжину, то настає резонанс і змушені коливання у приймальному диполі підсилувати-

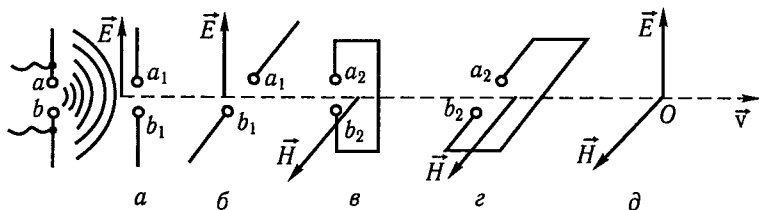


Рис. 227

муться. Коли зазор  $a_1b_1$  малий (рис. 227, б), між кульками резонатора виникає іскра. Індикатором коливань у резонаторі можуть бути мініатюрна газорозрядна трубка, невелика електрична лампочка або кристалічний детектор, увімкнені всередині резонатора ( $a_1b_1$ ). Дослід показує, що іскра між кульками  $a_1$  та  $b_1$  найпотужніша, коли резонатор і випромінювальний вібратор паралельні. Коли резонатор повертається на  $90^\circ$  (рис. 227, б), іскра зовсім не виникає.

Цей дослід показує, що в електромагнітній хвилі вектор напруженості електричного поля коливається в одній площині й у напрямі, перпендикулярному до напрямку поширення електромагнітної хвилі. Магнітне поле останньої можна вивчити за допомогою контуру з іскровим зазором  $a_2b_2$  (рис. 227, в) або контуру, замкненого на гальванометр.

Наведена в контурі ЕРС залежить від місця його розташування та орієнтації. Якщо резонуючий контур зорієнтувати так, щоб вектор  $\vec{H}$  електромагнітної хвилі був перпендикулярний до площини контуру (див. рис. 227, в), то контур пронизуватиме найбільший магнітний потік. Водночас у контурі наводиться найбільша ЕРС, а в зазорі проскакує іскра найбільшої потужності. Коли контур займає положення, показане на рис. 227, г, іскра не виникає.

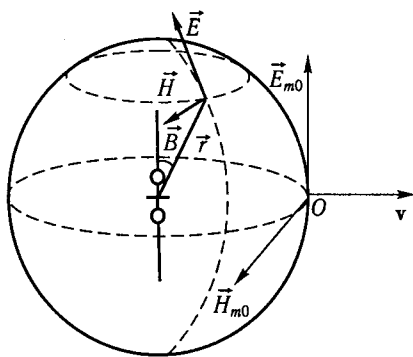


Рис. 228

Ці досліді дають можливість з'ясувати характер змінного електромагнітного поля навколо випромінювального диполя. Виявляється, що поблизу нього поле має складний характер, а на великих відстанях від диполя ( $r \gg \lambda$  — хвильова зона) хвильовий фронт має вигляд сфери, центр якої збігається із серединою диполя (рис. 228).

Якщо вісь диполя узяти за вісь сферичної хвилі, то век-

тор  $\vec{E}$  у довільній точці буде спрямований уздовж дотичної до меридіана, вектор  $\vec{H}$  — уздовж дотичної до паралелі. Обидва вектори найбільші у точках екваторіальної області та зменшуються від екватора до полюсів; на полюсах вони дорівнюють нулю. Зі збільшенням  $r$  напруженості полів спадають.

Якщо у диполі ЕРС змінюються за законом  $\mathcal{E} = \mathcal{E}_0 \sin \omega t$ , то й напруженість поля  $\vec{E}$  (і поля  $\vec{H}$ ) у кожній точці простору періодично змінюється із тією самою частотою  $\omega$ , але із запізненням у фазі на  $\frac{r}{v}$ . Це запізнення пояснюється тим, що електромагнітне поле поширюється із скінченною швидкістю  $\vec{v}$ . Коливання вектора  $\vec{E}$  запишемо так:

$$E = \frac{E_{m0} \sin \theta}{t} \sin \omega \left( t - \frac{r}{v} \right) = \frac{E_m}{r} \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r}{\lambda} \right), \quad (5)$$

де  $\theta$  — полярний кут;  $E_{m0}$  — амплітуда напруженості в екваторіальній площині (якщо полярний кут  $\theta = \frac{\pi}{2}$ ). Аналогічно коливається вектор  $\vec{H}$ .

Вектори  $\vec{E}$  та  $\vec{H}$  перпендикулярні між собою і до напрямку поширення хвилі, тобто до радіуса-вектора  $\vec{r}$ . Лінії  $\vec{H}$  — концентричні кола, що лежать у площинах, перпендикулярних до диполя із центром на його осі.

У напрямі поширення електромагнітну хвилю можна зобразити двома синусоїдами  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$ , які лежать у взаємно перпендикулярних площинах (рис. 229). Електромагнітна хвиля, яку випромінює вібратор Герца, — поперечна та плоскополяризована. *Площиною поляризації* електромагнітної хвилі називається площина коливань її магнітного вектора.

