

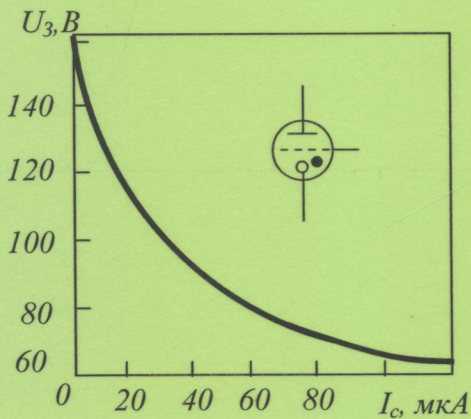
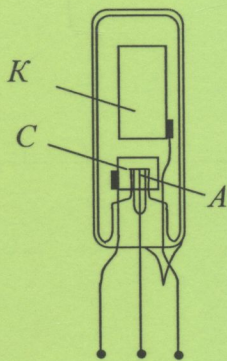
621.387(075.8)

К 78

Ю. С. Кравченко

ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА

# Плазмова електроніка



Міністерство освіти і науки України  
Вінницький національний технічний університет

**Ю. С. Кравченко**

**ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА  
ЕЛЕКТРОНІКА  
ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА**

**Навчальний посібник**

Вінниця  
ВНТУ  
2017

УДК 621.382  
ББК 32.851  
К78

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 12 від 30.03.2017 р.).

Рецензенти:

**В. М. Кичак**, доктор технічних наук, професор  
**О. В. Осадчук**, доктор технічних наук, професор  
**А. Я. Кулик**, доктор технічних наук, професор

**Кравченко, Ю. С.**

**К78** Вакуумна та плазмова електроніка. Плазмова електроніка : навчальний посібник / Ю. С. Кравченко. – Вінниця : ВНТУ, 2017. – 49 с.

Посібник містить теоретичні питання, які віддзеркалюють сучасний стан теорії і практики плазмової електроніки, контрольні питання та задачі, розв'язання яких сприятиме засвоєнню теоретичного матеріалу з основ плазмової електроніки. Посібник розроблено для студентів, які навчаються за спеціальністю «Електроніка» відповідно до програми дисципліни «Вакуумна та плазмова електроніка».

УДК 621.328  
ББК 32.851

© ВНТУ, 2017

## ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
1 ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ В ГАЗАХ .....	5
1.1 Плазма. Основні поняття та властивості.....	5
1.2 Особливості руху електронів і іонів в газі. Елементарні процеси взаємодії частинок.....	7
1.3 Електричні розряди та їх класифікація.....	9
1.4 Контрольні питання та задачі .....	11
2 НЕСАМОСТІЙНИЙ ГАЗОВИЙ РОЗРЯД.....	12
2.1 Несамостійний газовий розряд. Явище газового підсилення... ..	12
2.2 Контрольні питання та задачі .....	15
3 САМОСТІЙНІ ЕЛЕКТРИЧНІ ГАЗОВІ РОЗРЯДИ.....	16
3.1 Умова самостійності газового розряду.....	16
3.2 Закон Пашена.....	17
3.3 Розвиток розряду, накопичення зарядів в між електродному проміжку. Теорія Роговського.....	18
3.4 Контрольні питання та задачі .....	20
4 ТЛЮЧИЙ РОЗРЯД .....	21
4.1 Основні властивості і характеристики тліючого розряду.....	21
4.2 Прилади тліючого розряду.....	27
4.2.1 Стабілітрон тліючого розряду. ....	27
4.2.2 Тиратрони тліючого розряду.....	29
4.3 Контрольні питання та задачі.....	31
5 ДУГОВІ РОЗРЯДИ.....	32
5.1 Самостійний дуговий розряд. Основні властивості і параметри .....	32
5.2 Несамостійний дуговий розряд.....	35
5.3 Дугові газорозрядні джерела світла.....	37
5.4 Контрольні питання та задачі.....	38
6 ГАЗОВІ РОЗРЯДИ ВИСОКОГО ТИСКУ ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ РОЗРЯДИ.....	39
6.1 Іскровий розряд.....	39
6.2 Коронний розряд.....	41
6.3 Стабілітрон коронного розряду.....	43
6.4 Високочастотні розряди.....	45
6.5 Контрольні питання та задачі.....	45
ЛІТЕРАТУРА .....	47
Додаток А. Фізичні сталі плазмової електроніки.....	48

## ВСТУП

Метою вивчення дисципліни «Вакуумна та плазмова електроніка» є формування у студентів ґрунтовних знань з фізики роботи основних типів електронних приладів вакуумної та плазмової електроніки.

Задачами курсу є: опанування студентами основ теорії емісійних процесів, особливостей руху заряджених частинок в електричних та магнітних полях, елементами електронної оптики; вивчення основ процесів елементарної взаємодії частинок, умов виникнення газових розрядів, їх основних різновидів та особливостей фізичних процесів; ознайомлення з роботою різноманітних приладів вакуумної та плазмової електроніки, отримання необхідних знань для вивчення спеціальних дисциплін, напрацювання у студентів фізичного та інженерного підходів при проектуванні різноманітних електронних приладів.

Посібник є другою частиною загальної науково-методичної розробки автора з цієї дисципліни, яка охоплює напрямок, пов'язаний з плазмовою електронікою. Окрім теорії електронних приладів він містить також контрольні питання до кожного розділу плазмової електроніки і типові задачі, роль яких – практичне застосування отриманих теоретичних знань. Приклади розв'язання задач, які вміщені в посібнику, будуть сприяти розвитку цих навичок, дозволять глибше зрозуміти фізичну суть процесів і явищ, що відбуваються в електронних приладах, практично відчуті значення і порядок деяких найважливіших параметрів електронних процесів, засвоїти застосування основних формул.

Посібник складається з шести розділів, які присвячені основним видам газового електричного розряду: постійного струму і високочастотного, самостійного і несамостійного, тліючого, дугового, іскрового, коронного, основам теорії нерівноважної плазми, а також питанням їх використання в приладах плазмової електроніки та в сучасній мікроелектронній технології.

Навчальний посібник призначений, насамперед, для самостійної роботи студентів і може бути рекомендований для студентів, які навчаються за спеціальністю «Електроніка» і використаний при вивченні дисципліни «Вакуумна та плазмова електроніка», а також студентам радіотехнічних та приладобудівних спеціальностей, в навчальному плані яких є аналогічні дисципліни.

# 1 ЕЛЕКТРИЧНИЙ СТРУМ В ГАЗАХ

## 1.1 Плазма. Основні поняття та властивості

*Плазма* – це частково або повністю іонізований стан речовини, за якого система містить вільні позитивні (іони) і негативні (електрони, рідше іони) заряджені частинки, концентрації яких, в середньому, практично однакові. Наявність в плазмі заряджених та збуджених частинок, їх взаємодія приводить до ряду якісних фізичних і хімічних особливостей в її поведінці, які відрізняють плазму від звичайного газу і дають підстави вважати плазму особливим «четвертим» станом речовини.

Основна властивість плазми – це її *квазінейтральність*. Ця властивість проявляється, починаючи з деяких значень об'єму і проміжку часу, які залежать від відповідних масштабів розподілу заряджених частинок. Розподіл зарядів призводить до виникнення плазмових коливань, періоду яких і відповідає часовий масштаб  $t_0$ . Просторовий масштаб  $l$ , який називають радіусом Дебая, визначається відстанню, на яку переміщується частинка при своєму тепловому русі за час  $t_0$ . Квазінейтральність плазми реалізується на відстанях, які більші за  $l$  і за час, що перевищує  $t_0$ .

Окрім квазінейтральності плазмовий стан характеризується ще двома властивостями:

1) електростатичною колективною взаємодією заряджених частинок (в достатньо розрідженому газі за нормальних умов відбувається взаємодія лише двох частинок);

2) сильною залежністю параметрів плазми від електричних та магнітних полів.

В плазмовому стані можуть знаходитись гази (газова плазма, яка тут і буде, в основному, розглядатися) і тверді тіла напівпровідникового типу (плазма твердих тіл), де як вільні заряджені частинки виступають електрони та дірки. Розрізняють повністю іонізовану плазму і частково іонізовану (слабко іонізовану) плазму, яку зазвичай називають «низькотемпературною».

В науково-технічній літературі часто можна зустріти терміни «рівноважна і нерівноважна», «гаряча і холодна», «високотемпературна і низькотемпературна» плазма. В останні два терміни в явному або неявному вигляді входить поняття температури. В статистичній фізиці температура визначається для системи, ймовірність знаходження якої в стані з енергією  $E$  пропорційна  $\exp(-\beta E)$ , де  $\beta = 1/kT$ , а  $k$  – стала Больцмана. Тільки для таких систем можна говорити про одну і тільки одну температуру.

Якщо плазма знаходиться в стані повної термодинамічної рівноваги, то вона характеризується однією і тільки однією температурою. Однак у

плазмі часто спостерігається часткова термодинамічна рівновага. Це пов'язано з тим, що обмін енергією між частинками однакової маси відбувається більш ефективно, ніж між частинками з суттєво різними масами, наприклад, між електронами і іонами. В плазмі молекулярних газів може також бути утрудненим обмін енергією між різними ступенями свободи молекул. Тому, за деяких умов, плазма може описуватися не однією, а декількома температурами: електронною, коливальною, обертальною і поступальною.

В плазмі, що утворюється ударною хвилею в сильному електричному і магнітному полях, а також в плазмі молекулярних газів, в якій суттєву роль відіграє збудження внутрішніх ступенів свободи молекул, може не бути навіть і часткової рівноваги. В такому випадку не має смислу ні одна з перерахованих температур і таку плазму потрібно характеризувати функціями розподілу відповідних частинок за енергіями або їх середніми енергіями.

Тепер можна пояснити значення термінів, що використовуються в літературі. Нерівноважною називають плазму, яка характеризується нерівноважними концентраціями і/або різними енергіями (температурами) компонентів, або плазму, в якій має місце часткова рівновага.

Навіть в рівноважній плазмі можуть бути нерівноважні локальні просторові області, наприклад, там, де відбувається контакт плазми з навколишнім середовищем або поблизу стінок каналу, по якому тече плазма, або там, де утворюється конденсована фаза.

До низькотемпературної відносять плазму, в якій температура важких частинок менша за  $10^5$  К, а до високотемпературної – плазму з температурою, більшою за  $10^5$  К. Гаряча плазма – майже повністю іонізована, має той же смисл, що і високотемпературна плазма. Холодна плазма – це нерівноважна плазма, в якій температура важких частинок зазвичай менша за 1000 К, середня енергія електронів становить кілька електрон-вольт ( $1 \text{ eV} \approx 10^4 \text{ K}$ ).

Склад плазми характеризується ступенем її іонізації. У випадку рівноваги ступінь іонізації визначається температурою і тиском. Іонізація протікає в результаті зіткнень високоенергетичних важких частинок між собою і з електронами, іонно-молекулярних реакцій, фотоіонізації тощо. В низькотемпературній плазмі, яка містить в собі нейтральні і заряджені частинки, окрім звичайних для молекулярного газу зіткнень, які відбуваються на малих відстанях, є зіткнення на великих відстанях, які викликані електромагнітною взаємодією між зарядженими частинками. Крім того, існує взаємодія між зарядженими частинками і електромагнітними полями.

## 1.2 Особливості руху електронів і іонів в газі. Елементарні процеси взаємодії частинок

В приладах вакуумної електроніки основними носіями електричного струму є електрони, для яких існує однозначний зв'язок між координатою даної точки і густиною об'ємного заряду  $\rho$ , напруженістю електричного поля  $E$ , потенціалом даної точки  $U$  і, значить, швидкістю електронів

$$v_e = \sqrt{\frac{2eU}{m_e}}$$

В плазмовій електроніці при своєму русі під дією електричного поля електрони постійно відчують численні зіткнення з атомами або молекулами газу. Такі зіткнення можуть носити як пружний, так і непружний характер.

В результаті пружних зіткнень порушується спрямованість руху електронів і незначно (внаслідок великої різниці мас електрона і атома) змінюється їх енергія. Пружні зіткнення супроводжуються обміном імпульсами або енергіями. При зіткненні частинок, близьких за масою, відбувається обмін енергіями або імпульсами. У випадку зіткнень різних за масою частинок легкі частинки (електрони) розсіюються на важких без обміну енергіями. При цьому електрон лише змінює швидкість свого руху і його напрямок.

При непружних зіткненнях електрона з атомом чи молекулою газу можливе збудження цих атомів або їх іонізація (непружні зіткнення першого роду), а також повернення частинок до нормального стану і рекомбінація (непружні зіткнення другого роду).

Зіткнення частинок і їх перетворення в результаті таких зіткнень в плазмовій електроніці часто називають процесами елементарної взаємодії або просто елементарними процесами.

