

КИЇВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

С.М. ЛЕВИТСЬКИЙ

# ФІЗИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА

Підручник

*Затверджено  
Міністерством освіти і науки України  
як підручник  
для студентів вищих навчальних закладів*



УДК 621.38:537.5(075.8)

ББК 32.85я73

Л 36

Рецензенти:

акад. НАН України, д-р фіз.-мат. наук, проф., А. Г. Наумовець,  
д-р фіз.-мат. наук, проф., З. В. Стасюк

*Рекомендовано до друку вченою радою радіофізичного факультету  
(протокол №1 від 20 вересня 2004 року)*

**Левитський С.М.**

**Л36**

Фізична електроніка : Підручник. – К.: Видавничо-поліграфічний центр  
"Київський університет", 2005.– 153 с.

ISBN 966-594-681-1

Розглядаються питання, пов'язані з рухом заряджених частинок в електричних і магнітних полях у вакуумі, питання емісійної електроніки, елементарних процесів у газовому середовищі, фізики плазми та газового розряду. У кінці кожного розділу наведено контрольні запитання та задачі.

Для студентів фізичних і фізико-математичних факультетів університетів та вищих технічних навчальних закладів радіоелектронного профілю.

Гриф надано Міністерством освіти і науки України  
Лист 14/18-2292 від 27.10.04

УДК 621.38:537.5(075.8)

ББК 32.85я73

ISBN 966-594-681-1

© С.М. Левитський, 2005

© Київський національний університет імені Тараса Шевченка,  
ВПЦ "Київський університет", 2005

<b>ПЕРЕДМОВА</b> .....	7
<b>1. ЕЛЕКТРОННА БАЛІСТИКА</b> .....	9
1.1. Рух зарядів в однорідному електричному полі .....	9
1.1.1. Енергетика взаємодії електричних зарядів з електричним полем .....	9
1.1.2. Рух зарядів у гальмуючому електричному полі .....	10
1.1.3. Відхилення зарядів поперечним електричним полем .....	11
1.1.4. Рух зарядів у циліндричному конденсаторі .....	12
1.2. Рух зарядів в однорідному магнітному полі .....	13
1.2.1. Обертний рух зарядженої частинки в однорідному магнітному полі .....	14
1.2.2. Відхилення електронного пучка в однорідному магнітному полі .....	15
1.2.3. Магнітні мас-спектрометри та мас-сепаратори .....	16
Контрольні запитання .....	17
Контрольні задачі .....	18
<b>2. ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ РУХУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТНОМУ ПОЛІ</b> .....	19
2.1. Дрейф у магнітному полі .....	19
2.2. Градієнтний дрейф .....	22
2.3. Магнітне дзеркало .....	23
2.4. Магнітна пастка .....	25
2.5. Радіаційні пояси .....	26
Контрольні запитання .....	27
Контрольні задачі .....	27
<b>3. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ З ВИСОКОЧАСТОТНИМИ ЕЛЕКТРИЧНИМИ ПОЛЯМИ</b> .....	28
3.1. Фазове фокусування .....	28
3.2. Уповільнюючі системи .....	29
3.3. Взаємодія електронних потоків з уповільненими біжучими електромагнітними хвилями .....	31
3.4. Лампа біжучої хвилі .....	32
3.5. Лінійний прискорювач .....	33
3.6. Циклотронний резонанс .....	33
3.7. Омегатрон .....	35
3.8. Взаємодія електронів з неуповільненою електромагнітною хвилею .....	36
Контрольні запитання .....	36
Контрольні задачі .....	37

<b>4. ЕЛЕКТРОННА ОПТИКА</b>	<b>38</b>
4.1. Заломлення траєкторії заряду у подвійному електричному шарі	38
4.2. Фокусування зарядів в аксіально-симетричному електричному полі	39
4.3. Імерсійний об'єктив	41
4.4. Імерсійна лінза	42
4.5. Одиночна лінза	42
4.6. Електронна гармата (електронний прожектор) сучасної електронно-променевої трубки	43
4.7. Магнітна лінза	44
4.8. Електронний мікроскоп	47
<i>Контрольні запитання</i>	48
<i>Контрольні задачі</i>	49
<b>5. ПРОСТОРОВИЙ ЗАРЯД</b>	<b>50</b>
5.1. Розбухання пучків заряджених частинок	50
5.2. Способи утримання пучків від розбухання	52
5.3. Просторовий заряд у вакуумному діоді	53
5.3.1. Закон "3/2"	53
5.3.2. Віртуальний катод	56
5.4. Тріод	57
5.5. Робота тріода в динамічному режимі	59
5.6. Тетрод	60
5.7. Пентод	62
<i>Контрольні запитання</i>	65
<i>Контрольні задачі</i>	65
<b>6. ЕМІСІЙНА ЕЛЕКТРОНІКА</b>	<b>67</b>
6.1. Термоелектронна емісія металів	67
6.2. Автоелектронна емісія	69
6.3. Плівкові терmokатоди	71
6.4. Напівпровідникові терmokатоди	72
6.5. Фотоелектронна емісія	74
6.5. Вторинно-електронна емісія	76
6.7. Взаємодія іонів з поверхнею	80
6.7.1. Вторинна іонно-електронна емісія	80
6.7.2. Іонне розпорошування	80
6.7.3. Іонна імплантація	81
6.7.4. Іон-іонна емісія	81
6.8. Термоіонна емісія	81
6.9. Термоелектронний перетворювач енергії	82
<i>Контрольні запитання</i>	83
<i>Контрольні задачі</i>	83