На великих відстанях від випромінювального диполя ділянку сферичної хвилі можна вважати плоскою. Для плоских хвиль

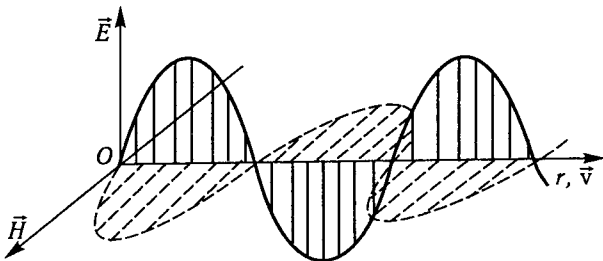


Рис. 229



$$\begin{aligned}
 E &= E_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r}{v} \right) \\
 H &= H_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{r}{v} \right),
 \end{aligned}
 \tag{6}$$

причому амплітуди синусоїд залишаються незмінними.

Електромагнітні хвилі переносять енергію. Енергія, що переноситься хвилею за одиницю часу через одиницю поверхні, перпендикулярної до напрямку руху енергії, називається *вектором потоку електромагнітної енергії*, або вектором Умова — Пойнтінга:

$$\vec{P} = [\vec{E} \times \vec{H}];
 \tag{7}$$

напрямок вектора  $\vec{P}$  збігається із напрямком поширення хвилі (див. рис. 229).

Г. Р. Герц продемонстрував, що електромагнітні хвилі відбиваються та заломлюються, як і світлові хвилі; вони здатні інтерферувати та створювати стоячі хвилі. За теорією Максвелла електромагнітні хвилі мають чинити тиск на тіла. Російський фізик П. М. Лебедєв (1866—1912) експериментально виявив існування світлового тиску на тверді тіла і гази. Так було доведено електромагнітну природу світла.

### § 103. Винайдення радіо О. С. Поповим. Принцип радіозв'язку. Застосування радіо

7 травня 1895 р. О. С. Попов на засіданні Російського фізико-хімічного товариства вперше у світі продемонстрував приймання грозових розрядів за допомогою сконструйованого ним радіоприймача-грозовідмітника (рис. 230). Індуктором електромагнітних хвиль у ньому є когерер  $K$ , що складається із скляної трубки  $AB$ , наповненої металевими ошурками, та двох контактних ввідів. Електромагнітна хвиля утворює в когерері високочастотний змінний струм, і між ошурками проскакують іскри, які зварюють частинки в ланцюжки. Водночас опір когерера різко зменшується й він замикає коло батареї  $B$ , що живить електромагніт  $E_1$ . Електромагніт притягує сталеву пластинку  $\Pi_2$  і через контакти  $E$  замикає коло електромагніту  $E_2$ , який притягує сталеву пластинку  $\Pi_1$ . При цьому молоточок  $M$  ударяє по дзвонику  $D$ , але контакт розмикається і молоточок повертається у початкове положення. Через гумовий амортизатор він ударяє по когереру та руйнує контакти між ошурками — приймач готовий знову до роботи.

7 травня 1895 р. увійшло в історію світової культури як дата винайдення радіо.

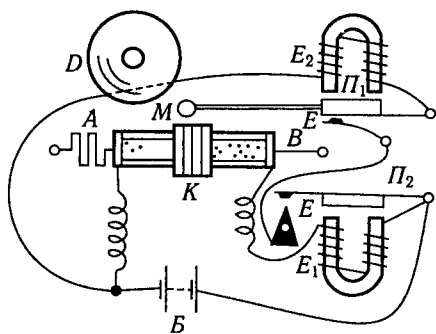


Рис. 230

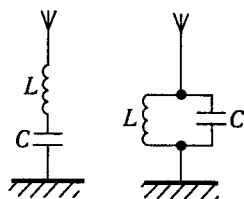


Рис. 231

Пізніше О. С. Попов замінив дзвоник телеграфним апаратом і 24 березня 1896 р. на засіданні Російського фізико-хімічного товариства продемонстрував передавання та приймання першої у світі радіограми. Вона складалася з одного слова «Герц» — на честь ученого, який вперше здобув електромагнітні хвилі. Застосувавши антену, О. С. Попов розширив можливості передавання сигналів на відстань до 50 км.

Нині виготовляють антени різних конструкцій. Найпростішою антеною є металевий провід, заземлений з одного кінця і підвішений над землею. Таку систему антена—земля можна розглядати як розгорнутий коливальний контур, що дає інтенсивне випромінювання електромагнітних хвиль у навколишній простір. Послідовно або паралельно вмикаються індуктивність та ємність (рис. 231). У першому випадку загальна ємність антенного контуру зменшується, тому власна частота антени збільшується ( $\lambda$  зменшується). У другому випадку частота зменшується. Змінюючи  $L$  або  $C$ , можна налаштувати антену на різні частоти.

Для встановлення радіозв'язку слід мати передавальну і приймальну станції. На рис. 232 зображено структурну схему радіозв'язку. Принцип радіозв'язку полягає у тому, що струми провідності передавача за допомогою антени перетворюються на струми зміщення (швидкозмінне електричне поле), які поширюються у просторі без провідників. Досягаючи приймача, ці струми зміщення знову перетворюються на струми провідності, що діють на індикаторний пристрій (телефон, гучномовець, телеграфний апарат та ін.).

Розглянемо призначення і дію окремих складових радіозв'язку.