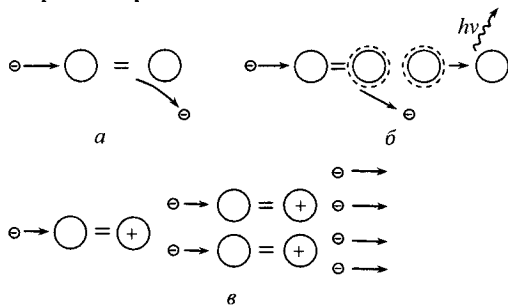


Рисунок 1.1 – Елементарні процеси взаємодії частинок плазми:  
 1 – пружна взаємодія електрона і атома; 2 – непружна взаємодія частинок (збудження частинок та повернення збуджених частинок до нормального стану); 3 – непружна взаємодія (іонізація частинок)



*Іонізацію*, зазвичай, називають процес утворення в нейтральному газі іонів – позитивно або негативно заряджених атомів. Як відомо, в атомах будь-якої речовини і, зокрема, такої, що знаходиться в газоподібному стані, мають місце валентні електрони, які обертаються на найбільш віддалених від ядра орбітах і мають найбільший запас енергії. Якщо цим електронам надати ззовні деяку додаткову енергію, то електрон може залишити атом, перетворивши його на іон.

Розрізняють поверхневу і об'ємну іонізації. Причиною виникнення поверхневої іонізації є емісія електронів з поверхні твердих тіл за рахунок додаткової енергії, яка надається атомам цих тіл при нагріванні (термоелектронна емісія), освітленні (зовнішній фотоэффект), бомбардуванні поверхні твердого тіла високоенергетичними зарядженими частинками (вторинна емісія) тощо. Атоми газу, взаємодіючи з позитивно зарядженою поверхнею твердого тіла, яка емітує електрони, можуть перетворюватись на іони.

Однак основним видом іонізації газу є об'ємна іонізація, тобто іонізація, що відбувається в об'ємі газу. Найчастіше вона відбувається внаслідок зіткнення атомів газу з високоенергетичним електронами чи іонами (ударна іонізація). Якщо отримані внаслідок іонізації додаткові вільні електрони мають достатню енергію (наприклад, отримавши її в прискорювальному електричному полі), то кожен з них може іонізувати інший атом, і такий процес може носити лавинний характер, який характеризується значним збільшенням концентрації заряджених частинок (електронів і іонів) (див. рис. 1.1, в).

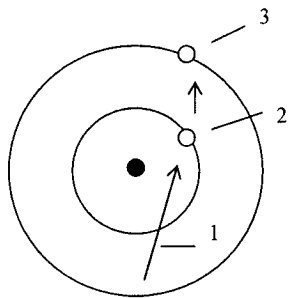


Рисунок 1.2 – Збудження атома електронним ударом:  
1 – напрямок удару; 2 – електрон і його положення на орбіті;  
3 – переміщений електрон на віддаленій орбіті

Негативні іони утворюються переважно в молекулярних газах і, в основному, за рахунок так званого дисоціативного прилипання повільних електронів до нейтральних частинок (атомів або молекул).

Якщо на шляху вільного пробігу  $\lambda_v$  (від зіткнення до зіткнення) електрон не отримує енергії, достатньої для ударної іонізації, то під час зіткнення з атомом можливе збудження нейтрального атома, тобто переведення валентного електрона даного атома на більш високий енергетичний рівень (див. рис. 1.2). Такий стан атома називається *збудженим*, а енергія, яка необхідна для його збудження, *енергією збудження*.

У збудженому стані атом, зазвичай, знаходиться дуже короткий проміжок часу ( $10^{-7} \div 10^{-9}$  с), після чого він повертається у свій нормальний або інший збуджений стан з меншою енергією збудження.

### 1.3 Електричні розряди та їх класифікація

Термін «газовий розряд» походить від позначення процесу розрядження зарядженого конденсатора через електричне коло, яке містить в собі газовий проміжок між електродами. При достатньо високій напрузі на електродах під дією електричного поля виникає іонізований стан даного газового проміжку і, як наслідок, відбувається електричний пробій газу. Електричний пробій супроводжується різким збільшенням провідності газового проміжку (до пробою це був діелектрик). Газовий проміжок стає провідником струму і замикає електричне коло. Конденсатор розряджається.

З часом розрядом почали називати будь-який процес протікання електричного струму через іонізований газ, а також будь-який процес виникнення іонізації і набуття газом властивостей електропровідності під дією електричного поля. Оскільки іонізований газ найчастіше світиться, стали говорити: розряд запалюється, горить, гасне.

Для виникнення будь-якого газового розряду, окрім різниці потенціалів між електродами (наявності електричного поля), необхідна дія якогось зовнішнього фактора. Якщо ж розряд виник і іонізація почалась, то для підтримання розряду необхідне виконання відповідних умов. Враховуючи це, розрізняють самостійні і несамостійні розряди.

Розряд, для підтримання якого достатньо лише різниці потенціалів між електродами, який не потребує ніякої зовнішньої дії і в якому іонізація відбувається за рахунок внутрішніх процесів, називається *самостійним*.

Несамостійним розрядом називається такий розряд, для підтримання якого, окрім відповідної напруги на електродах, необхідна безперервна дія зовнішнього іонізатора (підігрівання катода, опромінення його світлом тощо). За відсутності зовнішнього іонізатора несамостійний розряд гасне.

Окрім розподілу газових розрядів на самостійні і несамостійні класифікувати електричні газові розряди можна і за частотою діючого в розрядному проміжку електричного поля, хоча такий розподіл є досить умовним.

За принципом частоти розрізняють:

- постійні, низькочастотні (до  $10^3$  Гц) і не дуже короткочасові імпульсні електричні поля (тривалість імпульсу більша за одну мілісекунду);

- високочастотні ( $f = 10^5 \div 10^8$  Гц);
- надвисокочастотні ( $f = 10^9 \div 10^{11}$  Гц);
- оптичні (лазерна генерація).

Якщо розрядну трубку з двома холодними електродами, яка заповнена деяким газом, включити в електричне коло з джерелом високої напруги  $E_a$  і баластним опором  $R_b$ , який дозволяє регулювати величину струму в електричному колі (рис. 1.3), то, залежно від струму, в ній виникнуть різні види газового розряду, які відрізняються фізичними процесами в об'ємі газу і на електродах, характером світіння і величиною падіння напруги  $U_a$  між електродами.

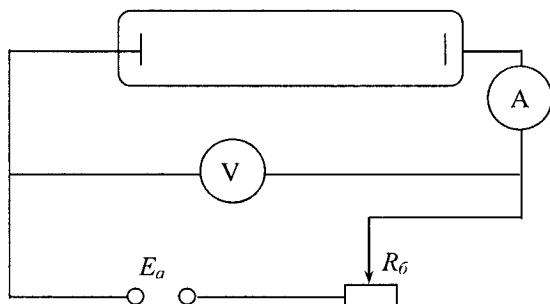


Рисунок 1.3 – Принципова схема включення розрядної трубки при виникненні розряду

На рис. 1.4 наведена приблизна залежність напруги на трубці від струму, яка називається вольт-амперною характеристикою електричного розряду в газі.

Ділянка  $oa$  даної характеристики відповідає несамостійному темному (таунсендівському) розряду, який має місце при дуже малих (порядку  $10^{-9} \div 10^{-8}$  А) розрядних струмів, а ділянка  $ab$  – самостійному темному розряду.

Горизонтальна ділянка  $cd$ , яка відповідає струмам порядку одиниць і десятків міліампер, характеризує нормальний тліючий розряд. При подальшому збільшенні струму в трубці спостерігається аномальний тліючий розряд (ділянка  $de$ ). При струмах від одиниць до сотень і тисяч ампер виникає дуговий розряд (ділянка  $fg$ ).

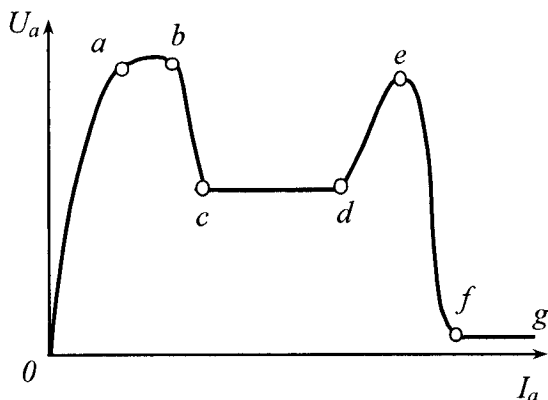


Рисунок 1.4 – Вольт-амперна характеристика електричного розряду в газі

Падіння ділянки  $cb$  та  $ef$  відповідають перехідним формам розрядів – від темного до тліючого та від аномального тліючого до дугового.

#### 1.4 Контрольні питання та задачі

1. Що таке плазма і як можна пояснити її основну властивість – квазінейтральність? Чому плазму називають рівноважною або нерівноважною? В чому відмінність цих понять?

2. Що таке електричний газовий розряд і яке відношення він має до приладів плазмової електроніки? Наведіть вольт-амперну характеристику газового розряду і поясніть її особливості.

3. Визначіть мінімальну швидкість, яка необхідна електрону для того, щоб іонізувати атом неону, якщо потенціал іонізації останнього 21,5 В. Яку відстань повинен пройти електрон в полі з напруженістю 100 В/см, щоб набути такої швидкості?

4. Яку мінімальну швидкість повинен мати електрон для збудження молекули аргону, яка має потенціал збудження  $U_1 = 11,6$  В? Електрон з даною швидкістю зіткнувся з молекулою ртуті і іонізує її; потенціал іонізації ртуті 10,4 В. Визначіть швидкість бомбардуючого та вивільненого електронів після зіткнення за умови, що надлишкова енергія розподілилась порівну між цими частинками.

## 2 НЕСАМОСТІЙНИЙ ГАЗОВИЙ РОЗРЯД

### 2.1 Несамостійний газовий розряд. Явище газового підсилення

Якщо до електрода газорозрядної трубки прикласти напругу, яка поступово збільшується, то в ній виникає струм, який швидко вже за напруг в одиниці вольт досягає насичення, оскільки концентрація носіїв заряду в об'ємі і густина струму емісії катода, викликані дією зовнішніх факторів, дуже малі. Густина струму насичення при цьому становить близько  $10^{-14} \div 10^{-12}$  А. Цей режим проходження струму певною мірою аналогічний процесам у вакуумному діоді з тією різницею, що наявність газу створює деяку перепону руху носіїв заряду.

Однак, якщо і в подальшому підвищувати різницю потенціалів між електродами, то при досягненні значень, що дорівнюють потенціалу іонізації  $U_i$  газу, знову настає підвищення струму. Це явище, яке обумовлене процесом ударної іонізації газу, називають *явищем газового підсилення*.

Кількісний опис явища газового підсилення вперше було запропоновано Таунсендом в його *теорії електронних лавин*. Для розуміння суті цієї теорії розглянемо процеси між двома плоско-паралельними електродами в газоподібному середовищі (рис. 2.5, а), до якого прикладена різниця потенціалів  $U_a$ .

Зробимо такі припущення:

а) не зважаючи на процес ударної іонізації, концентрація електронів і іонів в міжелектродному проміжку залишається невеликою, а тому розподіл потенціалу є прямолінійним, не викривленим об'ємним зарядом (рис. 2.5, б), тобто напруженість поля однакова у всіх точках:

$$E = - U_a/d, \quad (2.1)$$

де  $d$  – відстань між електродами;

б) напруженість поля достатньо велика (за рахунок великого значення  $U_a$  і порівняно невеликого значення  $d$ ), а тиск газу низький. Це означає, що відношення  $E/p$  велике і рух електронів та іонів переважно спрямований.

Нехай з катода під дією зовнішніх факторів кожену секунду виходить  $\nu_{ек}$  електронів. Рухаючись в електричному полі, вони накопичують енергію і при зіткненні з атомами іонізують їх. Утворені при цьому позитивні іони рухаються до катода, а електрони (ті, що вийшли з катода і ті, що утворилися в результаті зіткнення) – до анода. Продовжуючи накопичувати енергію, електрони знову іонізують газ. Створюється електронна лавина, яка схематично показана на рис. 2.5, а).

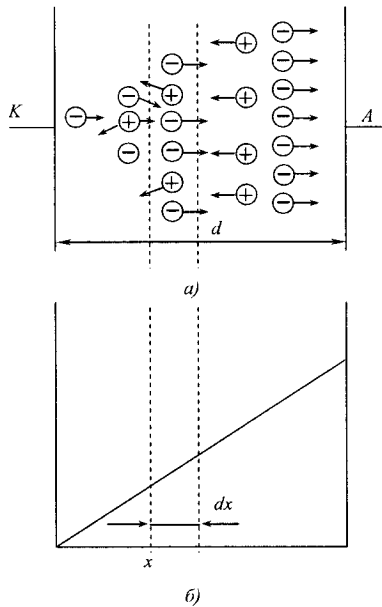


Рисунок 2.5 – Механізм утворення електронних лавин (а) і розподіл потенціалу між електродами (б)

Це значить, що через переріз, який розташований на деякій відстані від катода  $x$ , (рис. 2.5, б), кожну секунду буде проходити  $v_{ex}$  електронів, а через переріз, розташований на відстані  $x + dx$  від катода, буде проходити  $v_{ex} + dv_{ex}$  електронів, де  $dv_{ex}$  – кількість електронів, що утворилися в шарі газу товщиною  $dx$ .