<b>7. ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ ПРИ СПІВУДАРЯННЯХ ЧАСТИНОК.....</b>	<b>85</b>
7.1. Парні пружні співударання.....	85
7.2. Імовірність співударянь. Поперечний переріз. Довжина вільного пробігу.....	87
7.3. Ефективний переріз пружного зіткнення електрона з молекулою газу.....	88
7.4. Кулонівські співударання.....	89
7.5. Явища переносу заряджених частинок у газі. Дифузія та рухливість.....	90
7.6. Непружні співударання.....	92
7.6.1. Перезарядження.....	92
7.6.2. Збудження коливальних і обертальних рівнів.....	93
7.6.3. Збудження електронних рівнів.....	94
7.6.4. Іонізація.....	96
7.6.5. Східчасті процеси.....	97
7.6.6. Деякі особливі випадки іонізації.....	98
7.6.7. Оже-ефект.....	99
7.7. Фотозбудження і фотоіонізація.....	99
7.7.1. Фотозбудження.....	99
7.7.2. Фотоіонізація.....	100
7.8. Налипання електронів.....	100
7.9. Зворотні процеси. Співударання другого роду (надпружні співударання).....	100
7.10. Рекомбінація.....	101
7.10.1. Радіаційна рекомбінація.....	101
7.10.2. Рекомбінація при потрійному співударанні.....	102
7.10.3. Дисоціативна рекомбінація.....	103
7.10.4. Іон-іонна рекомбінація.....	103
7.11. Принцип детальної рівноваги.....	103
Контрольні запитання.....	104
Контрольні задачі.....	105
<b>8. ФІЗИКА ПЛАЗМИ (ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ).....</b>	<b>107</b>
8.1. Квазінейтральність плазми.....	108
8.2. Ленгмюрівська частота плазмових коливань.....	108
8.3. Дебаївський радіус екранування.....	109
8.4. Амбіполярна дифузія.....	110
8.5. Діамагнетизм плазми.....	111
8.6. Електронна температура.....	112
Контрольні запитання.....	114
Контрольні задачі.....	115

<b>9. КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ У ПЛАЗМІ</b>	117
9.1. Діелектрична проникність плазми	117
9.2. Поширення поперечних електромагнітних хвиль у плазмі	119
9.3. Надвисокочастотні методи вимірювання концентрації плазми	121
9.4. Повздовжні електронні хвилі	122
9.5. Іонно-звукові хвилі	124
9.6. Взаємодія електронних пучків із плазмою	125
Контрольні запитання	127
Контрольні задачі	128
<b>10. ЕЛЕКТРИЧНИЙ РОЗРЯД У ГАЗАХ</b>	129
10.1. Таунсендівський розряд	129
10.1.1. Перший коефіцієнт Таунсенда	130
10.1.2. Врахування позитивних іонів	131
10.2. Запалювання самостійного розряду	132
10.3. Встановлення самостійного розряду	134
10.4. Жевріючий розряд	135
10.5. Дуговий розряд	136
10.6. Автоелектронна дуга	137
10.7. Високочастотний розряд	138
Контрольні запитання	139
Контрольні задачі	140
<b>11. ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМИ ТА ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ</b>	141
11.1. Плазма як джерело світла	141
11.2. Використання газорозрядної плазми для одержання високих температур	142
11.3. Іонно-плазмова обробка поверхонь матеріалів	143
11.4. Плазмовий магніто-гідродинамічний генератор	144
11.5. Плазмові монітори	145
11.6. Плазма та проблема керованого термоядерного синтезу	146
Контрольні запитання	149
Контрольні задачі	150
ДОДАТОК 1. Фізичні константи	151
ДОДАТОК 2. Розмірність і співвідношення електричних і магнітних одиниць	152
РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА	153

## ПЕРЕДМОВА

*Електроніка* – це наука про прилади та пристрої, в основу роботи яких покладено рухи заряджених частинок (електронів та іонів) у вакуумі, газі або твердому тілі. Її складовою частиною є фізична електроніка, що вивчає фізичні процеси, які обумовлюють роботу подібних пристроїв. Залежно від того, в якому саме середовищі відбувається рух заряджених частинок, розрізняють вакуумну, газову та твердотільну електроніку.

Електроніка виникла завдяки відкриттю Дж.Дж.Томсоном більше 100 років тому елементарної електрично зарядженої частинки – електрона. Зараз електроніка об'єднує цілу низку галузей науки та інженерії й значною мірою визначає загальний прогрес науки і техніки.

У навчальному плані спеціальності "Прикладна фізика" серед циклу професійно-орієнтованих дисциплін передбачено кілька курсів, які можна вважати окремими розділами електроніки, а саме: курси напівпровідникової електроніки, квантової радіофізики, техніки і електроніки НВЧ, фізичних основ мікроелектроніки, а також, власне, курс під назвою "Фізична електроніка".

Оскільки все, що стосується роботи напівпровідникових, твердотільних, квантових приладів і фізичних процесів у них, передбачається для викладання в курсах квантової радіофізики, напівпровідникової та мікроелектроніки, то на долю курсу фізичної електроніки припадають питання, що стосуються руху електронів й іонів у вакуумі та газовому середовищі.

Для вивчення цього курсу студентам зазвичай рекомендують цілу низку докладних, хоча й дещо застарілих підручників і посібників [3, 4, 10, 14]. На жаль, усі ці досить хороші книги стали вже рідкістю й здебільшого недоступні для студентів. З іншого боку, це фундаментальні видання, що розраховані на докладне вивчення фізичної електроніки на відповідних спеціалізаціях у спеціальних курсах.

На відміну від цього, курс фізичної електроніки за навчальним планом спеціальності "Прикладна фізика" є курсом ознайомчим і на нього відведено лише 36 навчальних годин. Отже, і підручник, який міг би супроводжувати цей курс, мав би бути якоюсь мірою адаптованим до нього, відповідаючи

йому за обсягом і змістом, а також, містив би описи основних явищ вакуумної й газової електроніки та ілюстрації до їх практичного застосування.