**Радіопередавач.** Коли передається розмова або музика, звукові коливання за допомогою мікрофона перетворюються на електричні коливання, які потрапляють у підсилювач високої частоти. Для цього можна використати тріод (див. рис. 118). Може здатися, що за допомогою цих електричних коливань можна здобути електро-

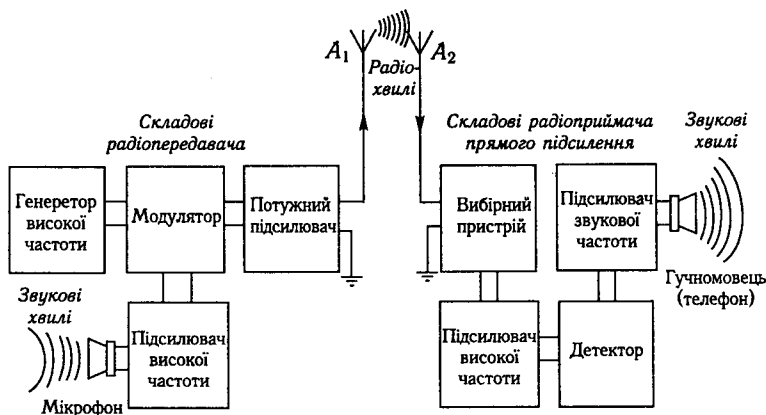


Рис. 232

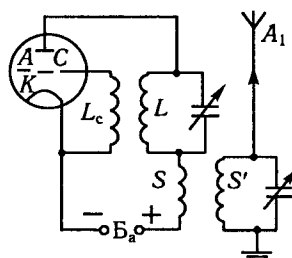


Рис. 233

магнітні хвилі, а потім на приймальній станції знову дістати звукові коливання. Однак коливання, утворені голосом людини, — це коливання звукових частот (у межах 75...3000 Гц), що відповідають довжинам електромагнітних хвиль 4000...100 км. Оскільки антени можуть випромінювати електромагнітні хвилі тільки тоді, коли їхні розміри порядку довжини хвилі, передавати звукові коливання таким

способом практично неможливо.

Із викладених мотивів у радіотехніці застосовують електромагнітні хвилі високої частоти (потужні струми зміщення) у межах  $10^5 \dots 10^8$  Гц (довжина хвиль 3 км ... 3 м). Для строго спрямованого випромінювання (наприклад, у радіолокації) використовують коливання із ще більшою частотою —  $10^{10}$  Гц і вище. Тому радіопередавач неодмінно повинен мати генератор високої частоти (ламповий або кристалічний).

У § 99 ми ознайомилися із застосуванням тріода для генерації незгасаючих коливань. На рис. 233 зображено схему найпростішого генератора високочастотних електромагнітних хвиль. Котушки  $S$  і  $S'$  дають змогу передавати коливання у контур випромінювальної антени  $A_1$ .

Радіохвилі у приймачі збуджують струми провідності — високочастотні електричні коливання. Однак унаслідок інерції жодна механічна система неспроможна їх реєструвати. Отже, окремо взяті низько-

та високочастотні коливання не можуть задовольнити радіомовлення.

Радіомовлення ґрунтується на використанні обох видів коливань, а саме: на передавальній станції низькочастотні звукові коливання накладаються на високочастотні. Іншими словами, високочастотні коливання модулюються звуковими частотами. Модулювати можна такі параметри: амплітуду, частоту або фазу випромінюваних хвиль.

Розглянемо амплітудну модуляцію, яку використовують найчастіше. *Амплітудна модуляція* — це зміна амплітуди напруженостей електричного і магнітного полів радіохвилі високої частоти за законом звукової частоти. На рис. 234 показано немодульовані (*a*) та модульовані (*в*) високочастотні коливання. Зміна амплітуди високочастотних коливань відповідає зміні опору мікрофона, тобто тим звуковим коливанням (рис. 234, б), що потрапляють у мікрофон.

Під час модуляції звукові коливання залишають свій слід на електромагнітних коливаннях передавача і переносяться від нього до приймача електромагнітними хвилями високої частоти (несучої частоти).

Амплітудну модуляцію характеризують *коефіцієнтом глибини модуляції*

$$k = \frac{A_{\max} - A_{\min}}{A_{\max} + A_{\min}}$$

Амплітудно-модульовані коливання можна збуджувати за допомогою тріода, якщо робочу точку лампи вибрати на криволінійній ділянці її анодно-сіткової характеристики. Застосовуються також анодна і сіткова модуляції.

Розглянемо схему *сіткової модуляції* (рис. 235). У коло сітки генераторної лампи, крім котушки зворотного зв'язку  $L_c$ , ввімкне-