Таунсенд ввів поняття *коефіцієнта об'ємної іонізації*  $\alpha$ , який показує скільки іонізацій створює електрон на одиниці свого шляху до анода.

На шляху  $dx$  кожен електрон здійснює  $\alpha dx$  іонізацій, і оскільки через переріз  $x$  проходить  $v_{ex}$  електронів, то

$$dv_{ex} = v_{ex} \alpha dx. \quad (2.2)$$

Розділивши змінні, отримаємо

$$(dv_{ex}) / v_{ex} = \alpha dx. \quad (2.3)$$

Для знаходження кількості електронів, які приходять на анод, проінтегруємо ліву частину рівняння (2.3) від  $dv_{ex}$  до  $dv_{ea}$ , а праву частину – від 0 до  $d$ :

$$\int_{v_{ek}}^{v_{ea}} \frac{dv_{ex}}{v_{ex}} = \int_0^d \alpha dx. \quad (2.4)$$

Коефіцієнт об'ємної іонізації  $\alpha$  залежить від кількості зіткнень з атомами на одиниці шляху:  $Q_c = 1/\bar{\lambda}_e$  та від енергії, яку накопичує електрон на довжині вільного пробігу  $\bar{\lambda}_e$ , тобто від напруженості електричного поля  $E$ . Але, оскільки у даному випадку середня довжина вільного пробігу  $\bar{\lambda}_e$  і напруженість поля  $E$  постійні і не залежать від координати  $x$ , постійним є і коефіцієнт  $\alpha$ . Тоді в результаті інтегрування отримаємо

$$\ln \frac{v_{ea}}{v_{ek}} = \alpha d \quad (2.5)$$

або

$$v_{ea} = v_{ek} e^{\alpha d}. \quad (2.6)$$

Пмноживши обидві частини останнього рівняння на заряд електрона, отримаємо зв'язок між електронним струмом на анод і струмом електронної емісії з катода:

$$I_{ea} = I_{ek} e^{\alpha d}. \quad (2.7)$$

Треба зазначити, що розрахунок величини анодного струму за даною формулою цілком задовільно збігається з даними експерименту лише за дуже невеликих (до кількох десятків сантиметра) значень  $d$ . При великих значеннях він дає занижений результат.

Намагаючись з'ясувати причину такого розходження, Таунсенд спробував врахувати і об'ємну іонізацію іонами та ввів додатковий коефіцієнт об'ємної іонізації позитивними іонами  $\beta$ . Але, внаслідок малої величини  $\beta$  ( $\beta \ll \alpha$ ), дана поправка виявилася несуттєвою.

Таунсенд звернув увагу на те, що вплив іонів може відчуватися не лише в об'ємі газу, але й на поверхні емітуючого електронного електрода (катода). Річ у тому, що рухаючись в електричному полі великої напруженості  $E$ , позитивні іони набувають значної енергії і інтенсивно бомбардують катод. При цьому, як це було показано раніше на прикладі вторинної електронної емісії, такі іони можуть створювати умови для здійснення іонно-електронної емісії (або поверхневої іонізації).

Коефіцієнт  $\gamma$  (коефіцієнт поверхневої іонізації, третій коефіцієнт Таунсенда) – це відношення вторинного електронного струму до іонного

струму на катод. Величина  $\gamma$  залежить від матеріалу катода, роду бомбардуючих катод іонів та їх кінетичної енергії. Третій коефіцієнт Таунсенда є безрозмірною величиною і, здебільшого, набагато меншою за одиницю.

З урахуванням третього коефіцієнта Таунсенда зв'язок між електронним струмом на анод і струмом електронної емісії з катода буде мати такий вигляд

$$I_{ea} = I_{ek} \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (2.8)$$

Дана формула є уточненим рівнянням газового підсилення, яка на досить гарному рівні описує особливості існування несамостійного газового розряду і є основою для аналізу роботи будь-яких електронних приладів, де такий розряд використовується.

Слід підкреслити, що величина  $I_{ek}$  в даному рівнянні не є повним струмом на катоді, а лише його електронною компонентою. Повний струм на катоді дорівнює анодному струму  $I_{ea}$ , тобто значно більший за струм  $I_{ek}$ , що пов'язано як з наявністю  $\gamma$ -процесів, так і зі значною іонною складовою струму.

## 2.2 Контрольні питання та задачі

1. Поясніть, що таке несамостійний газовий розряд.
2. В чому полягає явище газового підсилення і в чому проявляється основний механізм такого процесу?
3. В розрядній трубці знаходиться деякий газ під тиском. Електроди розташовані на відстані 5 мм один від одного. Коефіцієнт об'ємної іонізації  $\alpha = 7,82 \text{ см}^{-1}$ . Пробій газового проміжку настає за напруги  $U_1 = 400 \text{ В}$ . Визначити коефіцієнт множення ( $I_{ea}/I_{ek}$ ) за напруги  $U_2 = 200 \text{ В}$ , і відстані між електродами 2,5 мм в тому ж газі, якщо і коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії  $\gamma = 0,02$ .



## 3 САМОСТІЙНІ ЕЛЕКТРИЧНІ ГАЗОВІ РОЗРЯДИ

### 3.1 Умова самостійності газового розряду

При виведенні рівняння газового підсилення

$$I_{ea} = I_{ek} \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

передбачалось, що внаслідок малих значень  $\gamma$  і не дуже великих значень  $\alpha d$  величина  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$ . Це означає, що знаменник наведеної вище формули є кінцевою, додатною величиною, меншою за одиницю.

Якщо в даному рівнянні зменшувати величину  $I_{ek}$  (струм емісії катода під впливом зовнішніх факторів), то і анодний струм буде зменшуватися. При  $I_{ek} = 0$  виявиться таким, що дорівнює нулю, і струм на аноді, що характерно для несамостійного розряду.

Якщо при сталому значенні  $I_{ek}$  збільшувати іонізуючу здатність електронів (шляхом відповідної зміни тиску і напруженості електричного поля), то анодний струм буде збільшуватись як за рахунок збільшення  $e^{\alpha d}$  в чисельнику, так і за рахунок зменшення знаменника  $1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)$ . Однак, поки виконується нерівність  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) < 1$ , анодний струм буде мати місце тільки за наявності струму емісії катода  $I_{ek}$ , тобто розряд буде залишатися несамостійним.

Якщо ж за рахунок збільшення коефіцієнта  $\alpha$  (наприклад, шляхом підвищення прикладеної до електродів напруги)  $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$  стане таким, що дорівнює одиниці, весь знаменник – нулю, то при  $I_{ek} = 0$  в правій частині відповідного рівняння з'явиться невизначеність. При дуже малих кінцевих значеннях  $I_{ek}$  рівняння дає дуже великі значення анодного струму  $I_{ea}$ . Фізично це означає, що анодний струм буде спостерігатись навіть за відсутності емісії електронів з катода за рахунок зовнішніх факторів. Електронно-іонні лавини стають настільки потужними, що емісія електронів з катода під дією іонного бомбардування забезпечує розряд. Таким чином, математичний вираз

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 \quad (3.1)$$

характеризує умови, за яких розряд перетворюється з несамостійного на самостійний.

Вираз в дужках  $(e^{ad} - 1)$  являє собою кількість іонів, що утворюються в об'ємі в результаті виходу з анода одного електрона. Добуток  $\gamma(e^{ad} - 1)$  дає кількість електронів, що вибивається з катода цією іонною лавиною. Отже, умова самостійності розряду має дуже простий фізичний зміст: розряд стає самостійним, якщо один електрон, який виходить з катода, створює на своєму шляху до анода таку кількість іонів, які, бомбардуючи катод, вибивають з нього не менше одного електрона.

### 3.2 Закон Пашена

Як було показано вище, вираз типу

$$\gamma(e^{ad} - 1) = 1$$

є умовою запалювання самостійного газового розряду.

Проаналізуємо цей вираз.

Коефіцієнт іонно-електронної емісії  $\gamma$  визначається енергією позитивних іонів, які бомбардують катод. Ця енергія буде тим більшою, чим більша напруженість електричного поля і чим менший тиск газу (більша довжина вільного пробігу іонів  $\bar{\lambda}_i$ ). Тобто,  $\gamma$  є деякою функцією  $E/p_0$ :

$$\gamma = \psi(E/p_0).$$

З урахуванням  $\alpha = p_0 f(E/p_0)$  рівняння умови самостійності розряду можна записати у вигляді

$$\psi\left(\frac{E_1}{p_0}\right) \left( e^{p_0 f\left(\frac{E_1}{p_0}\right) d} - 1 \right) = 1, \quad (3.2)$$

де  $E_1$  – напруженість електричного поля, за якої запалюється (виникає) самостійний розряд.

Нагадаємо, що мова йде про момент, який передує розвитку розряду. Тобто, об'ємний заряд електронів і іонів ще невеликий і він не впливає на розподіл потенціалу між електродами. Це означає, що розподіл потенціалу можна вважати лінійним, а напруженість поля  $E$  – сталою. Тоді, позначивши  $U_{a1}$  анодну напругу, за якої виникає самостійний розряд, можна записати  $E_1 = U_{a1}/d$ , а потім переписати рівняння (3.2) таким чином

$$\psi\left(\frac{U_{a1}}{p_0 d}\right) \left( e^{p_0 d f\left(\frac{U_{a1}}{p_0 d}\right) d} - 1 \right) = 1. \quad (3.3)$$

Характерним є те, що тиск газу  $p_0$  і відстань між електродами  $d$  входять в це рівняння у вигляді добутку. Вони впливають рівнозначно і ніби є однією змінною величиною  $p_0d$ . При зміні цієї величини буде змінюватись і анодна напруга  $U_{a3}$ . Аналіз виразу (3.3) показує, що за деякого оптимального значення  $(p_0d)_{\text{opt}}$  ця величина  $U_{a3}$  буде мінімальною.

Залежність напруги виникнення самостійного розряду від добутку  $p_0d$  в широкому інтервалі тиску була встановлена експериментально Пашеном (закон Пашена) ще до появи теорії Таунсенда. Тому криві, які відображають цю залежність, називають кривими Пашена. Криві Пашена для деяких газів наведені на рис. 3.1.

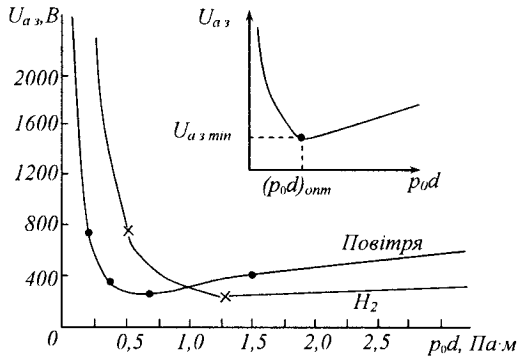


Рисунок 3.1 – Криві Пашена

### 3.3 Розвиток розряду, накопичення зарядів в міжелектродному проміжку. Теорія Роговського

З рівняння газового підсилення (2.8) випливає, що при виконанні умови виникнення самостійного розряду  $\gamma(e^{cad} - 1) = 1$  струм анода  $I_{ca}$  за наявності хоча б мінімального струму емісії катода  $I_{ek}$  повинен збільшуватись до нескінченності. Якщо ж створити такі умови, за яких  $\gamma(e^{cad} - 1) > 1$ , то рівняння призведе до абсурдного результату – від’ємних значень анодного струму.

Фізична причина цього полягає в тому, що рівняння (2.8) було виведене у передбаченні відсутності об’ємного заряду, а відповідно, і незмінного розподілу потенціалу між електродами на усіх етапах збільшення струму в міжелектродному просторі. Між тим, при переході розряду від несамостійного до самостійного (наприклад, в результаті підвищення анодної напруги  $U_a$ ) зростання струму призводить до формування об’ємних зарядів електронів і іонів, які змінюють картину електричного поля між електродами і умови проходження електронних

лавін. Таким чином, аналіз процесів виникнення і розвитку самостійного розряду потребує використання рівняння Пуассона, яке пов'язує потенціал даної точки розрядного простору з густиною некомпенсованого об'ємного заряду в даній точці. Розглянемо це на прикладі плоскопаралельних електродів (найпростіший випадок).

Рівняння Пуассона для такої системи електродів з урахуванням наявності в об'ємі електронів і позитивних іонів має вигляд

$$d^2U/dx^2 = -(\rho_i + \rho_e)/\varepsilon_0, \quad (3.4)$$

де  $\rho_i, \rho_e$  – питома густина об'ємних зарядів іонів і електронів;  
 $\varepsilon_0$  – діелектрична стала вакууму.

$$\rho_i = j_{i\text{cn}}/\bar{v}_{ix}, \quad \rho_e = j_{e\text{cn}}/\bar{v}_{ex},$$

де  $j_{i\text{cn}}, j_{e\text{cn}}$  – густина спрямованого струму іонів та електронів;

$\bar{v}_{ix}, \bar{v}_{ex}$  – середні швидкості спрямованого руху іонів і електронів.