Саме таке завдання постало при складанні даного підручника. У його основі лежить курс, який неодноразово був прочитаний студентам радіофізичного факультету Київського університету. Однак цей підручник міг би бути придатним і корисним не лише для тих, хто вивчає "Прикладну фізику", а й для фізичних факультетів університетів, педагогічних інститутів і технічних вузів, де вивчення фізичної електроніки має не спеціальний, а ознайомчий характер.

Підручник складається з 11 розділів, в яких розглянуто питання, пов'язані з рухами заряджених частинок в електричних і магнітних полях у вакуумі, питання емісійної електроніки, елементарні процеси у газовому середовищі, питання фізики плазми та газового розряду. Деякі питання, що докладно викладаються в курсах загальної фізики, подаються дещо скорочено. До кожного розділу додається список контрольних запитань і задач, які полегшують самостійну роботу студентів з вивчення матеріалу. Для розв'язання задач наприкінці книги наведено довідкові матеріали.

За духом і стилем викладання підручник наслідує схему курсу, який викладав у свій час відомий вчений, засновник Київської наукової школи фізичної електроніки чл.-кор. АН УРСР, проф. Н.Д.Моргуліс.

При викладанні кожного розділу автор намагався дотримуватися триступеневої схеми: розгляд фундаментального явища в "чистому" вигляді, цього ж явища в ускладнених обставинах і, як ілюстрація, його практичне застосування в деяких реальних пристроях.

Як певна методична новація до курсу можуть бути рекомендовані пакети комп'ютерних програм PDP1 та ES1, які ілюструють в анімації різні фізичні процеси, що розглядаються в даному курсі. Такі програми можуть бути застосовані як для індивідуального спостереження студентами на персональному комп'ютері, так і (за наявності відповідної апаратури) для лекційних демонстрацій в аудиторії на великому екрані. Ці програми та пояснення щодо користування ними можна знайти в [15].

Насамкінець я хочу щиро подякувати академіку НАН України А.Г.Наумовцю за ті цінні зауваження та рекомендації, які були зроблені ним при рецензуванні цього підручника.



# 1. ЕЛЕКТРОННА БАЛІСТИКА

## 1.1. РУХ ЗАРЯДІВ В ОДНОРІДНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

### 1.1.1. Енергетика взаємодії електричних зарядів з електричним полем

Рух заряду  $e$  з масою  $m$  в електричному полі  $\vec{E}$  описується рівнянням

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = e \vec{E}. \quad (1.1)$$

Для розрахунків енергетичної взаємодії помножимо рівняння (1.1) на  $\frac{d\vec{r}}{dt}$ :

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \frac{d\vec{r}}{dt} = e \frac{d\vec{r}}{dt} \vec{E} \quad \text{або} \quad m \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 = e \frac{d\vec{r}}{dt} \vec{E}. \quad (1.2)$$

Інтегруючи рівняння (1.2), одержимо

$$\frac{m}{2} d \left( \frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 \Big|_{v_1}^{v_2} = e \vec{E} d\vec{r} \Big|_{r_1}^{r_2} = e dU \Big|_{U_1}^{U_2}.$$

За початкових умов  $U_1 = 0$ ;  $v_1 = 0$  при позначенні  $v_2 = v$ ;  $U_2 = U$ , одержимо

$$m \frac{v^2}{2} = eU \quad \text{або} \quad v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (1.3)$$

Зміст одержаного результату полягає в тому, що заряд, який пройшов в електричному полі шлях з різницею потенціалів  $U$ , набуває кінетичної

енергії  $m \frac{v^2}{2} = eU$ . Щодо електронів, то для зручності розрахунків можна

користуватися наближеною формулою

$$v(\text{м/с}) \approx 6 \cdot 10^5 \sqrt{U(\text{В})}. \quad (1.3, \text{а})$$

У наведеному розрахунку вважаємо, що поле  $E$  є незмінним у часі. Тому для руху зарядів у змінних полях одержані результати є непридатними. Однак, якщо за час руху зарядів  $\tau$  у полі  $E$  останнє зазнає неістотних змін, то поле можна вважати квазістаціонарним і одержаними результатами можна все ж таки користуватись.

Умовою квазістаціонарності є  $\tau \ll T$ , де  $T$  – характерний час зміни поля  $E$  (наприклад, період для гармонічних сигналів).

### 1.1.2. Рух зарядів у гальмуючому електричному полі

Під час руху зарядів у гальмуючому електричному полі заряд втрачає свою швидкість і може бути повністю зупинений і повернутий назад. При гальмуванні заряду його енергія передається електричному полю.

Розглянемо, як приклад, рух позитивного заряду в системі, зображеній на рис. 1.1. Позитивні заряди  $q$  у вигляді струму  $i_0$  вкидаються зі швидкістю  $v_0$  у систему, що складається з двох плоских електродів. Нижній електрод має нульовий потенціал, верхній (колектор) – позитивний потенціал  $U_K$ . Між електродами утворюється поле  $E_x$ , яке гальмує заряди, що до нього входять. Заряджена частинка  $q$  може потрапити на колектор, лише маючи енергію більшу за роботу  $eU_K$ , яку треба здійснити проти сил гальмуючого поля. Таким чином, на колектор потраплять лише ті частинки, що мають енергію  $W = mv_0^2 / 2 \geq eU_K$ .