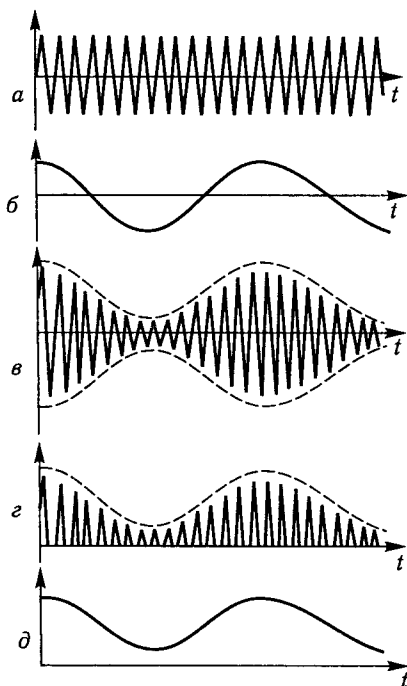


Рис. 234

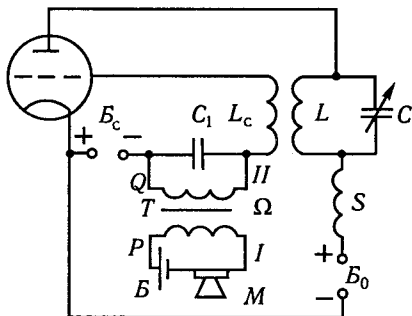


Рис. 235

мо вторинну обмотку  $Q$  (за-шунтовану конденсатором  $C_1$ ) модульовального трансформатора  $T$ . За допомогою батареї  $B_c$  на сітку лампи подається негативний потенціал, який зміщує робочу точку на характеристиці ліворуч до нижньої криволінійної ділянки. Послідовно з первинною обмоткою  $P$  трансформатора ввімкнено батарею  $B$  та мікрофон  $M$ . До сітки лампи одночасно

підводяться коливання несучої частоти  $\omega$  (через індуктивний зв'язок котушок  $L$  і  $L_c$ ) та електричні коливання звукової частоти  $\Omega$  (через трансформатор).

Конденсатор  $C_1$  чинить малий ємнісний опір, а вторинна обмотка  $Q$  трансформатора — великий індуктивний опір змінним струмам високої частоти. Тому частотно-змінні струми не відгалужуються у мікрофонне коло і генератор практично працює так само, як і тоді, коли мікрофона немає. Для мікрофонних струмів низької частоти конденсатор  $C_1$  чинить великий опір. Тому напруга трансформатора  $T$  повністю прикладається між сіткою та катодом лампи.

Якщо коливається мембрана, то відповідно до звукових коливань змінюється опір мікрофона, а отже, і потенціал сітки. Якщо останній позитивний, то сила анодного струму зростає, а конденсатор  $C$  коливального контуру заряджається сильніше. Тому генератор випромінює потужні коливання й антена посилає в ефір радіохвилі з більшими амплітудами. Якщо потенціал сітки під впливом слабких коливань спадає, то антена випромінює хвилі з невеликими амплітудами. Отже, амплітуди несучої хвилі змінюються у такт із звуковими коливаннями. У цьому й полягає амплітудна модуляція.

Ми розглянули схему, в якій модуляція здійснюється за допомогою тієї самої лампи, що використовується для генерації коливань. У потужних передавачах коливання модулюють у спеціальній частині схеми — модуляторі (див. рис. 232). Модульовані електромагнітні хвилі, які випромінює передавач, поширюються у навколишньому просторі зі швидкістю світла і досягають радіоприймача.

**Радіоприймач прямого підсилення.** Він складається з таких основних елементів: вибірного пристрою, підсилювача високої частоти (ПВЧ), детектора, підсилювача звукової частоти (ПЗЧ), індикатора звукових коливань (телефон, гучномовець).

Під впливом електромагнітної хвилі у приймальній антені індуються модульовані струми високої частоти, тотожні струмам

передавача, але менш потужні. Отже, приймальна антена здобуває енергію з електромагнітних хвиль, які до неї приходять, і перетворює її на енергію електричних струмів. Однак до приймальної антени приходять одночасно електромагнітні хвилі від різних передавачів та сторонніх випромінювачів (електричних установок, грозових розрядів, Сонця, зірок тощо). Тому для виділення потрібних радіохвиль приймач повинен мати спеціальний пристрій для забезпечення частотної вибірності.

*Вибірністю* (або селективністю) радіоприймача називається його властивість виділяти з багатьох електричних коливань, що діють в антені, коливання потрібної частоти. Це досягається за допомогою явища резонансу — настроюванням контуру приймальної антени на несучу частоту передавача. Як правило, радіоприймач можна перестроювати з однієї несучої частоти на іншу і приймати сигнали багатьох передавачів.

Якість радіоприймача оцінюється також його *чутливістю*, тобто здатністю приймати радіосигнали певної сили. Кількісно чутливість визначається найменшою напругою сигналу в антені приймача, за якої можливе нормальне радіоприймання. Якщо, наприклад, чутливість становить 10 мкВ, то це означає, що сигнали від 10 мкВ і вище будуть прийняті нормально, а слабші не дадуть достатньої напруги на виході приймача.

Енергія електромагнітних хвиль, випромінюваних у різних напрямках антеною передавача, розсіюється у величезному просторі, і тільки незначна частина її уловлюється антеною радіоприймача. Тому сприйнятий сигнал спочатку підсилюється у ПВЧ — каскаді тріодів-підсилювачів або інших.

Оскільки телефон, репродуктор та людське вухо реагують лише на коливання струму звукової частоти і не реагують на високочастотні коливання, їх треба демодулювати, або детектувати.

*Детектуванням* називається процес виділення коливань звукової частоти з модульованого сигналу високої частоти. Для детектування коливань слід увімкнути в коло пристрій з неоднаковою провідністю у двох напрямках: напівпровідниковий випрямляч або електронну лампу.