Відмінність від розглянутих аналогічних формул у вакуумній електроніці полягає в тому, що швидкість спрямованого руху частинок визначається не різницею потенціалів, а відповідно до закону рухливості напруженістю електричного поля:

$$\bar{v}_{ix} = k_i E = -k_i \frac{dU}{dx},$$

$$\bar{v}_{ex} = -k_e E = k_e \frac{dU}{dx},$$

де  $k_i, k_e$  – рухливості іонів і електронів.

Підставивши ці вирази в (3.4), отримаємо диференціальне рівняння

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left( \frac{j_{i\text{cn}}}{k_i \frac{dU}{dx}} - \frac{j_{e\text{cn}}}{k_e \frac{dU}{dx}} \right), \quad (3.5)$$

яке називають рівнянням Роговського.

Слід пам'ятати, що густини спрямованих струмів, які входять до цієї формули ( $j_{i\text{cn}}, j_{e\text{cn}}$ ), не сталі величини. Вони змінюються від точки до точки. Стала тут лише густина повного струму, яка є сумою електронної та іонної компонент і дорівнює густині анодного струму  $j_a$ . Це дає можливість записати ще одне рівняння

$$j_{i\text{cn}} + j_{e\text{cn}} = j_a = \text{const} . \quad (3.6)$$

Ми отримали систему з двох рівнянь, в які, однак, входять три невідомі величини  $U$ ,  $j_{i\text{cn}}$  та  $j_{e\text{cn}}$ , що є функціями координати  $x$ . Таким чином, в загальному вигляді дана задача не може бути розв'язаною, оскільки інші рівняння можуть бути отримані лише при розгляді специфіки тої чи іншої конкретної форми самостійного розряду (або його окремих ділянок) на основі експериментальних даних або аналізу фізичних процесів.

### 3.4 Контрольні питання та задачі

1. Поясніть фізичний смисл умови самостійності газового розряду.
2. Визначте значення коефіцієнта вторинної іонно-електронної емісії  $\gamma$ , яке відповідає умові виникнення самостійного лавинного розряду в іонному приладі з холодними електродами, якщо відомо, що коефіцієнт первинної об'ємної іонізації  $\alpha = 2 \text{ см}^{-1}$ , а відстань між електродами  $d = 1,5 \text{ см}$ .
3. Нарисуйте графік залежності напруги виникнення розряду від відстані між електродами за умови сталого тиску газу. Як зміниться вигляд графіка, якщо тиск буде меншим за попередній? Поясніть ці залежності.
4. Поясніть, в чому, на Вашу думку, полягає практичне значення теорії Роговського.

## 4 ТЛЮЧИЙ РОЗРЯД

### 4.1 Основні властивості і характеристики тліючого розряду

Тліючий розряд на даний момент є одним з найбільш досліджених і одним з найбільш затребуваних видів самостійного газового розряду в сучасній електронній техніці як для виробництва спеціальних іонних газорозрядних приладів, так і безпосередньо в технології, зокрема, в технології мікро- та наноелектронних приладів (плазмове травлення мікроструктур, утворення тонких плівок, синтез мембран тощо).

Розглянемо структуру такого розряду.

Для тліючого розряду характерним є наявність в його структурі двох ділянок, які суттєво відрізняються одна від одної: прикатодної ділянки невеликої протяжності, на якій зосереджене основне падіння напруги значної величини (зазвичай, порядку  $75 \div 250$  В), яке називають *катодним падінням потенціалу*  $\Delta U_k$  і ділянки стовпа розряду, яка представляє собою сильно іонізований газ (плазму) з хорошою електропровідністю і, відповідно, порівняно малим падінням напруги.

Розподіл потенціалу при тліючому розряді визначає дещо особливу картину його світіння, особливо в прикатодній області. На рис. 4.1, а) схематично показано картину світіння розряду між катодом К і анодом А.

На рис. 4.1, б) наведено криву яскравості світіння різних областей розряду.

Безпосередньо біля катода розташовується дуже тонкий шар 1 – Астонів темний простір (перший катодний темний простір). За ним йде також дуже тонка плівка, що світиться, 2 – перше катодне світіння, а далі – область 3, яка називається другим катодним темним простором або Круксовим темним простором. Область 4 – область катодного тліючого світіння. Характерний вигляд цього доволі яскравого світіння визначив назву всього розряду. Область тліючого світіння має помітну протяжність і більшу яскравість зі сторони катода. В напрямку анода яскравість зменшується і відбувається плавний перехід до області 5 – Фарадеевого темного простору. Протяжність цієї області приблизно дорівнює порядку діаметра трубки. За Фарадеевим темним простором розташовується стовп 6 розряду, який займає найбільшу частину розрядної трубки.

За деяких умов перед анодом спостерігається ділянка 7 зниженої яскравості – анодний темний простір, а на поверхні анода – плівка анодного світіння 8.

Особливістю тліючого розряду є те, що при зменшенні відстані між електродами (наприклад, при переміщенні анода до катода) зменшується лише протяжність стовпа розряду, поки він не зникне повністю. Катодні частини розряду при цьому не змінюються. При подальшому переміщенні анода зникає Фарадеев темний простір, а потім і тліюче світіння.

Введення анода в межі Кружкового темного простору викликає різке збільшення напруги горіння розряду і внаслідок обмеженої величини джерела живлення розряд згасає. Розряд, який горить при малій відстані між електродами з підвищеним потенціалом горіння, називають утрудненим.

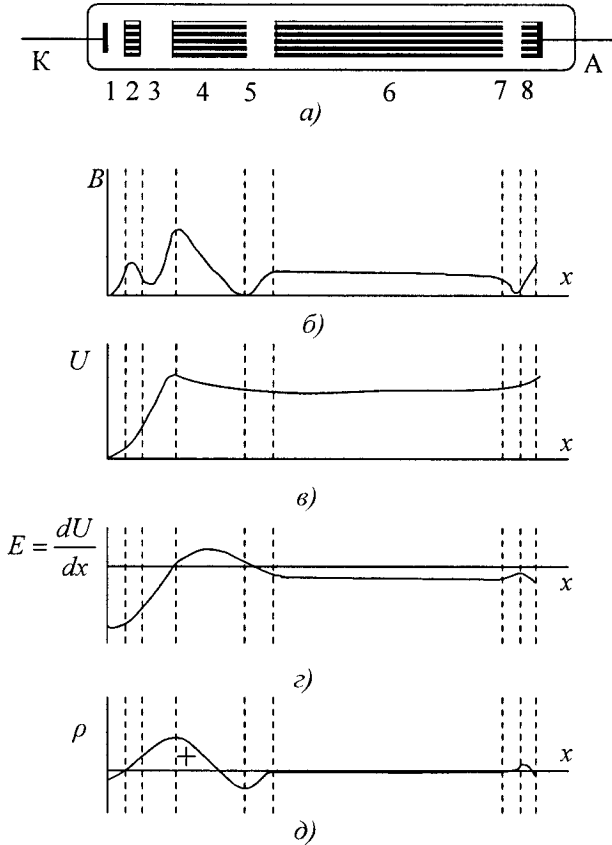


Рисунок 4.1 –Тліючий розряд:

$a$  – картина світіння розряду;  $b$  – розподіл яскравості світіння по довжині трубки;  $c, d, e$  – відповідно розподіл потенціалу, напруженості поля і густини об'ємного заряду

Пояснити виникнення темних і світлих шарів газу в розряді можна за допомогою кривої розподілу потенціалу між електродами (рис. 4.1,  $c$ ). Електрони, що виходять з катода під дією сукупності  $\gamma$ -процесів мають

невеликі початкові швидкості, а тому їх зіткнення з атомами в тонкому шарі газу є тільки пружними. Збудження і іонізації атомів тут відсутні, а, значить, відсутні і світіння газу.

Із просуванням від катода в сильному електричному полі катодного падіння потенціалу електрони накопичують енергію, швидкість їх руху збільшується. Границя першого катодного світіння розташовується там, де енергія електронів достатня для збудження атомів газу. Висвічування збуджених атомів і є причиною світіння газу в цій області.

Світіння цієї області змінюється із просуванням до анода від довгохвильового до короткохвильового, оскільки електрони з більшою енергією можуть збуджувати атоми в більш високі енергетичні стани.

На деякій відстані від катода (в межах першого катодного світіння) енергія електронів виявляється достатньою для іонізації атомів. Перше катодне світіння є вихідним у формуванні електронних лавин. Збільшення енергії електронів до значень  $eU_i$  і більших призводить до того, що одночасно із зростанням ймовірності іонізації швидко знижується ймовірність збудження атомів. Тому за областю першого катодного світіння розташовується більш темна область – Круксів темний простір. Слабке світіння цієї області обумовлене світінням утвореної тут невеликої кількості збуджених атомів, а також процесами рекомбінації електронів і іонів.

Малі швидкості спрямованого руху іонів в момент їх генерації і великі швидкості спрямованого руху електронів зумовлюють формування тут надлишкового позитивного заряду (рис. 4.1, *д*). В той же час біля поверхні катода швидкості електронів ще малі, а швидкості іонів великі. Це визначає існування безпосередньо біля поверхні катода невеликого надлишкового негативного об'ємного заряду.

Лавиноподібний процес іонізації газу в області Круксового темного простору призводить до того, що на деякій відстані від катода утворюється значний об'ємний заряд електронів і іонів, зумовлюючий високу електропровідність газу. Крива розподілу потенціалу тут має максимум, тобто, напруженість електричного поля падає до нуля (рис. 4.1, *з*). З цієї границею області катодного падіння приблизно збігається зовнішня границя Круксового темного простору.

Починаючи з цієї ділянки, суттєво змінюється характер руху електронів і іонів. Якщо на ділянці катодного падіння потенціалу електрони рухаються упорядковано в сильному електричному полі, отримуючи значну енергію на кожній довжині вільного пробігу, то в області сильно іонізованого газу і практично за відсутності електричного поля їх рух стає все більш неупорядкованим. Зіткнення з атомами, яке призводить до розсіювання електронів і втрати ними енергії, визначають поступове (в міру просування їх до анода) зменшення частки швидких електронів, які накопичили енергію при проходженні ділянки катодного падіння потенціалу. Навпаки, частка повільних електронів з близькими до



максвеллівського розподілу швидкостями зростає. Якщо при розгляді руху електронів і іонів на ділянці катодного падіння потенціалів дифузійною компонентою їх швидкості можна знехтувати, то тут великі градієнти концентрацій визначають суттєву роль двополярної дифузії під час переміщення носіїв заряду в напрямку анода. Саме внаслідок наявності двополярної дифузії тут зберігається надлишковий позитивний об'ємний заряд, а ближче до анода формується область надлишкового негативного об'ємного заряду (рис. 4.1, д). Цим пояснюється наявність ділянки невеликого зворотного електричного поля за максимумом потенціалу.

На зовнішній границі Круксового темного простору енергія більшості електронів вже недостатня для іонізації атомів газу, але знову виникає ймовірність збудження. Тому за Круксовим темним простором розташовується область тліючого світіння. Характер її світіння із віддаленням від катода змінюється від короткохвильового до довгохвильового згідно із зменшенням енергії електронного газу і, насамкінець, світіння зникає. Відбувається перехід від області тліючого світіння до області Фарадеевого темного простору, де енергія настільки мала, що більшість з них має з атомами лише пружні зіткнення, а збудження і іонізації майже немає. Тому в області Фарадеевого темного простору концентрації електронів і іонів падають в напрямку до анода. Цьому сприяє і те, що на стінках розрядної трубки і частково в об'ємі відбувається рекомбінація електронів і іонів. Зниження концентрацій електронів і іонів призводить до погіршення електропровідності газу, а, відповідно, і до появи продовжного градієнта потенціалу.

Продовжний градієнт потенціалу  $E_z$  не тільки надає електронам і іонам спрямовану швидкість, але й змінює енергію їх неупорядкованого руху, підігріває електронний газ. Підвищення температури електронного газу  $T_e$  призводить до того, що частина електронів (найбільш швидких) іонізує газ, компенсує вихід зарядів на стінки і рекомбінацію в об'ємі. Так, за областю Фарадеева темного простору утворюється однорідний стовп розряду, який поширюється до анода трубки.

Стан газу в області стовпа характеризується значним ступенем іонізації атомів, рівністю концентрацій електронів і позитивних іонів (взаємною компенсацією їх об'ємних зарядів), переважно неупорядкованим рухом заряджених частинок (внаслідок малих значень  $E_z$ ). Такий стан газу називають *газорозрядною плазмою*.

Важливо пам'ятати, що на рис. 4.1, д) зображено розподіл по довжині трубки надлишкових (нескомпенсованих) об'ємних зарядів  $\rho = \rho_i - \rho_e$  і, хоча в плазмі ця величина дорівнює нулю, абсолютні значення питомої густини відповідних об'ємних зарядів великі. Саме цим фактом і пояснюється висока електропровідність плазми і, відповідно невеликі продовжні градієнти потенціалу  $E_z$ .