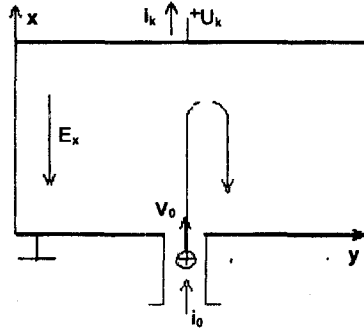


Рис. 1.1

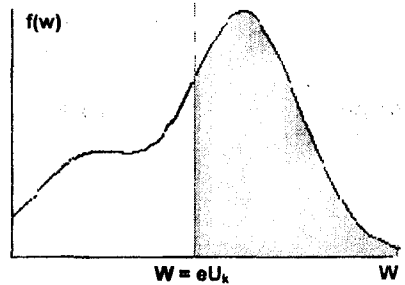


Рис. 1.2

Подібну систему можна використовувати для вимірювання функції розподілу за енергією  $f(W)$  потоку частинок, що входять у систему у вигляді струму  $i_0$ . На колектор потраплять лише ті частинки, енергія яких більша за  $eU_K$  (на рис. 1.2 – заштрихована область), і струм на колектор дорівнюватиме

$$i_K(U_K) = i_0 \int_{eU_K}^{\infty} f(W) dW \quad (1.4)$$

(при цьому функція розподілу вважається нормованою  $\int_0^{\infty} f(W) dW = 1$ ).

Якщо продиференціювати виміряну вольт-амперну характеристику  $i_K(U_K)$ , можна одержати функцію розподілу

$$f(W) = - \frac{1}{e i_0} \frac{d i_k}{d U_k} \quad (1.5)$$

Слід мати на увазі, що тут (і раніше) йшлося про енергію  $W$  або  $W_0$ , що відповідає повздовжній швидкості руху зарядів  $v \equiv v_{0x}$ . Енергія пов'язана з поперечною швидкістю  $v_{0y}$  у цьому методі вимірювання функції розподілу не враховується. Правильні результати описаний метод буде давати лише для потоків, у яких  $v_{0x} \gg v_{0y}$ . Тому потік до того, як він потрапить в аналізатор енергій, слід спочатку коліміювати.

### 1.1.3. Відхилення зарядів поперечним електричним полем

Розглянемо тепер особливості руху заряду в електричному полі, поперечному до початкової швидкості заряду  $v_0$ . Заряд (електрон) вводиться у плоску систему електродів зі швидкістю  $v_0$ , перпендикулярною до поля (рис. 1.3). Довжина електродів  $l$ , відстань між ними  $d$ , різниця потенціалів між електродами  $U$ . Рух заряду в  $x$ -ому напрямку описується рівнянням

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_x = e E.$$

Інтегруючи його, одержимо

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E t + v_{0x}; \quad \text{при } v_{0x} = 0, \quad \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E t, \quad x = \frac{e}{m} E \frac{t^2}{2} + x_0.$$

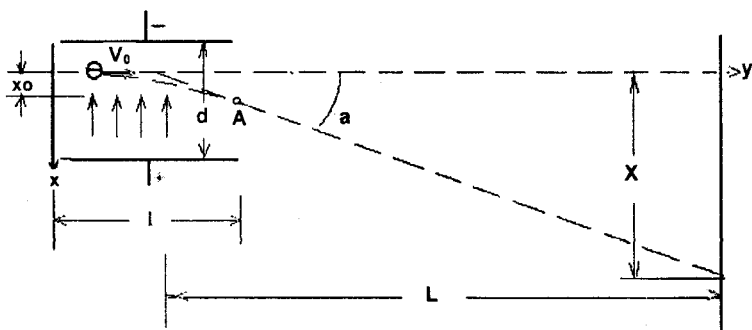


Рис. 1.3

На виході з електродів (у точці  $A$ ) поперечна швидкість електрона дорівнюватиме

$$v_x = v_{\perp} = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E \tau = \frac{e}{m} E \frac{l}{v_0},$$

де  $\tau$  – час руху електрона в полі електродів. Таким чином, кут  $\alpha$ , під яким електрон виходить з поля електродів, дорівнюватиме

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_{\perp}}{v_0} = \frac{dx/dt}{dy/dt} = \frac{e U l}{m d v^2} = \frac{1}{2} \frac{U l}{U_0 d}.$$

Дотична проведена в точці  $A$  до траєкторії електрона перетне вісь  $y$  при  $l/2$ . Тому  $X$  – відхилення електрона на відстані  $L$  (від середини електродів) буде

$$X = L \operatorname{tg} \alpha = \frac{L l U}{2 d U_0}.$$

Подібна система, в якій напруга, що відхиляє електронний пучок, є прикладеною до дефлекторних (тобто відхиляючих) пластин, використовується в осцилографічних трубках. Відхилення на екрані трубки виявляється пропорційним до напруги  $U$ . Слід ще раз підкреслити, що одержаний результат є справедливим лише для квазістаціонарних полів, коли час прольоту електрона у полі дефлекторних пластин  $\tau = l/v_0$  набагато менший від характерного часу змін потенціалу (напр. його періоду  $T$ ). Задаючись, наприклад, типовими значеннями  $l = 4$  см та напругою, що прискорила електрони,  $U_0 = 1000$  В, можна оцінити час  $\tau$ . Він виявляється порядку  $2 \cdot 10^{-9}$  с. Отже, звичайні осцилографічні трубки спроможні працювати аж до частот порядку кількох сотень мегагерц.

#### 1.1.4. Рух зарядів у циліндричному конденсаторі

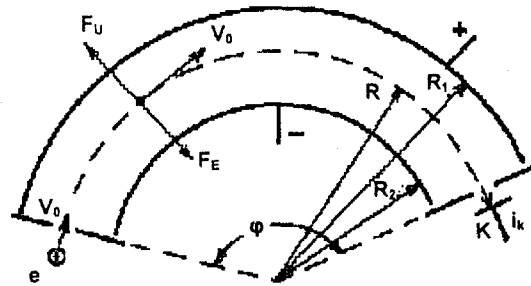


Рис. 1.4

Циліндричний конденсатор, зображений на рис. 1.4, являє собою пару коаксіально вигнутих пластин з радіусами  $R_1$  і  $R_2$ . При  $R_1 - R_2 \ll R_1$ ;  $R_2$  – поле між пластинами можна вважати однорідним і рівним

$$E \approx \frac{U}{R_1 - R_2} = \frac{U}{d},$$

де  $U$  – різниця потенціалів між пластинами.