На рис. 236 зображено схему діодного детектування. Контур за допомогою конденсатора змінної ємності  $C$  настроюється на високочастотні сигнали ПВЧ. Від коливального контуру до діода підводиться напруга високої частоти. При цьому в діоді виникає випрямлений пульсуючий високочастотний струм (див. рис. 234, *з*), в якому амплітуда імпульсів змінюється за законом модуляції. Обвідна імпульсів (див. рис. 234, *д*) відтворює форму низькочастотних коливань, утворених модулятором передавача. Конденсатор  $C_1$  (увімкнений паралельно резистору  $R$ ) чинить малий ємнісний опір

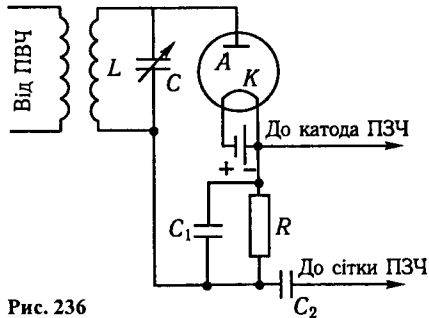


Рис. 236

струму високої частоти і великий опір струму низької частоти. Це дає змогу розділити коливання: високочастотна частина струму проходить через конденсатор  $C_1$ , діод і контур  $LC$ , а складова струму низької частоти — через резистор  $R$  та діод і не проходить через конденсатор  $C_1$ . Цей змінний струм утворює спад напруги на резисторі  $R$ , з якого знімається напруга для дальшого підсилення у ПЗЧ. Після підсилення струм низької частоти надходить до телефону або гучномовця, які відтворюють звукові коливання, утворені на передавальній станції та перенесені до приймача радіохвилями.

## § 104. Шкала електромагнітних хвиль.

Праці П. М. Лебедева

та О. А. Глаголевої-Аркадьєвої

У радіотехніці використовують електромагнітні хвилі, довжина яких лежить у межах від кількох кілометрів до кількох сантиметрів і міліметрів. Однак цим не вичерпується вся різноманітність хвиль, що зустрічаються у природі. За електромагнітною теорією Максвелла світло є електромагнітними хвилями. Це було доведено дослідями Г. Р. Герца і П. М. Лебедева. Г. Р. Герц продемонстрував, що електромагнітні хвилі поширюються зі швидкістю світла, а також відбиваються та заломлюються, як і світлові хвилі. П. М. Лебедев у 1895 р. за допомогою мініатюрного вібратора збуджував найкоротші на той час електромагнітні хвилі завдовжки 4 мм.

Ці хвилі відбиваються від металевих дзеркал, заломлюються, переходячи з одного діелектрика в інший, і мають властивість подвійного променезаломлення у кристалах ромбічної сірки, тобто поведуться як оптичні хвилі. П. М. Лебедев також уперше експериментально виявив та виміряв тиск світла на тверді тіла й гази і довів, що світловий тиск узгоджується із теоретичною формулою Максвелла.

Наше око здатне сприймати електромагнітні хвилі, довжина яких лежить у дуже вузькому інтервалі — від  $7,5 \cdot 10^{-7}$  м (червоне світло) до  $4 \cdot 10^{-7}$  м (фіолетове світло). В оптиці довжину хвиль вимірюють у мікрометрах та нанометрах:  $1 \text{ мкм} = 10^{-6}$  м;  $1 \text{ нм} = 10^{-9}$  м. Електромагнітні хвилі, які межують із червоним світлом видимого спектра ( $\lambda > 0,75 \text{ мкм}$ ), називаються *інфрачервоним* випромінюванням, а хвилі, що межують із фіолетовим світлом, — *ультрафіолетовим* випромінюванням.

У 1896 р. було виявлено, що радіоактивний розпад речовини супроводжується гамма-випромінюванням із довжиною хвилі  $\lambda < < 10^{-10}$  м. Нині відомо, що в електронних прискорювачах і космічному світі виникає гамма-випромінювання ще коротшої довжини хвилі.

Отже, у природі існують електромагнітні хвилі різної довжини. Шкала електромагнітних хвиль має вигляд безперервно заповненої градації від нескінченно довгих електромагнітних хвиль (які

Таблиця 5

Вид випромінювання	Діапазон довжин хвиль (у вакуумі), м	Діапазон частот, Гц	Метод спостереження
Низькочастотні хвилі: { довгі середні проміжні короткі метрові дециметрові сантиметрові міліметрові дециміліметрові }	$\infty \dots 10^4$ $10^4 \dots 3 \cdot 10^3$ $3 \cdot 10^3 \dots 2 \cdot 10^2$ $2 \cdot 10^2 \dots 5 \cdot 10$ $5 \cdot 10 \dots 10$ $10 \dots 1$ $1 \dots 10^{-1}$ $10^{-1} \dots 10^{-2}$ $10^{-2} \dots 10^{-3}$ $10^{-3} \dots 10^{-4}$	$0 \dots 3 \cdot 10^4$ $3 \cdot 10^4 \dots 10^5$ $10^5 \dots 1,5 \cdot 10^6$ $1,5 \cdot 10^6 \dots 6 \cdot 10^6$ $6 \cdot 10^6 \dots 3 \cdot 10^7$ $3 \cdot 10^7 \dots 3 \cdot 10^8$ $3 \cdot 10^8 \dots 3 \cdot 10^9$ $3 \cdot 10^9 \dots 3 \cdot 10^{10}$ $3 \cdot 10^{10} \dots 3 \cdot 10^{11}$ $3 \cdot 10^{11} \dots 3 \cdot 10^{12}$	Радіотехнічний
Інфрачервоні промені	$0,35 \cdot 10^{-3} \dots$ $\dots 0,75 \cdot 10^{-6}$	$8,6 \cdot 10^{11} \dots$ $\dots 4 \cdot 10^{14}$	Тепловий, фотографічний, частково фотоелектричний
Видимі промені	$0,75 \cdot 10^{-6} \dots$ $\dots 0,4 \cdot 10^{-6}$	$4 \cdot 10^{14} \dots$ $\dots 7,5 \cdot 10^{14}$	Візуальний, фотографічний, фотоелектричний
Рентгенівські промені	$10^{-8} \dots 10^{-12}$	$3 \cdot 10^{16} \dots$ $\dots 3 \cdot 10^{20}$	Фотографічний, іонізаційний
γ-кванти	$10^{-11}$ і менше	$3 \cdot 10^{19}$ і більше	Іонізаційний