Щодо теорії тліючого розряду, то тут треба визнати, що такої теорії (в класичному її розумінні) на даний час не існує. Це пов'язано, насамперед,

із значною складністю фізичних процесів, які протікають в цьому виді газового розряду. Тому, для аналітичного кількісного аналізу цих процесів і визначення основних параметрів тліючого розряду здебільшого використовують наближені, часто напівемпіричні формули, які дозволяють проводити такий аналіз лише для окремих частин такого розряду (катодна область, позитивний стовп розряду тощо).

Особливий інтерес, через це, викликає кількісна теорія, яка описує процеси в катодній області тліючого розряду та встановлює вигляд залежності величини катодного падіння потенціалу  $\Delta U_K$  від роду та тиску газу, густини розрядного струму та інших факторів.

Оскільки в катодній області тліючого розряду присутній значний об'ємний заряд електронів і іонів, то в основу такої теорії має бути покладена теорія Роговського (3.5) і співвідношення густин електронної та іонної компонент спрямованого струму (3.6).

Додатковими даними, необхідними для складання системи рівнянь, повинні слугувати експериментальні криві розподілу потенціалу  $U$  і напруженості електричного поля  $E$  в тліючому розряді (див. рис. 4.1) і умова самостійності газового розряду  $\gamma(e^{cad} - 1) = 1$ , яка, як правило, виконується для катодної області тліючого розряду.

Результатом такої теорії є залежність  $\Delta U_K = f(j_K)$ , яка графічно наведена на рис. 4.2.

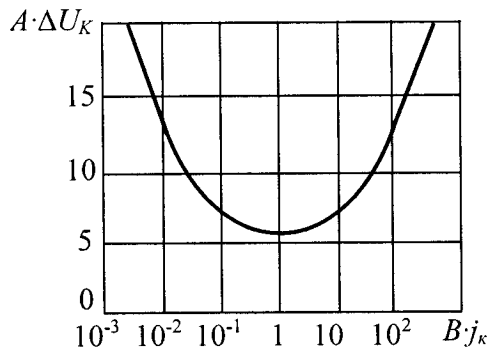


Рисунок 4.2 – Теоретична залежність  $\Delta U_K = f(j_K)$

Константи  $A$  та  $B$ , які входять до масштабів вертикальної горизонтальної осей, залежать від виду газу, матеріалу катода і дорівнюють, відповідно:

$$A = \frac{2C_1}{C_2 \ln(1 + 1/\gamma)}, \quad (4.1)$$

$$B = \frac{\ln(1 + 1/\lambda)}{\varepsilon_0 C_1 C_2^2 p k_i p^2 (1 + \gamma)}, \quad (4.2)$$

де  $C_1$  та  $C_2$  – сталі, які, зазвичай, визначаються експериментально;

$\gamma$  – коефіцієнт поверхневої іонізації Таунсенда;

$p$  – тиск газу;

$k_i$  – рухливість іонів.

В прийнятому на даному рисунку масштабі крива має універсальний характер.

І все ж це не є класичною вольт-амперною характеристикою.

Здавалось би, від залежності  $\Delta U_K(j_K)$  можна множенням густини струму на площу катода перейти до залежності катодного падіння потенціалу від розрядного струму, тобто (в першому наближенні, нехтуючи падінням напруги в стовпі розряду) до вольт-амперної характеристики тліючого розряду.

Однак, в дійсності це можливо лише для правої гілки кривої, яка відповідає режиму повного світіння катода і за якого при зменшенні густини струму  $I_K$  зменшуються значення  $j_K$  та  $\Delta U_K$ .

За деякого значення катодного струму встановлюється густина струму, характерна для нормального тліючого розряду  $j_{Kn}$  і катодний падіння напруги знижується до мінімальної величини, яка дорівнює величині нормального катодного падіння потенціалу  $\Delta U_{K\text{ мин}} \approx \Delta U_K$ , який також притаманний лише режиму нормального тліючого розряду.

Подальше зменшення катодного струму призводить не до зменшення густини струму, а до зменшення площі світіння катода. Ця зміна площі світіння пропорційна зміні струму  $I_K$ , внаслідок чого густина катодного струму залишається незмінною і такою, що дорівнює  $j_{Kn}$ . Незмінною і такою, що дорівнює  $\Delta U_{Kn}$ , залишається і величина катодного падіння.

Реальна вольт-амперна характеристика тліючого розряду наведена на рис. 4.3.

Ділянку  $ab$  цієї характеристики називають областю *нормального тліючого розряду*, а ділянку  $bc$  – областю *аномального тліючого розряду*.

Таким чином, для нормального тліючого розряду характерні деяка постійна нормальна густина струму катода  $j_{Kn}$  і постійне, незалежне від струму, нормальне катодне падіння потенціалу  $\Delta U_{Kn}$ .

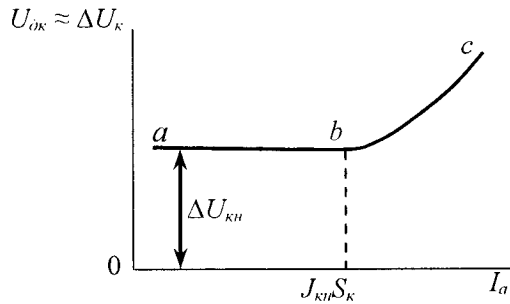


Рисунок 4.3 – Залежність катодного падіння потенціалу  $\Delta U_k$  від розрядного струму  $I_a$  в тліючому розряді

Для аномального тліючого розряду закономірності носять ще більш складний характер і висновки теорії гірше збігаються з експериментом. Тому в такому випадку, зазвичай, для практичних розрахунків використовують емпіричні формули:

$$\Delta U_k = \Delta U_{кн} + \frac{k}{p} (j_k - j_{кн})^{1/2}, \quad (4.3)$$

$$d_k = \frac{a}{\sqrt{j_k}} + \frac{b}{p}, \quad (4.4)$$

де  $k$ ,  $a$  та  $b$  – константи, які залежать від виду газу і матеріалу катода.

Як було відмічено, стовп розряду відіграє пасивну роль в розвитку іонізаційних процесів, які забезпечують існування тліючого розряду. Однак це не означає, що вказана область розряду не має практичного інтересу. Навпаки, робота цілого ряду газорозрядних приладів джерел некогерентного випромінювання, газових лазерів, технологічних плазмових реакторів тощо побудована саме на використанні властивостей стовпа розряду.

## 4.2 Прилади тліючого розряду

### 4.2.1 Стабілітрон тліючого розряду

В стабілітронах тліючого розряду використовується властивість нормального тліючого розряду зберігати величину катодного падіння потенціалу постійною при зміні струму, який протікає через прилад.

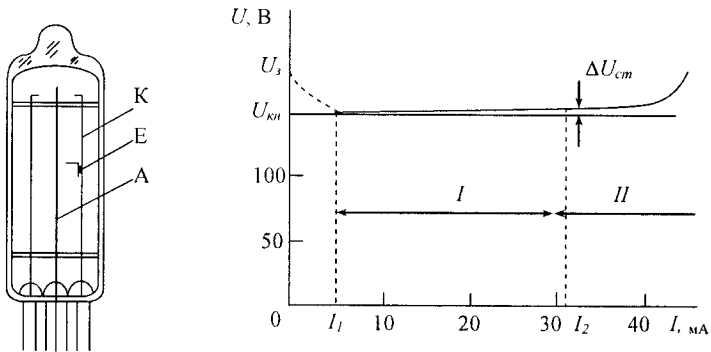


Рисунок 4.4 – Стабілітрон тліючого розряду

Стабілітрон виконують у вигляді скляного балона, в якому розміщені на слоюних або керамічних ізоляторах два металевих електроди у вигляді коаксіальних циліндрів (рис. 4.4): зовнішній циліндр – холодний катод К і тонкий дріт всередині нього – анод А. Катод виготовляється з нікелю, вкритого цезієм або рідкоземельними елементами (Ce, Pr, La, Nd тощо), або з молібдену. Для зниження напруги виникнення розряду  $U_3$  на внутрішній поверхні катода часто розміщують додатковий невеличкий електрод Е. Прилад наповнюється сумішшю інертних газів (найчастіше – Ne або Ne + 1% Ag) до тиску від десятих часток паскаля до декількох кілопаскалей.

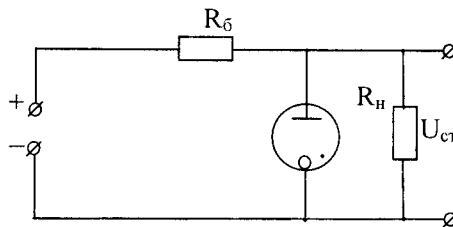


Рисунок 4.5 – Схема включення стабілітрона тліючого розряду

Вольт-амперна характеристика приладу та схема його включення наведені на рис. 4.4 і 4.5. При збільшенні напруги між електродами в момент, коли вона дорівнює  $U_3$ , в стабілітроні виникає тліючий розряд і при подальшому збільшенні напруги джерела живлення збільшується струм, а падіння напруги між електродами стабілітрона залишається майже незмінним, тобто таким, що дорівнює  $U_{\text{KH}}$ . Область I характеристики відповідає нормальному тліючому розряду, а область II – аномальному.

Диференційний опір стабілітрона  $R_i = dU / dI$  визначається на робочій ділянці вольт-амперної характеристики її нахилом, статичний опір приладу дорівнює  $R_i = U / I$ .

Стабілітрони можуть працювати в режимах безпосередньої стабілізації і опорного елемента. В режимі безпосередньої стабілізації (рис. 4.5), згідно з рівнянням Кірхгофа, напруга джерела живлення  $E = U + IR_6$ , а величина струму через прилад  $I = (E - U) / R_6$ .

Коефіцієнт стабілізації для даної схеми є відношення відносної зміни напруги джерела живлення  $dE / E$  до відносної зміни вихідної (стабілізованої) напруги  $dU / U$ .

$$k = \frac{dE}{dU} \frac{U}{E} = \frac{1 + R_6 / R_i}{1 + R_6 / R_c}. \quad (4.5)$$

За наявності навантаження  $R_n$ , яке включається паралельно стабілітрону, вираз (4.5) набуває вигляду:

$$k = \frac{dE}{dU} \frac{U}{E} = \frac{1 + R_6 / R_i + R_6 / R_n}{1 + R_6 / R_c + R_6 / R_n}. \quad (4.6)$$

Основними параметрами стабілітронів є напруга стабілізації  $U_{ст} = U_{кн}$ , напруга виникнення розряду  $U_3$ , мінімальний  $I_1$  та максимальний  $I_2$  струми режиму стабілізації, диференційний  $R_i$  і статичний  $R_c$  опори.

#### 4.2.2 Тиратрони тліючого розряду

Тиратрон тліючого розряду – керований газорозрядний прилад з холодним катодом, в якому виникнення розряду в проміжку анод – катод здійснюється за допомогою керувальних електродів – «сіток».

За способом керування напругою виникнення розряду тиратрони поділяють на тиратрони із струмовим і потенціальним керуванням.

Тиратрон із струмовим керуванням (рис. 4.6) – триелектродний прилад, що має циліндричний, найчастіше нікелевий, активований цезієм, катод К, анод з молібденового дроту А і сітку С, виконану у вигляді циліндра, що охоплює анод. Якщо подати напругу між катодом і сіткою – в приладі виникає розряд в допоміжному проміжку (катод – сітка) зі струмом в декілька десятків мікроампер. Утворені в розряді заряджені частинки полегшують «пробій» основного газорозрядного проміжку (катод – анод). Зміною струму  $I_c$  в допоміжному проміжку можна регулювати напругу виникнення розряду  $U_3$  в основному. Пускова характеристика тиратрона  $U_3 = f(I_c)$  наведена на рис. 4.6. Анодна характеристика тиратрона  $U_a = f(I_a)$  подібна характеристиці стабілітрона.

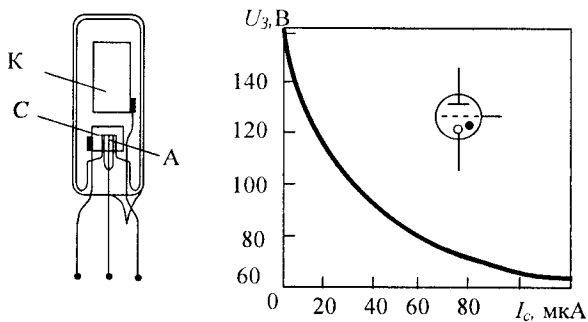


Рисунок 4.6 – Тиратрон зі струмовим керуванням

Потенціальний спосіб керування виникненням розряду може бути здійснений, наприклад, в системі електродів, показаних на рис. 4.7. Катод К з молібденового дроту вигнутий в центральній його частині для кращої фіксації підготовчого (допоміжного) розряду, анод А – у вигляді траверси. Між катодом і анодом розташовують дві пластини з отворами по осі розряду  $C_1$  (допоміжний електрод) і  $C_2$  (керівний електрод). Електроди  $C_1$  та  $C_2$  називають також «сітками».