Розглянемо рух частинки  $e$ , що вводиться на середню лінію конденсатора зі швидкістю  $v_0$ . На частинку діятимуть сили: електрична

$$F_E = eE = \frac{eU}{d} \text{ і відцентрова } F_U = \frac{mv_0^2}{R}, \text{ де } R - \text{середній радіус конденса-}$$

тора  $(R_1 + R_2)/2$ . Для того, щоб заряд утримувався на середній лінії, ці дві сили повинні дорівнювати одна одній

$$\frac{eU}{d} = \frac{mv_0^2}{R} \text{ або } W_0 = \frac{R}{2d} eU,$$

де  $W_0 = \frac{mv_0^2}{2}$  – енергія, яку має заряджена частинка, введена в циліндричний конденсатор.

Таким чином, на колектор  $K$ , що стоїть у кінці конденсатора, потраплятимуть і будуть створювати струм  $i_K$  лише ті заряди, котрі матимуть енергію  $\frac{R}{2d} eU$ . Вимірюючи залежність  $i_K(U)$ , можна безпосередньо одержати функцію розподілу за енергіями тих зарядів, які вводяться до циліндричного конденсатора.

Кут  $\varphi$  може бути довільним, але найкращі результати можна одержати при  $\varphi = 127^\circ$ . У цьому випадку заряди, що входять у конденсатор під деякими невеликими кутами до середньої лінії, фокусуються на вихідному отворі циліндричного конденсатора.

## 1.2. РУХ ЗАРЯДІВ В ОДНОРІДНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Основне рівняння руху зарядів у магнітному полі має такий вигляд (рівняння Лоренца):

$$m\ddot{\vec{r}} = e[\vec{B}\dot{\vec{r}}].$$

Помноживши його на  $\dot{\vec{r}}$ , одержимо

$$m\dot{\vec{r}}\ddot{\vec{r}} = m \frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{\vec{r}}^2}{2} \right) = e\dot{\vec{r}}[\vec{B}\dot{\vec{r}}] = 0.$$

Це означає, що магнітне поле не може змінити кінетичну енергію заряду, що в ньому рухається. Із фізичної точки зору це цілком зрозуміло, адже лоренцева сила  $e[\vec{B}\dot{\vec{r}}]$  завжди перпендикулярна до швидкості заряду й може змінити лише її напрямок, а не абсолютну величину.

### 1.2.1. Обертний рух зарядженої частинки в однорідному магнітному полі

Розглянемо випадок, коли електрон рухається в однорідному й постійному в часі магнітному полі  $B$  (рис. 1.5). Нехай швидкість електрона спрямована перпендикулярно до силових ліній магнітного поля й дорівнює  $v$ .

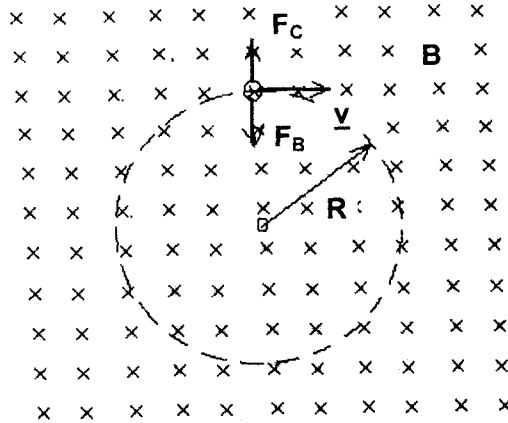


Рис. 1.5

На електрон діятиме сила  $\vec{F}_B = m\vec{r}'' = e[\vec{B}\vec{v}]$ , перпендикулярна швидкості руху електрона. Така ситуація (коли сила, що діє на тіло, завжди перпендикулярна до його швидкості) реалізується при коловому русі тіла, а сила є центроспрямованою. Вона врівноважує відцентрову силу  $F_C$ , тобто

$$\frac{mv^2}{R} = eBv,$$

де  $R$  – радіус траєкторії електрона. З умови  $F_B = F_C$  він дорівнює  $R = \frac{mv}{eB}$ , а період обертання

$$T_H = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB} \quad (\text{для електрона } T_H(c) = \frac{3.52 \cdot 10^{-11}}{B(\text{Тл})}).$$

Важливо відмітити що період  $T_H$  і відповідна до нього колова (гіромагнітна) частота обертання заряду в магнітному полі  $\omega_H = \frac{eB}{m}$  не залежать від його швидкості (енергії).

У розглянутому вище прикладі електрон обертається в полі за годинниковою стрілкою. Позитивний заряд обертася б, очевидно, проти годинникової стрілки.