Примітка. I — радіохвилі, II — ультракороткі хвилі.



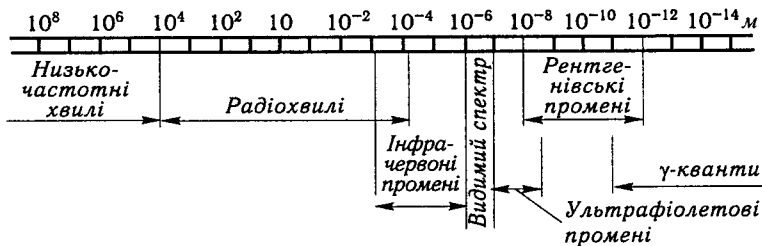


Рис. 237

відповідають постійному струму) до хвиль, довжина яких дорівнює  $10^{-16}$  м.

У табл. 5 наведено діапазони довжин хвиль і частот електромагнітних коливань різних ділянок електромагнітного спектра.

На рис. 237 зображено повну шкалу електромагнітних хвиль у логарифмічному масштабі.

Межі між різними видами електромагнітного випромінювання досить умовні, окремі ділянки перекриваються. Електромагнітні хвилі характеризуються способами їх збудження і методами спостереження.

Проміжок між інфрачервоними променями і радіохвилями тривалий час залишався незаповненим. Завдяки працям Г. Р. Герца, П. М. Лебедева, О. А. Глаголевої-Аркадьєвої, М. А. Левітської і Г. Рубенса вдалось ліквідувати цей розрив. П. М. Лебедев ішов від сантиметрових хвиль й електричним способом здобув міліметрові хвилі. М. А. Левітська та О. А. Глаголева-Аркадьєва у дослідженнях ішли з боку інфрачервоних променів. М. А. Левітська у 1923 р. здобула електромагнітні хвилі завдовжки в кілька десятків часток міліметра. О. А. Глаголева-Аркадьєва у 1922 р., використавши іскри, які проскакують між ошурками, змученими у маслі (масляний випромінювач), дістала електромагнітні хвилі завдовжки 0,082...50 мм. Хвилі  $\lambda = 0,082$  мм значно коротші від найдовших хвиль інфрачервоних променів, здобутих від нагрітих тіл (теплові промені Рубенса мали довжину хвилі 0,343 мм).

Отже, електромагнітні хвилі завдовжки у десяті частки міліметра можна здобути двома способами: як ультракороткі електромагнітні хвилі та як довгохвильові інфрачервоні промені. Цим було доведено електромагнітну природу оптичних променів.

## ПРЕДМЕТНИЙ ПОКАЖЧИК

---

- Акумулятори 119  
– залізонікелеві 121  
– свинцеві 120  
Ампер 156  
Амплітуда напруги 223  
– сили струму 223
- Бетатрон 200
- Вебер 196, 209  
Вектор намагніченості 183  
– поляризації 35  
– Умова – Пойтінга 264  
Вібратор Герца 259
- Гальванопластика 112  
Гальваностегія 112  
Генератор струму змінного 219  
– – постійного 132  
– – трифазного 236  
Генрі 211  
– на метр 156  
Гістерезис магнітний 192  
Гradient потенціалу 29
- Діамагнетика 187  
Діелектрики 31  
Діод вакуумний 139  
– напівпровідниковий 105  
Дослід Ейнштейна і де Хааза 182  
– Ерстеда 5, 147  
– Томлена і Стюарта 78  
Досліди Герца 259, 261  
– Столетова 195  
Дуга електрична 128
- Електроємність 40  
Електрон 7  
Електростатика 7  
Електрострикція 39
- Елемент Вольти 117  
– Вестона 119  
– Даніеля 117  
– Лекланше 119  
Емісія термоелектронна 139  
Енергія поля електричного 46  
– – магнітного 216  
Ефект Холла 135
- Ємність батареї конденсаторів 45  
– конденсатора плоского 42  
– – сферичного 44  
– – циліндричного 43
- Закон Ампера 149  
– Біо–Савара–Лапласа 150  
– Відемана–Франца 83  
– Джоуля–Ленца 68  
– електролізу Фарадея 111  
– електромагнітної індукції Фарадея 206  
– збереження електричного заряду 8  
– Кулона 11  
– Кюрі–Вейса 190  
– Ленца 207  
– Ома 54, 57, 60  
– – для газів 123  
– – – електродитів 113  
– – – змінного струму 225  
Заряд електричний 10
- Індуктивність 211  
– контуру 211, 216  
– соленоїда 212  
Індукція 206  
– взаємна 214  
– електромагнітна 206  
– магнітна 147  
Іони 109  
Іонізація 122