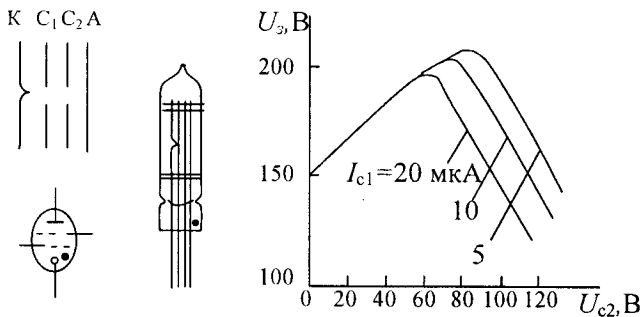


Рисунок 4.6 – Тиратрон із потенціальним керуванням

На першу сітку  $C_1$  подається позитивний відносно катода потенціал, який забезпечує стійкий підготовчий розряд із струмом  $I_{c1}$  (десятки мікроампер). Цей розряд є джерелом електронів. Друга сітка  $C_2$  регулює величину напруги виникнення розряду  $U_3$  в основному проміжку. Графік залежності  $U_3 = f(U_{c2})$  називається пусковою характеристикою даного приладу. Анодна характеристика – характеристика нормального тліючого розряду.

Основними параметрами тиратронів тліючого розряду є падіння напруги між катодом і іншими електродами при проходженні струму через тиратрон, максимальне значення анодного струму, час відновлення електричної міцності, контрольні точки пускових характеристик і довговічність.

Тиратрони широко використовуються в комутувальних, реєструвальних та інших схемах.

### 4.3 Контрольні питання та задачі

1. Поясніть структуру катодної області тліючого розряду. Чому саме катодна область визначає можливість існування тліючого розряду та основні його параметри?

2. Як можна пояснити існування двох принципово різних видів тліючого розряду: нормального та аномального?

3. Два іонних прилади тліючого розряду мають циліндричні катоди, які виготовлені з одного матеріалу, довжиною 5 та 10 см і діаметром 2 та 4 см, відповідно. Струм меншої за розмірами лампи змінюється від 5 до 50 мА. Який максимальний струм можна отримати від більшої лампи, якщо обидві лампи наповнені одним і тим же газом при однакових тисках.

4. Стабілітрони тліючого розряду (для збільшення напруги стабілізації) можна включати послідовно, а паралельне включення цих приладів (наприклад, для збільшення струму) є недоцільним. Поясніть це.

5. В чому полягає принципова відмінність між тиратронами із струмовим і потенціальним керуванням? Чому потенціальне керування моментом виникнення основного розряду вважається кращим?

6. Тиратрон тліючого розряду МТХ-90 (із струмовим керуванням) має такі дані:

напруга виникнення основного розряду  $U_{3a} = 140$  В при  $I_c = 5$  мкА; робоча напруга на аноді  $U_{a\text{роб}} = 140$  В; напруга виникнення допоміжного розряду  $U_{3c} = 80$  В; робоча напруга на сітці  $U_{c\text{роб}} = 50$  В.

Визначити опір резистора навантаження в анодному колі  $R_n$ , опір обмежувального резистора в електричному колі сітки  $R_c$  та вхідну напругу, якщо струм в анодному навантаженні  $I_a = 20$  мА, напруга джерела живлення анодного кола  $E_a = 140$  В.



## 5 ДУГОВІ РОЗРЯДИ

### 5.1 Самостійний дуговий розряд. Основні властивості і параметри

Катодний падіння потенціалу в тліючому розряді забезпечує два процеси, однаково важливих для горіння розряду:

- 1) прискорення електронів, що виходять з катода, та надання їм енергії, необхідної для іонізації атомів газу, розвитку електронних лавин;
- 2) прихід на катод позитивних іонів, створення вторинної емісії електронів під дією іонного бомбардування.

При переході від нормального тліючого розряду до аномального і подальшому збільшенні струму  $I_a$  відбувається зростання катодного падіння напруги  $\Delta U_k$  і зменшення протяжності даної ділянки розряду  $d_k$ . Це призводить до зростання градієнта потенціалу в катодній області і відповідно до збільшення енергії іонів, бомбардуючих катод. Основна частина цієї енергії передається катоду у вигляді теплоти.

За значних розрядних струмів, близьких до струмів, які відповідають точці  $e$  (див. рис. 1.4), нагрівання катода стає доволі сильним. При цьому, внаслідок природної неоднорідності і різних умов охолодження окремих ділянок катода, один з них нагрівається сильніше за інші і за рахунок нагрівання починає емітувати додаткову кількість електронів. Збільшення емісії з даної ділянки призводить до утворення більш інтенсивної місцевої лавини, і, відповідно, до подальшого збільшення кількості іонів, що бомбардують дану ділянку.

В результаті розряд стягується на катоді в пляму дуже малих розмірів, яку називають *катодною плямою*. При цьому визначальною стає уже термоелектронна емісія, а не  $\gamma$ -процеси. В трубці встановлюється нова форма газового розряду – *самостійний дуговий розряд*, для якого характерним є розподіл потенціалу між електродами, наведений на рис. 5.1.

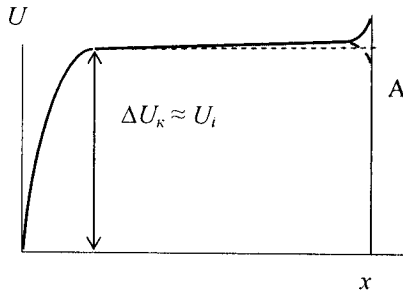


Рисунок 5.1 – Розподіл потенціалу по довжині дугового розряду

Як і в тліючому розряді, безпосередньо перед катодом розташовується область катодного падіння потенціалу. Однак, якщо в тліючому розряді протяжність такої ділянки становить кілька довжин вільного пробігу електронів, то при дуговому розряді її ширина приблизно дорівнює середній довжині пробігу даних частинок. Величина катодного падіння потенціалу в дуговому розряді набагато менша, ніж в тліючому. Вона приблизно дорівнює потенціалу іонізації газу, яким наповнюється прилад.

Можливість горіння розряду за таких значень  $\Delta U_k$  обумовлена такими обставинами. По-перше, в результаті зменшення протяжності ділянки катодного падіння потенціалу електрони, що виходять з катода, проходять її практично без зіткнень з атомами газу і відповідно накопичують енергію  $eU$ , достатню для іонізації газу. Рух іонів до катода відбувається також майже без зіткнень з атомами, без витрати енергії, тобто кожен іон приносить на катод всю потенціальну енергію, яку отримує при проходженні ділянки катодного падіння потенціалу. По-друге, для підтримання високої температури катодної плями важлива не енергія кожного окремого іона, який летить на катод, а сумарна енергія іонів, що приходять до катодної плями. Щільність енергії виявляється достатньо великою, оскільки при переході до дугового розряду сильно збільшується струм і особливо густина струму в катодній плямі.

Разом з тим, катодне падіння потенціалу не може бути суттєво меншим за потенціал іонізації  $U_i$  газу, який наповнює відповідний прилад, оскільки електрони, що прискорюються полем катодного падіння потенціалу, повинні інтенсивно іонізувати газ на зовнішній границі ділянки катодного падіння потенціалу.

Стовп дугового розряду, який розташовується за областю катодного падіння потенціалу і, який займає майже увесь розрядний проміжок, якісно аналогічний стовпу тліючого розряду. Кількісні відмінності пов'язані тут лише з тим, що густина струму в дуговому розряді значно вища за густину струму у тліючому розряді.

В анодній області, залежно від розмірів, форми, матеріалу і температури анода, а також від деяких інших факторів, може спостерігатись підйом кривої розподілу потенціалу (позитивне анодне падіння потенціалу), спадання кривої (негативне анодне падіння потенціалу) або, як окремих випадок, горизонтальний хід такої кривої.

Таким чином, напруга горіння дугового розряду, яка складається з катодного падіння потенціалу  $\Delta U_k$ , падіння напруги в стовпі  $E_l$  та анодного падіння потенціалу  $\Delta U_a$ , значно менша, ніж у тліючому розряді.

Зменшення напруги на трубі при переході від тліючого розряду до дугового відбувається автоматично за рахунок збільшення падіння на баластному опорі при збільшенні струму.

Розглянутий механізм емісії електронів з катода дугового розряду може мати місце лише при тугоплавких катодах типу вольфрамового або

графітового. Такі катоди здатні нагріватися до температур порядку 3000 K і давати густину струму в сотні тисяч амперів на квадратний метр.

При легкоплавких катодах, зокрема в рідинному ртутному катоді, таке сильне нагрівання катодної плями неможливе, оскільки енергія буде витрачатися на випаровування матеріалу катода, тому вважається, що при легкоплавких катодах має місце емісія електронів під дією сильного електричного поля (електростатична або автоелектронна емісія). Утворенню сильного електричного поля біля катода сприяє інтенсивне випаровування матеріалу катода, яке створює біля катода високий тиск пари. При цьому середня довжина вільного пробігу електронів, а відповідно і протяжність ділянки катодного падіння потенціалу зменшується до величин порядку  $10^{-7}$  м, що при  $\Delta U_k = 10 - 20$  В дає середню напруженість поля в катодній області близько  $10^8$  В/м, достатню для інтенсивної електростатичної емісії.

Це твердження експериментально підтверджується тим, що при ртутному дуговому розряді світиться не катодна пляма, а газ над поверхнею ртуті, а температура ртуті безпосередньо під плямою становить приблизно 200 °С.

При аналізі процесів в катодній області дугового розряду, так само, як і при аналізі процесів в катодній області тліючого розряду, необхідно враховувати наявність значного об'ємного заряду електронів і позитивних іонів. Через це вихідним рівнянням для побудови кількісної теорії повинно бути рівняння Пуассона, яке записується для найпростішого випадку плоских електродів у вигляді

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{1}{\epsilon_0}(\rho_i + \rho_e). \quad (5.1)$$

Виражаючи густину заряду через густину струму і швидкість руху електронів і іонів, отримаємо

$$\frac{d^2U}{dx^2} = -\frac{1}{\epsilon_0} \left( \frac{j_i}{v_{ix}} - \frac{j_e}{v_{ex}} \right). \quad (5.2)$$

Швидкість руху електронів і іонів можна визначити через пройдену ними різницю потенціалів:

$$v_{ex} = \sqrt{\frac{2e}{m_e} U}, \quad v_{ix} = \sqrt{\frac{2e}{m_i} (\Delta U_k - U)}.$$

З урахуванням цих співвідношень рівняння (6.2) записується у вигляді

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{1}{\varepsilon_0} \left[ \frac{j_c}{\sqrt{\frac{2e}{m_e} U}} - \frac{j_i}{\sqrt{\frac{2e}{m_i} (\Delta U - U)}} \right]. \quad (5.3)$$

Граничними умовами для розв'язання цього рівняння будуть такі: при  $x = 0$   $U = 0$  (за умовою відліку потенціалу), при  $x = d_k$   $U = \Delta U_k$  і  $dU/dx = 0$  (оскільки до цієї границі катодної області підходить плазма, в якій градієнт потенціалу близький до нуля).

Для точок, розташованих біля поверхні катода ( $x = 0$ ), розв'язком цього рівняння буде вираз

$$\frac{d^2U}{dx^2} = E_k^2 = \frac{2\sqrt{2}}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m_e \Delta U_k}{e}} j_c \left( \frac{j_c}{j_i} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} - 1 \right). \quad (5.4)$$

Цей вираз показує, що різним напруженостям електричного поля  $E_k$  біля поверхні катода повинно відповідати різне співвідношення густин електронного і іонного струмів. Так, за  $E_k = 0$  повинно мати місце співвідношення

$$\frac{j_c}{j_i} \sqrt{\frac{m_i}{m_e}} - 1 = 0$$

або

$$\frac{j_c}{j_i} = \sqrt{\frac{m_i}{m_e}}. \quad (5.5)$$

## 5.2 Несамостійний дуговий розряд

Розряд, аналогічний розглянутому самостійному дуговому розряду, можна отримати, використавши в приладі катод, що нагрівається зовнішнім джерелом енергії (металічний, частіше оксидний катод). Вольтамперна характеристика такого розряду показана на рис. 5.2. При напругах між електродами, менших за потенціал іонізації, через прилад проходить електронний струм, аналогічний струму в вакуумному діоді (ділянка  $0a$ ). Зв'язок між струмом і напругою на цій ділянці характеристики можна приблизно (оскільки мають місце зіткнення електронів з атомами газу) знайти за законом степені  $3/2$ .

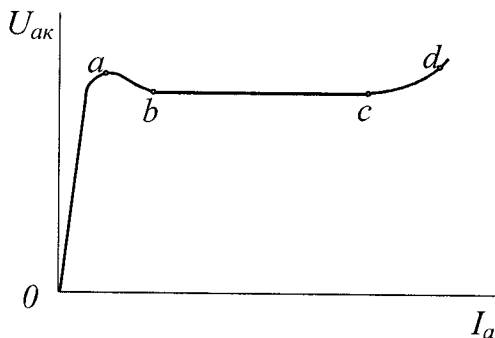


Рисунок 5.2 – Вольт-амперна характеристика несамостійного дугового розряду

При напрузі між електродами, близькій до потенціалу іонізації (точка  $a$ ), в міжелектродному просторі формується плазма, границя якої, як і при самостійному дуговому розряді, підходить близько до катода. Безпосередньо біля катода розташовується область катодного падіння потенціалу  $\Delta U_k$ , величина якого близька до потенціалу іонізації атомів газу, що наповнює прилад. Схожість такого розряду з самостійним дуговим розрядом визначила його назву – *несамостійний дуговий розряд*.