Якщо окрім поперечної (відносно магнітного поля) швидкості  $v_{\perp}$  заряд має ще й повздовжню компоненту швидкості  $v_{\parallel}$ , то його траєкторія являтиме собою суперпозицію обертального руху навколо силових ліній поля та поступального руху вздовж них. Такою траєкторією буде спіраль з кутом закручування  $\alpha$  (так званим пітч-кутом, тобто кутом між напрямком швидкості заряду і магнітними силовими лініями) (рис. 1.6 а)

$$\alpha = \arccos \frac{v_{\parallel}}{\sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}}, \text{ де крок спіралі } L = v_{\parallel} T_H = \frac{2\pi m}{eB} v_{\parallel}.$$

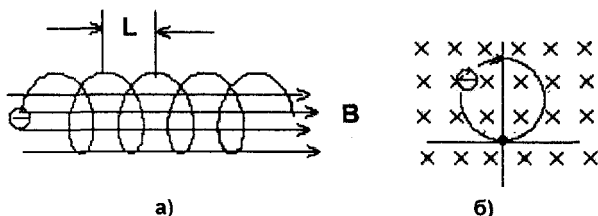


Рис. 1.6

Цікаво відмітити, що по здійсненню витка заряд знову повертається на ту саму силову лінію, з якої він почав його описувати (рис. 1.6, б). Це може бути використано для фокусування зарядів. Дійсно, якщо заряди входять у магнітне поле з однієї точки, але під різними невеликими кутами  $\alpha$  (параксiальний пучок), то їх повздовжні швидкості  $v_{\parallel}$  будуть майже

дорівнювати їх повній швидкості  $v_0 = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ , і якщо вони входять у магнітне поле з деякої силової лінії, то вони повернуться на ту саму лінію через відстань  $L, 2L, 3L...$  тощо.

### 1.2.2. Відхилення електронного пучка в однорідному магнітному полі

Електрон, що має швидкість  $v_0$ , входить у однорідне магнітне поле  $B$  довжиною  $d$ . У цьому полі він рухається по коловій траєкторії з радіусом

$$R = \frac{mv_0}{eB}, \text{ описуючи дугу } O\hat{A}, \text{ що відповідає куту } \varphi = \frac{\hat{OA}}{R} \approx \frac{d}{R} \text{ (рис. 1.7).}$$

З магнітного поля він виходить відхилений на кут  $\varphi$  до свого попереднього напрямку. Пройшовши далі шлях  $L$ , електрон буде відхилен-

ний від свого попереднього напрямку на відстань  $X = L \operatorname{tg} \varphi$ . Якщо кут  $\varphi$  не надто великий, можна наближено вважати  $\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$  і визначати лінійне відхилення  $X$  як

$$X \approx L\varphi = L \frac{d}{R} = Ld \frac{eB}{mv_0},$$

тобто відхилення є пропорційним до магнітного поля.

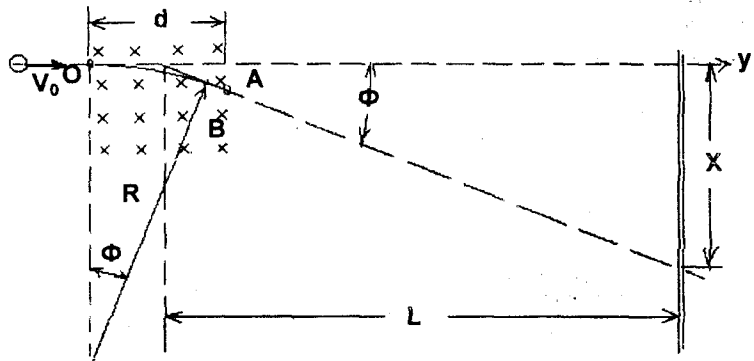


Рис. 1.7

Подібна система використовується в приймальних телевізійних трубках (кінескопах), де горизонтальне (рядкове) та вертикальне (кадрове) відхилення електронного пучка здійснюється поперечними магнітними полями відхиляючих (дефлекторних) котушок. Переваги такого методу відхилення, порівняно з електричним, очевидні: усередину трубки не потрібно вводити дві пари дефлекторних пластин; конструкція трубки спрощується і здешевлюється. До того ж, на дефлекторні пластини треба було б подавати напругу сумірну з тою, якою прискорюється електронний пучок, а в телевізійних трубках ця напруга становить зазвичай кілька десятків кіловольтів.

### 1.2.3. Магнітні мас-спектрометри та мас-сепаратори

Оскільки рух зарядів у магнітному полі залежить від їх маси, магнітне поле можна використати для розділення зарядів за масами. На цьому принципі базується робота цілої низки різновидів мас-спектрометрів. Розглянемо, як приклад, один із найпростіших мас-спектрометрів подібного роду – мас-спектрометр Бейнбріджа (рис. 1.8), який здатний розділяти за масами потік позитивних або негативних іонів.

У мас-спектрометрі Бейнбріджа іони, що мають швидкість  $v_0$  водяться через вхідну щілину (1) в однорідне магнітне поле  $B_0$ , де вони описують напівколо з радіусом  $R = \frac{Mv_0}{eB_0}$ . На відстані  $L$  від вхідної щілини зна-



ходить вихідна щілина (2) через яку іони потрапляють на колектор (3). Очевидно, що на колектор потрапляють лише ті іони, для яких  $R = L/2$ . Таким чином, маса іона, що потрапив на колектор, однозначно пов'язана з величиною магнітного поля:

$$M = \frac{L}{2} \frac{e}{v_0} B_0.$$

Змінюючи  $B_0$  можна виміряти масовий склад усіх іонів, що входять у мас-спектрометр.

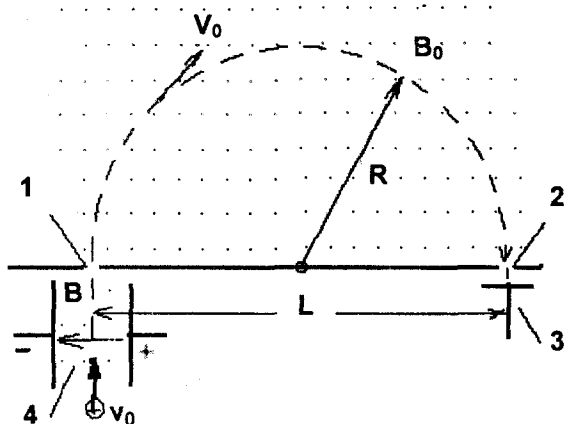


Рис. 1.8

Необхідною умовою успішної роботи описаного мас-спектрометра є те, щоб усі іони, що до нього входять, мали однакову швидкість  $v_0$ . Для цього до входження в мас-спектрометр здійснюється сепарація іонів за швидкостями. Це відбувається в монокінетизаторі (4), де потік іонів пропускається через схрещені постійні поля  $E$  та  $B$ . Через монокінетизатор пройдуть лише ті іони, для яких електрична сила буде скомпенсована магнітною  $eE = ev_0B$ .