- Катод** 141  
 – оксидний 141  
 – торійований 141  
**Коефіцієнт самоіндукції** 211  
**Конденсатори** 40  
**Контур коливальний** 247  
**Концентрація носіїв струму** 135  
**Кюрі точка** 193
- Лампа двохелектродна** 139, 141  
 – трьохелектродна 142  
**Лінії індукції** 147  
 – напруженості 16
- Магнетика** 183  
**Магнетон Бора** 182  
**Момент магнітний атома** 180  
 – – контуру 157  
 – – орбітальний 180  
 – – обертальний 159
- Надпровідність** 56  
**Напівпровідники** 87  
**Напруга електрична** 28  
**Напруженість поля електричного** 13  
 – – магнітного 153  
 – – сторонніх сил 58
- Ом** 54  
**Опір електричний** 55  
 – – активний 223  
 – – ємнісний 225  
 – – індуктивний 225  
 – – повний 225
- Парамагнетика** 188  
**Поле магнітне** 147  
 – – струму колового 153  
 – – – прямого 152  
 – – соленоїда 153  
**Правила Кірхгофа** 61  
**Принцип суперпозиції** 14  
**Промені катодні** 138
- Резонанс напруг** 227  
 – струмів 228  
**Різниця потенціалів контактна** 96  
**Робота виходу електрона** 95  
**Розряд газовий** 123  
 – – несамостійний 123  
 – – самостійний 125  
**Рухливість іонів** 113
- Самоіндукція** 211  
**Сегнетоелектрики** 36  
**Сила електрорушійна** 59  
 – Лоренца 161  
 – потенціальна 25  
 – стороння 58  
 – струму 52  
 – термоелектрорушійна 100  
**Струм електричний** 51  
 – – змінний 219  
 – – постійний 52  
 – – трифазний 236  
**Струми Фуко** 210
- Теорія провідності квантова** 83  
 – – електронна 80  
**Точка Кюрі** 37  
**Транзистор** 107
- Фаза електричного струму** 236  
**Фазотрон** 203  
**Фарад** 40  
**Феромагнетика** 190  
**Фонон** 94  
**Формула Богуславського — Ленгмюра** 140  
 – Річардсона 140  
 – Томпсона 227
- Циклотрон** 201
- Явище Зеебека** 100  
 – Пельтье 102  
 – надпровідності 56

**ЕЛЕКТРИКА І МАГНЕТИЗМ ..... 3**

**Розділ 1**

**Електростатика**

§ 1. Історичний огляд учення про електромагнетизм .....	4
§ 2. Електризація тіл .....	7
§ 3. Заряд і поле. Поле як вид матерії .....	9
§ 4. Взаємодія заряджених тіл. Закон Кулона .....	10
§ 5. Напруженість електричного поля .....	13
§ 6. Графічне відображення електричного поля .....	16
§ 7. Потік вектора електричної індукції. Теорема Остроградського — Гаусса .....	18
§ 8. Застосування теореми Остроградського — Гаусса .....	19
§ 9. Робота сил електричного поля і його потенціальний характер .....	24
§ 10. Потенціал електричного поля. Різниця потенціалів (напруга). Еквіпотенціальні поверхні .....	26
§ 11. Зв'язок між напруженістю електричного поля і потенціалом .....	28
§ 12. Провідник в електричному полі .....	30
§ 13. Діелектрики в електричному полі. Поляризація діелектриків .....	31
§ 14. Вектор поляризації. Електричне поле в поляризованому діелектрику .....	34
§ 15. Особливості деяких діелектриків .....	36
§ 16. Електроємність провідника .....	39
§ 17. Конденсатори та їх застосування .....	40
§ 18. Енергія електричного поля та її густина .....	46

**Розділ 2**

**Постійний електричний струм**

§ 19. Електричний струм і його основні характеристики .....	51
§ 20. Закон Ома для ділянки кола .....	53
§ 21. Електричний опір провідників. Питомий опір. Явище надпровідності .....	55
§ 22. Закон Ома в диференціальній формі .....	57
§ 23. Сторонні сили. Джерело електричного струму .....	58
§ 24. Закон Ома для будь-якої ділянки і повного кола .....	59
§ 25. Розгалуження струму. Правила Кірхгофа та їх застосування .....	61
§ 26. Робота і потужність постійного електричного струму .....	65
§ 27. Теплова дія електричного струму. Закон Джоуля — Ленца .....	68
§ 28. Характеристики електровимірювальних приладів .....	69

**Розділ 3****Електропровідність твердих тіл**

§ 29. Природа носіїв струму в металах .....	78
§ 30. Електронна теорія провідності металів. Недоліки класичної теорії .....	80
§ 31. Квантова теорія провідності твердих тіл .....	83
§ 32. Будова та електричні властивості напівпровідників .....	87
§ 33. Електронна, діркова й домішкова провідності напівпровідників .....	89
§ 34. Опір провідника у квантовій теорії .....	93

**Розділ 4****Контактні явища в металах і напівпровідниках**

§ 35. Робота виходу електрона з металу .....	95
§ 36. Контактна різниця потенціалів .....	96
§ 37. Термоелектричні явища та їх використання .....	100
§ 38. Контактні явища в напівпровідниках .....	103
§ 39. Застосування напівпровідників .....	105