Невеличке зменшення напруги між катодом і анодом, яке призводить до появи на вольт-амперній характеристиці порогу виникнення розряду (ділянка  $ab$ ), пов'язане з перерозподілом потенціалу в міжелектродному проміжку, а також з процесом ступінчастої іонізації, яка виникає при збільшенні струму.

Ділянка  $bc$  характеристики відповідає режиму, за якого анодний струм  $I_a$  менший за струм емісії катода. Надлишковий об'ємний заряд біля катода створює слабе гальмувальне електричне поле (аналогічно гальмувальному полю в вакуумному діоді в режимі просторового заряду).

Беручи  $E_k \approx 0$ , з формули (5.4) отримуємо співвідношення густин електронного і діркового струмів на катоді:

$$j_e / j_i = \sqrt{m_i / m_e},$$

яке показує, що в несамостійному дуговому розряді основна частка струму переноситься електронами. Роль позитивних іонів зводиться до того, що вони, нейтралізуючи майже у всьому розрядному проміжку об'ємний заряд електронів, створюють умови гарної електропровідності.

Точка  $c$  характеристики відповідає анодному струму  $I_a$ , що дорівнює струму емісії. Подальше зростання анодного струму призводить до збільшення катодного падіння потенціалу, а, відповідно, і всього падіння

напруги на розряді (ділянка  $cd$ ). Збільшення  $\Delta U_k$  супроводжується посиленням іонізації і появою прискорювального поля біля поверхні катода. В результаті дії ефекту Шоттки (зниження потенціального бар'єру для електронів під дією зовнішнього електричного поля) зростає струм емісії, що дає можливість роботи з підвищеними анодними струмами.

На практиці, в реальних приладах робота на ділянці  $cd$  не рекомендується, оскільки збільшення  $\Delta U_k$  і поява прискорювального поля біля катода призводять до швидкого виходу з ладу катодів таких приладів.

### 5.3 Дюгові газорозрядні джерела світла

На відміну від теплових джерел світла (ламп розжарення, наприклад), у яких джерелом випромінювання є розжарене тіло або середовище, в газорозрядних джерелах світла використовується випромінювання міжелектродного проміжку. Завдяки значно вищій економічності і довговічності, ніж у ламп розжарення, газорозрядні джерела світла широко використовуються для освітлення.

В наш час все ще досить широко застосовуються люмінесцентні «лампи денного світла», в яких світіння люмінофора збуджується ультрафіолетовим випромінюванням розряду.

Люмінесцентна лампа – скляна циліндрична розрядна трубка (рис. 5.3), наповнена інертним газом і дозованою кількістю ртуті, внутрішня поверхня якої вкрита люмінофором. Лампи найчастіше наповнюються аргонном при тиску в декілька сотень паскалів. Електроди, що впаєні на кінцях трубки, – вольфрамові спіралі, вкриті оксидом, які розігріваються за рахунок енергії, що виділяється в процесі розряду.

На даному рисунку наведено також схему включення лампи Л в мережу змінного струму, де Д – дросель, С – стартер. Як останній найчастіше використовується мініатюрна неонові лампа тліючого розряду з біметалевими електродами. В момент включення на електроди стартера подається повна напруга мережі і в лампі С виникає тліючий розряд. В електричному колі починає протікати струм, який розігріває електроди лампи Л. Одночасно, розігріваючись, біметалеві пластинки вигинаються і замикаються. Розряд в стартері згасає, електроди охолоджуються і розмикаються. Миттєве роз'єднання електричного кола викликає появу на дроселі Д зворотної ЕРС, імпульс якої запалює люмінесцентну лампу. При ввімкненій таким чином лампі напруга на ній і на стартері становить близько половини мережевої, стартер вимкнутий і в роботі схеми участі не бере.

Окрім аргону в лампах використовують і інші інертні гази (неон, гелій), а також різні газові суміші, які дозволяють змінювати колір світіння, яскравість і світловіддачу таких ламп.

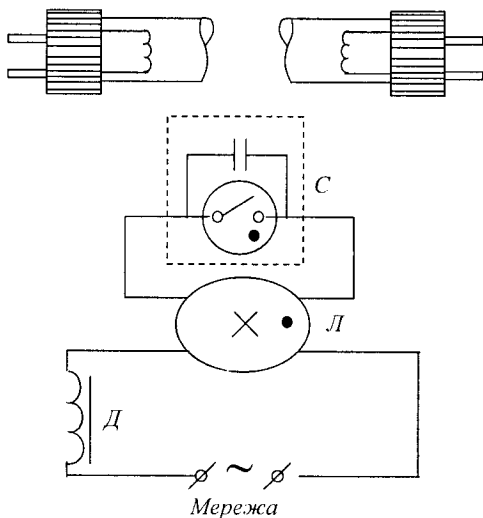


Рисунок 5.3 – Люмінесцентна газорозрядна лампа та схема її включення в мережу змінного струму

#### 5.4 Контрольні питання та задачі

1. Поясніть механізм переходу від тліючого розряду до дугового. В чому полягає суттєва різниця між цими видами газового розряду?
2. Чому, на Вашу думку, в електронних приладах частіше використовують саме несамостійний дуговий розряд? В чому Ви бачите його переваги?
3. Поясніть роль позитивних іонів в процесі запалювання і горіння несамостійного дугового розряду.
4. В потужних приладах дугового розряду застосовують рідинні (ртутні) катоди. Вважаючи, що довжина вільного пробігу електронів у такому приладі становить  $\tau \approx 1 \cdot 10^{-6}$  см, показати, що вихід електронів з такого катода може бути зумовлений автоелектронною (електростатичною) емісією.

## 6 ГАЗОВІ РОЗРЯДИ ВИСОКОГО ТИСКУ ТА ВИСОКОЧАСТОТНІ РОЗРЯДИ

### 6.1 Іскровий розряд

Іскровий розряд виникає при високих тисках газу, близьких до атмосферного або вищих за нього. В цих умовах напруга виникнення самостійного розряду висока. Однак, після іскрового пробою розрядного проміжку його опір різко зменшується, виникає сильний струм, який призводить до перерозподілу падінь напруги в електричному колі. На розрядний проміжок припадає незначна напруга. Основна її частина спадає на опорі електричного кола і на внутрішньому опорі джерела напруги.

При невеликій потужності джерела напруги (великому внутрішньому опорі) після проходження короткочасного імпульсу струму розряд згасає, напруга на електродах знову зростає і картина іскрового пробою повторюється. Час зростання напруги і інтенсивність іскрового розряду тим більші, чим більша ємність між електродами іскрового проміжку. Це може бути власна ємність або ємність додаткового конденсатора. В останньому випадку розряд називають конденсованим.

При великій потужності джерела напруги (невеликому опорі електричного кола) катод сильно нагрівається, починається термоелектронна емісія з його поверхні і розряд переходить в дуговий.

За зовнішнім виглядом іскровий розряд являє собою пучок яскравих звивистих смужок (каналів), які проходять крізь розрядний проміжок. В деяких випадках ці світлі смужки обриваються в розрядному проміжку і не доходять до другого електрода. Таким чином, на відміну від стовпа тліючого або дугового розряду розрядний проміжок при іскровому розряді є неоднорідним.

Згідно з розрахунками і пірометричними вимірюваннями температура газу в каналі іскрового розряду досягає 10000 °С. Таке різке підвищення температури газу впродовж невеликого часу іскрового розряду викликає дуже сильне миттєве (вибухове) збільшення тиску газу. Це і є причиною характерних для іскрового розряду звукових ефектів у вигляді потрiскування, гучного клацання та гуркоту грому при блискавці, яка являє собою іскровий розряд великої потужності.

Експериментальне дослідження іскрового розряду за допомогою надшвидкісного фотографування (камера Бейса) виявило, що в міжелектродному проміжку під час виникнення іскрового розряду утворюються як окремі електронно-іонні лавини, так і більш щільні утворення іонізованих частинок, які поширюються зі швидкістю, яка значно перевищує швидкість поширення звичайної лавини. Ці утворення називають *стримерами*.



При іскровому розряді спостерігаються стримери, які народжуються біля анода і просувуються до катода (позитивні стримери), і стримери, які просувуються до анода (негативні стримери).

На відміну від теорії електронних лавин Таунсенда, розробленої для області низьких тисків, яка розглядає розвиток розряду як багаторазове нарощування лавин, стримерна теорія іскрового розряду є теорією однолавиного пробою.

Найбільш просто утворення негативного стримера можна пояснити за допомогою рис. 6.1.

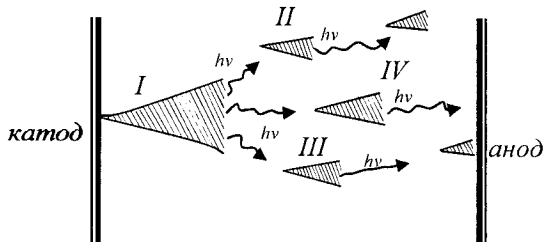


Рисунок 6.1 – Схема утворення негативного стримера

Нехай під дією будь-якого зовнішнього фактора біля катода з'являється електрон. Рухаючись в сильному електричному полі, яке утворено анодною напругою, він сприяє народженню електронно-іонної лавини I. Інтенсивна іонізація газу в лавині приводить до покращення його електропровідності і зменшення падіння напруги на цій ділянці газу. Відповідно зростає напруга і напруженість електричного поля в просторі перед лавиною (між її «головою» і анодом).

Розвиток лавини в умовах високих тисків супроводжується нагріванням газу до високих температур і його світінням. Світіння викликається також рекомбінацією електронів і іонів в об'ємі.

Фотони поширюються по всіх напрямках від лавини (зокрема і вперед), викликаючи фотоіонізацію атомів газу і породжуючи тим самим нові лавини II, III, IV. При цьому виникнення нових (вторинних) лавин найбільш вірогідне перед «головою» основної лавини, де напруженість поля підвищена. Випромінювання вторинних лавин приводить до появи перед ними третинних лавин, які зливаються в потужний стример, що швидко поширюється в напрямку анода.

Дещо інакше розвивається позитивний стример. Його народження розпочинається в момент, коли «голова» основної лавини досягає анода і електрони переходять в зовнішнє електричне коло, а перед анодом утворюється надлишковий об'ємний заряд позитивних іонів. В такому випадку напруженість поля збільшується за лавиною, в просторі катод –

об'ємний заряд іонів. Вторинні електронні лавини, що народжуються в об'ємі внаслідок фотоіонізації, під дією поля спрямовуються до каналу першої лавини, нарощуючи позитивний об'ємний заряд та просуваючи його до катода. Формується канал позитивного стримера. Коли позитивний стример досягає катода, в утворений ним канал спрямовуються електрони, вибиті з катода за рахунок  $\gamma$ -процесів. Нейтралізуючи позитивний об'ємний заряд в каналі стримера, вони ніби формують ділянку плазми, наближуючи тим самим катод до анода. На цій ділянці з підвищеною напруженістю поля отримує розвиток нова лавина, що народжує новий позитивний стример. Ступінчасте поширення стримера продовжується до тих пір, поки анод і катод не виявляться з'єднаними неперервною ниткою плазми. В цей момент опір проміжку різко зменшується, струм крізь нього збільшується і в подальшому відбувається або перехід в дуговий розряд (за великої потужності джерела живлення), або повторення процесу іскрового розряду.

## 6.2. Коронний розряд

Коронний розряд є самостійним розрядом, який виникає при достатньо великих тисках газу (близьких до атмосферного) в тих випадках, коли електричне поле в розрядному проміжку дуже неоднорідне внаслідок малого радіуса кривизни одного або обох електродів. Іонізація відбувається лише в більш або менш тонкому шарі біля одного електрода з малим радіусом кривизни. Цей шар називають «короною» або коронувальним шаром. Початкова напруженість поля корони  $E_k$  залежить як від радіуса коронувального електрода, так і від природи та щільності газу. В розрядній області чітко спостерігаються дві області (рис. 6.2): коронувальний (той, що світиться) шар 1 і темна, так звана, зовнішня область розряду 2. Проходження струму в останній здійснюється за рахунок перенесення зарядів іонами. Зовнішня область визначає струм розряду. Напруженість поля в ній невелика, а ударна іонізація практично відсутня.

З підвищенням напруги на розрядному проміжку розміри коронувальної області зростають, збільшується яскравість її світіння і струм розряду.