Мас-спектрометри з високою продуктивністю, що дозволяють накопичувати достатньо великі кількості чистих ізотопів, називають мас-сепараторами.

### Контрольні запитання

1. Як можна виміряти функцію розподілу за енергіями електронів у електронному потоці?
2. Як здійснюється відхилення електронного променя в кінескопі?
3. Що визначає граничну частоту, до якої може успішно працювати електроно-променева трубка з електростатичним відхиленням променя?

4. Чи можна за допомогою циліндричного конденсатора розділити потік іонів за масами?
5. Як визначається напрямок обертання зарядженої частинки в однорідному магнітному полі?
6. Чому під час руху в стаціонарному магнітному полі енергія зарядженої частинки зберігається незмінною?
7. Доведіть, що час обертання зарядженої частинки в магнітному полі не залежить від її швидкості.
8. У яких випадках доцільно використовувати електричне відхилення електронного променя, а в яких – магнітне?
9. Навіщо у мас-спектрометрі Бейнбріджа треба робити попереднє монокінетизування потоку іонів?
10. Який вигляд має траєкторія зарядженої частинки в однорідному стаціонарному магнітному полі?

### Контрольні задачі

1. Яку швидкість набуває однозарядний іон аргону ( $A = 40$ ), пройшовши різницю потенціалів у 400 В?
2. У гальмівне електричне поле вводиться потік електронів зі струмом  $i_0 = 10$  мА. Функція розподілу електронів за енергіями  $f(W)$  відповідає температурі  $T_e = 5 \cdot 10^4$  К (тобто  $f(W) = A \exp(-W/kT_e)$ ). Який буде струм у колі колектора, якщо напруга на ньому становить  $U_K = -15$  В?
3. Яку напругу слід прикласти до дефлекторних пластин електронно-променевої трубки, щоб відхилити електронний промінь на  $X = 3$  см?  $L = 30$  см;  $l = 4$  см;  $d = 0.8$  см;  $U_0 = 1200$  В.
4. До яких частот може успішно працювати електронно-променева трубка, розглянута в попередній задачі?
5. Іон гелію, прискорений до енергії в 2000 еВ, рухається в однорідному магнітному полі  $B = 0.1$  Тл зі швидкістю, перпендикулярною до поля. Якими будуть період і радіус його обертання в цьому полі?
6. Якою має бути напруга між пластинами циліндричного конденсатора, щоб іон водню з енергією  $W = 200$  еВ через нього пройшов?  $R_1 = 2.4$  см;  $R_2 = 2.0$  см. Якою має бути ця напруга, якщо на заряд діятиме ще й магнітне поле  $B = 500$  Гс, спрямоване вздовж осі циліндричного конденсатора (для обох можливих напрямків магнітного поля)?
7. Електрон рухається в однорідному магнітному полі під деяким кутом  $\alpha$  до нбго. Яким буде просторовий період  $L$  руху електрона? Енергія електрона 200 еВ; магнітне поле  $B = 100$  Гс; кут  $\alpha = 10^\circ$ .
8. Яким має бути магнітне поле щоб відхилити електронний промінь у кінескопі (рис. 1.7) на  $15^\circ$ ? Прискорююча напруга  $U = 20$  кВ;  $L = 20$  см;  $d = 4$  см.
9. У мас-спектрометрі Бейнбріджа (рис. 1.8) відстань  $L = 3$  см, швидкість іонів, що до нього вводяться  $v = 10^7$  см/с. Яким має бути магнітне поле, щоб на колектор потрапляли іони гелію?

## 2. ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ РУХУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

### 2.1. ДРЕЙФ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Як показано вище, в однорідному магнітному полі заряд (електрон) обертається поперек магнітних силових ліній по колу з радіусом  $R = \frac{mv}{eB}$  і

періодом  $T_H = \frac{2\pi m}{eB}$  (рис. 2.1, пунктир). Якщо ж на заряд окрім того діятиме деяка сила  $F$ , що прискорюватиме його зверху вниз, то в нижній точці траєкторії (точка "b") заряд матиме швидкість більшу, ніж у верхній точці "a". Вважаючи рух заряду у вертикальному напрямку рівномірно прискореним, можна записати  $m(v_b - v_a) = F \frac{T_H}{2}$ . Відповідно, у верхній

частині траєкторії радіус її кривини  $R_a = \frac{mv_a}{eB}$  буде меншим, ніж у її ниж-

ній частині  $R_b = \frac{mv_b}{eB}$ . Тоді траєкторія заряду набуває петлеподібного вигляду і при кожному оберті заряд буде зсуватися в горизонтальному напрямку на відстань  $2(R_b - R_a)$ . Такий рух називають дрейфом заряду і його швидкість дорівнює

$$v_{dp} = \frac{1}{T_H} 2(R_b - R_a) = \frac{2}{T_H} \frac{m}{eB} (v_b - v_a) = \frac{2}{T_H} \frac{1}{eB} F \frac{T_H}{2} = \frac{F}{eB}.$$

Найчастіше сила  $F$  має електричну природу  $F = eE$ . Тоді  $v_{dp} = \frac{E}{B}$  і дрейф відбувається в напрямку, перпендикулярному як до поля  $\vec{E}$ , так і до поля  $\vec{B}$ , і при тому його швидкість не залежить ані від маси, ані від знака заряду.