**Розділ 5****Електричний струм у рідинах і газах**

§ 40. Електролітична дисоціація. Електроліз .....	109
§ 41. Закони Фарадея для електролізу. Визначення заряду іона .....	111
§ 42. Електропровідність електролітів. Рухливість іонів .....	112
§ 43. Теорія гальванічного елемента .....	115
§ 44. Поляризація електродів. Нормальні елементи .....	117
§ 45. Акумулятори .....	119
§ 46. Електропровідність газів та їх іонізація .....	121
§ 47. Несамостійний та самостійний газові розряди .....	123
§ 48. Основні види газових розрядів та їх застосування .....	125
§ 49. Плазма .....	129
§ 50. Магнітогідродинамічний генератор .....	132
§ 51. Електронний газ .....	134
§ 52. Ефект Холла .....	135
§ 53. Катодні промені .....	138
§ 54. Термоелектронна емісія .....	139
§ 55. Електронні лампи та їх застосування .....	141

**Розділ 6****Електромагнетизм**

§ 56. Магнітне поле .....	147
§ 57. Дія магнітного поля на електричний струм. Сила Ампера .....	148
§ 58. Магнітне поле постійного електричного струму. Закон Біо — Савара — Лапласа .....	150
§ 59. Магнітне поле прямого, колового і соленоїдного струмів .....	151
§ 60. Вихровий характер магнітного поля .....	154
§ 61. Взаємодія двох прямих струмів .....	155
§ 62. Замкнений контур із струмом у магнітному полі .....	156
§ 63. Вимірювання напруженості магнітного поля .....	159
§ 64. Дія магнітного поля на рухоми заряджену частинку. Сила Лоренца .....	161

§ 65. Рух електрона в однорідних магнітному та електричному полях. Визначення питомого заряду електрона .....	162
§ 66. Будова і дія електронного осцилографа .....	165
§ 67. Роздільна здатність мікроскопів і телескопів .....	168
§ 68. Мас-спектрометр. Ізотопи .....	172
§ 69. Радіометричні установки. Лічильник Гейгера — Мюллера .....	174
§ 70. Магнітні властивості атомів .....	180
§ 71. Магнетики та їх намагнічування. Вектор намагніченості. Магнітна сприйнятливості .....	183
§ 72. Магнітне поле в магнетиках. Вектор магнітної індукції. Магнітна проникність магнетика .....	184
§ 73. Атом у магнітному полі. Діамагнітний ефект. Діамагнетики .....	186
§ 74. Парамагнетики та їх намагнічування .....	188
§ 75. Феромагнетики та їхні властивості. Магнітний гістерезис. Праці О. Г. Столстова .....	190
§ 76. Магнітні матеріали та їх застосування .....	194
§ 77. Потік магнітної індукції (магнітний потік) .....	196
§ 78. Робота струму в магнітному полі .....	196
§ 79. Прискорювачі заряджених частинок .....	197

## Розділ 7

### Електромагнітна індукція

§ 80. Явище електромагнітної індукції. Досліди Фарадея .....	206
§ 81. Закон Ленца .....	207
§ 82. Основний закон електромагнітної індукції .....	208
§ 83. Явище самоіндукції. Індуктивність контуру .....	211
§ 84. Явище взаємної індукції .....	214
§ 85. Енергія магнітного поля струму та її густина .....	216

## Розділ 8

### Змінний електричний струм

§ 86. Добування змінного струму .....	219
§ 87. Діючі значення сили і напруги змінного струму .....	221
§ 88. Зсув фаз між струмом і напругою .....	222
§ 89. Коло змінного струму з опором, індуктивністю та ємністю. Резонанс напруг .....	223
§ 90. Резонанс струмів .....	227
§ 91. Робота і потужність змінного струму .....	229
§ 92. Трансформація змінного струму. Трансформатор .....	232

## Розділ 9

### Трифазний струм

§ 93. Загальні відомості .....	235
§ 94. Схеми з'єднання обмоток генератора і споживачів трифазного струму .....	237
§ 95. Обертове магнітне поле трифазного струму .....	240
§ 96. Асинхронний двигун трифазного струму .....	241

**Розділ 10****Електромагнітні коливання і хвилі**

§ 97. Коливальний контур. Власні електричні коливання .....	247
§ 98. Згасаючі електричні коливання .....	249
§ 99. Збудження незгасаючих електричних коливань .....	251
§ 100. Струм зміщення .....	252
§ 101. Система рівнянь Максвелла .....	254
§ 102. Виникнення і поширення електромагнітних хвиль. Досліди Герца .....	258
§ 103. Винайдення радіо О. С. Поповим. Принцип радіозв'язку. Застосування радіо .....	264
§ 104. Шкала електромагнітних хвиль. Праці П. М. Лебедева та О. А. Глаголевої-Аркадьєвої .....	270
<i>Предметний покажчик</i> .....	273

Навчальне видання

*Бушок Григорій Федорович*  
*Венгер Євген Федорович*

---

# Курс ФІЗИКИ

Книга 2

---

*Електрика і магнетизм*

Оправа і титул художника *В. О. Гурлева*  
Художній редактор *Г. С. Муратова*  
Технічний редактор *А. І. Омоховська*  
Коректор *Р. Б. Попович*  
Комп'ютерна верстка *А. А. Коркішко*