Струм коронного розряду можна знайти з розв'язання рівняння Пуассона для зовнішньої області. Для коаксіальних електродів це дає формулу вольт-амперної характеристики

$$I = \frac{2\mu U(U - U_s)}{r_b^2 \ln \frac{r_b}{r_a}}, \quad (6.1)$$

де  $\mu$  – рухливість носіїв заряду у зовнішній області;

$U$  – напруга на розрядному проміжку;

$U_s$  – напруга запалювання коронного розряду;

$r_a$  і  $r_b$  – радіуси внутрішнього і зовнішнього електродів, відповідно.

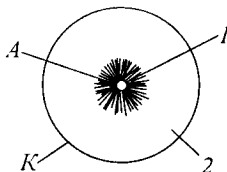


Рисунок 6.2 – Зовнішній вигляд коронного розряду з коаксіальними електродами

Як уже було зазначено, коронувальним електродом може бути будь-який електрод з малим радіусом кривизни. *Корона* називається *негативною*, якщо електрод малого радіусу є катодом, і *позитивною* при позитивному потенціалі на коронувальному електроді. Якщо два електроди мають малий радіус кривизни, вони обидва оточені короною (двополярна корона). Напруженість електричного поля при коаксіальних електродах максимальна біля внутрішнього електрода і падає при віддаленні від нього.

Коли внутрішній електрод є катодом, з його поверхні може бути вибитий електрон (іонно-електронна емісія), який в сильному електричному полі дасть початок електронній лавині. Одночасно з іонізацією атомів відбувається і їх збудження, атому область навколо катода є джерелом випромінювання (світіння). Кванти даного випромінювання, взаємодіючи з катодом, викликають додаткову емісію електронів з його поверхні (фотоелектронна емісія), збільшуючи потужність утворених електронних лавин. Є підстави вважати, що причиною вильоту електронів з катода може бути і автоелектронна емісія.

Електричне поле спадає з віддаленням від катода, тому електрони на шляху до анода швидко втрачають свою енергію. Отже, за межами коронувальної області виникає простір, в якому електронні лавини відсутні. Вважається, що тут електрони прилипають до атомів чи молекул газу і утворені таким чином негативні іони дрейфують до анода. Струм анода обмежений негативним об'ємним зарядом дрейфуючих іонів. В електропозитивних газах негативні іони не утворюються і струм у зовнішній області – електронний.

При позитивній короні, коли внутрішній електрод є анодом, випадковий електрод біля нього може утворити лавину.

Позитивні іони доходять до катода і вибивають з нього електрони, які в свою чергу, будуть прискорюватись до анода. Спочатку (у зовнішній області) прискорювальне поле невелике, тому електрони рухаються з

малою швидкістю і прилипають до молекул газу, утворюючи негативні іони. Ті поступово дрейфують до анода, в область все більшої напруженості поля, і при  $E/p > 70 \text{ В/(мПа)}$  негативні іони руйнуються і вільні електрони, що відділилися, дають початок електронній лавині у бік анода.

Значно ймовірнішим, порівняно з описаним механізмом, є процес фотоіонізації газу випромінюванням позитивної корони, що дає лавину, яка втягується до анода і своїм позитивним кістячком неначе збільшує його розміри.

Струм в коронному розряді обмежений зарядом іонів, які дрейфують у зовнішній області. Зовнішня область розряду відіграє роль великого баластного опору і стабілізує коронний розряд, який може, в результаті, стійко протікати без обмеження зовнішнім колом. Оскільки рухливість носіїв заряду вища в разі негативної корони, вольт-амперна характеристика розряду (рис. 6.3) з негативною короною за інших рівних умов буде крутішою (крива 1), ніж для розряду з позитивною короною (крива 2).

Струм у зовнішній області двополярного розряду є сумою струмів негативних і позитивних іонів.

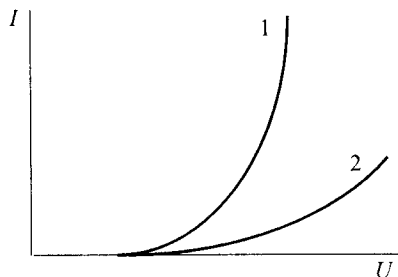


Рисунок 6.3 – Вольт-амперна характеристика коронного розряду

Коронний розряд використовують в електрофільтрах, лічильниках заряджених частинок, високовольних стабілізаторах напруги та ряді інших іонних приладів.

### 6.3 Стабілітрони коронного розряду

Стабілітрони коронного розряду використовують у тих випадках, коли необхідна висока стабільна напруга при незначному споживанні струму (стабілізація напруги живлення фотоелектронних помножувачів, електронно-променевих трубок тощо).

На рис. 6.4 наведено структуру та вольт-амперну характеристику такого приладу.

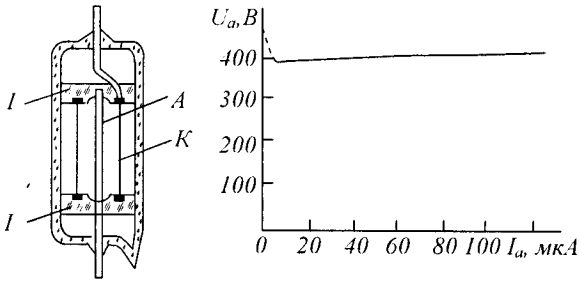


Рисунок 6.4 – Стабілітрон коронного розряду

Катод  $K$  і анод  $A$  стабілітронів коронного розряду, зазвичай, виготовляють у вигляді двох коаксіальних циліндрів, закріплених керамічними ізоляторами  $I$ . Поверхні нікелевих електродів, особливо анода, ретельно обробляють для усунення будь-яких проявів жорсткості. Важливою є також висока точність геометричної форми і взаємного розташування електродів (осьова симетрія). Електроди розташовують в балоні, який наповнений воднем до тиску порядку  $10^4$  Па.

В стабілітронах коронного розряду використовується позитивна корона, тобто коронувальним електродом є анод.

Слід зазначити, що падіння напруги в стабілітроні коронного розряду в кілька разів більший, а струм крізь нього у сотні разів менший, ніж в стабілітронах тліючого розряду. Сила струму коронного розряду, як відомо, залежить від прикладеної напруги, від форми електродів і відстані між ними, від природи і щільності газу. Розряд не потребує для його підтримання будь-яких зовнішніх іонізаторів.

Залежність струму від напруги в такому приладі описується формулою (6.1), яка з урахуванням використання тут лише позитивної корони, може бути подана таким чином

$$I = \frac{2\mu U_a (U_a - U_k)}{r_k^2 \ln \frac{r_k}{r_a}}, \quad (6.2)$$

де  $\mu$  – рухливість носіїв заряду у зовнішній області;

$U_k$  – початкова напруга коронного розряду;

$U_a$  – анодна напруга;

$r_k$  і  $r_a$  – радіуси катода та анода, відповідно.

Нахил вольт-амперної характеристики зменшується зі зростанням співвідношення  $r_k/r_a$  та із збільшенням рухливості іонів.

## 6.4 Високочастотні розряди

При подачі на електроди змінної напруги картина розряду змінюється, причому характер цієї зміни визначається частотою змінної напруги.

При низьких частотах розряд аналогічний розряду в постійному електричному полі, в якому періодично змінюється положення катодних і анодних частин. Відмінністю є лише трохи вищий ступінь іонізації на початку кожного півперіоду за рахунок залишкової іонізації від розряду, що протікав протягом попереднього півперіоду.

Зі збільшенням частоти характер змінення стає іншим. Починаючи з деякої критичної частоти, різні області не встигають перебудуватися протягом кожного півперіоду і розряд стає симетричним – його не можна розкласти в часі на два протилежно орієнтовані у просторі розряди.

Критична частота, що відповідає початку переходу до *високочастотного розряду*, залежить від типу розряду. Для таусендівських лавин тліючого розряду вона відповідає приблизно 10 кГц, для іскрового розряду – 10 МГц. У дуговому розряді обидва електроди розігріваються однаково і розряд є симетричним при частотах 0,1 – 1 кГц.

З подальшим підвищенням частоти розряд незалежно від його форми проходить два характерних стани. Спочатку амплітуда зміщення важких частинок стає меншою від лінійних розмірів розрядної трубки (плазмового реактора), і вони не бомбардують електроди. Потім, при вищих частотах, аналогічна ситуація складається і для електронів, і з цього моменту розряд переходить у *надвисокочастотний розряд*. В останньому випадку іони можна вважати нерухомими і розглядати лише коливання електронів, зводячи роль позитивних іонів до утворення поля позитивного об'ємного заряду.

Особливістю високочастотного розряду є слабка залежність більшості його типів від процесів на електродах. Розряд може існувати і тоді, коли електроди винесені за межі розрядної трубки або при його збудженні змінним магнітним полем соленоїда, коли електроди взагалі відсутні.

Високочастотні розряди на даний час досить широко використовуються на практиці, зокрема, в енергоекономних освітлювальних лампах, а також в сучасній мікро- та наноелектронній технології, де плазма високочастотного розряду є джерелом хімічно активних частинок, які використовуються в плазмохімічних процесах формування функціонального рельєфу поверхні майбутньої мікросхеми.

## 6.5 Контрольні питання та задачі

1. Чому іскровий розряд відносять до однолавинок розрядів?
2. Що таке стример? Чому стример може бути позитивним і негативним?

3. Чому при коаксіальних електродах корона виникає поблизу внутрішнього електрода незалежно від полярності поданої на неї напруги?

4. Особливістю коронного розряду є те, що він може збуджуватись і існувати навіть без використання баластного опору. Поясніть це.

5. Нарисуйте принципову електричну схему високовольтного стабілізатора напруги і обґрунтуйте її.

6. Чому, на Вашу думку, саме високочастний розряд є на даний час основним джерелом плазми для плазмохімічної технології мікро- та наноелектронних приладів?

## ЛІТЕРАТУРА

1. Фізичні основи електронної техніки / З. Ю. Готра, І. Є. Лопатинський, Б. А. Лукіянець та ін. – Львів : Бескид Біт, 2004. – 808 с.
2. Кравченко Ю. С. Вакуумна та плазмова електроніка. Вакуумна електроніка : навчальний посібник / Кравченко Ю. С. – ВНТУ, 2010. – 67 с.
3. Соболев В. Д. Физические основы электронной техники / Соболев В. Д. – М. : Высшая школа, 1979. – 448 с.
4. Райзер Ю. П. Физика газового разряда / Райзер Ю. П. – М. : Наука, Гл. ред. физ.-мат. лит., 1987. – 592 с.
5. Морозова И. Г. Физика электронных приборов / Морозова И. Г. – М. : Атомиздат, 1980. – 392 с.
6. Дулин В. Н. Электронные приборы / Дулин В. Н. – М. : Энергия, 1977. – 424 с.
7. Электронные приборы / Под ред. Г. Г. Шишкина – М. : Энергоатомиздат, 1989. – 496 с.
8. Линч П. Задачи по физической электронике (с решениями и комментариями) / П. Линч, А. Николаидес. – М. : Мир, 1975. – 264 с.
9. Терехов В. А. Задачник по электровакуумным и полупроводниковым приборам. / Терехов В. А. – М. : Энергоатомиздат, 1983. – 280 с.



Додаток А  
Фізичні сталі плазмової електроніки

Таблиця А.1 – Фундаментальні фізичні сталі

Стала Планка, $h$	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ $4,14 \cdot 10^{-15} \text{ еВ} \cdot \text{с}$
Стала Больцмана, $k$	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{К}$ $0,86 \cdot 10^{-4} \text{ еВ} / \text{К}$
Маса електрона, $m_e$	$9,106 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Заряд електрона, $e$	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Діелектрична проникність вакууму, $\epsilon_0$	$8,86 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$
Магнітна проникність вакууму, $\mu_0$	$1,257 \cdot 10^{-8} \text{ Гн/см}$
Швидкість світла, $c$	$2,99778 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$

Таблиця А.2 – Робота виходу деяких матеріалів

Матеріал	Робота виходу, $eV$	Матеріал	Робота виходу, $eV$	Матеріал	Робота виходу, $eV$
Кальцій	2,24	Молібден	4,44	Тантал	4,07
Вуглець	4,0	Нікель	2,77	Торій	3,35
Цезій	1,81	Платина	5,08	Вольфрам	4,52

*Навчальне видання*

**Кравченко Юрій Степанович**

**ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА  
ЕЛЕКТРОНІКА  
ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА**

**Навчальний посібник**

Редактор Т. Старічек

Оригінал-макет підготовлено Ю. Кравченком

Підписано до друку 21.06.2017 р.  
Формат 29,7×42¼. Папір офсетний.  
Гарнітура Times New Roman.

Ум. друк. арк. 2,83

Наклад 50 (1-й запуск 1-20) пр. Зам № 2017-227

Видавець та виготовлювач  
Вінницький національний технічний університет,  
інформаційний редакційно-видавничий центр.

ВНТУ, ГНК, к. 114.

Хмельницьке шосе, 95,  
м. Вінниця, 21021.

Тел. (0432) 59-85-32, 59-87-38.

**press.vntu.edu.ua;**

*Email:* [kivc.vntu@gmail.com](mailto:kivc.vntu@gmail.com).

Свідцтво суб'єкта видавничої справи  
серія ДК № 3516 від 01.07.2009 р.