Наведений розрахунок є вельми наближеним (хоча б тому, що траєкторія заряду не складається з двох "половинок" з незмінними радіусами  $R_a$  і  $R_b$ ). Точний розгляд руху заряду у схрещених полях  $\vec{E}$  і  $\vec{B}$  базується на розв'язанні рівняння

$$m\ddot{\vec{r}} = e[\dot{\vec{r}}\vec{B}] + e\vec{E}. \quad (2.1)$$

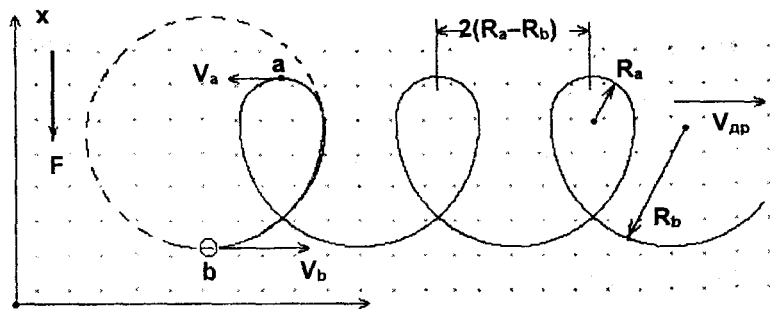


Рис. 2.1

Якщо обрати систему координат так, щоб було  $\vec{E} \parallel OX$  і  $\vec{B} \parallel OY$ , то проекції рівняння (2.1) на її осі матимуть вигляд

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= eE - eB\dot{z}, \\ m\ddot{y} &= 0, \\ m\ddot{z} &= eB\dot{x}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

За початкових умов

$$\begin{aligned} t = 0, \quad x &= x_0; \quad y = z = 0, \\ v_x &= v_y = 0; \quad v_z = v_0 \end{aligned}$$

розв'язок системи (2.2) буде такий:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + r\left(1 - \frac{v_0}{v_{\partial p}}\right)(1 - \cos \omega_H t), \\ y &= 0, \\ z &= v_{\partial p}t - r\left(1 - \frac{v_0}{v_{\partial p}}\right)\sin \omega_H t, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\text{де } r = \frac{m}{e} \frac{E}{B^2}; \quad \omega_H = \frac{eB}{m}; \quad v_{\partial p} = r\omega_H.$$

Вирази (2.3) описують петлеподібну криву, що лежить у площині  $y = 0$ . Вона подібна до зображеної на рис. 2.1 і називається *трохоїдою*. Рухаючись циклічно, заряд одночасно поступально пересувається вздовж осі  $OZ$  (перпендикулярно до  $\vec{E}$  і  $\vec{B}$ ) із середньою швидкістю

$$v_{\partial p} = r\omega_H = \frac{E}{B}.$$

Розглянемо деякі частинні випадки одержаного результату:

а)  $v_0 = v_{др}$  – заряджена частинка потрапляє у схрещенні поля зі швидкістю, що за напрямком та величиною збігається з дрейфовою швидкістю. Тоді  $x = x_0; z = v_{др}t$ , тобто частинка летить прямолінійно вздовж осі  $z$ <sup>1</sup>.

Дійсно, підставивши в перше з рівнянь (2.2) значення  $\dot{z} = v_{др} = \frac{E}{B}$ , одержимо  $\ddot{x} = 0$ , тобто електрична сила  $eE$  і магнітна сила  $eBv_z$  у даному випадку компенсують одна одну;

б) особливий практичний інтерес має випадок, що відповідає нульовим початковим умовам  $x_0 = 0; v_0 = 0$ , коли заряджена частинка потрапляє в систему з поверхні  $x_0 = 0$  і має нульову початкову швидкість. Вирази (2.3) при цьому спрощуються:

$$\begin{aligned} x &= r(1 - \cos \omega_H t), \\ y &= 0, \\ z &= r(\omega_H t - \sin \omega_H t). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Така крива називається циклоїдою.

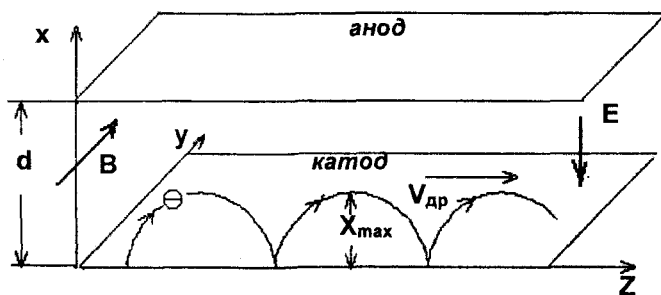


Рис. 2.2

Подібна ситуація реалізується в системах, де джерелом електронів є плоский від'ємний електрод – катод (рис. 2.2). Виходячи з нього електрони в перші моменти часу прямують до позитивного анода. Але, оскільки вони набувають вертикально спрямованої швидкості, магнітне поле викривлює їх траєкторії, завертає вниз і повертає на катод. При  $x = 0$  повернуті електрони мають нульову швидкість і починають новий виток циклоїди. Такими "стрибками" вони пересуваються праворуч, уздовж осі  $z$  із середньою швидкістю  $v_{др}$ .

Так буде виглядати картина руху електронів, якщо відстань до анода  $d$  є достатньо великою, більшою за  $x_{max} = 2r$ . В іншому випадку, при

<sup>1</sup> Саме така ситуація реалізується в монокінетизаторі мас-спектрометра Бейнбріджа.

$2r > d$ , електрони потраплятимуть на анод. Граничним є випадок, коли  $x_{\max} = d$ . Йому відповідає критичне магнітне поле

$$B_{кр} = \sqrt{2 \frac{m}{e} U_a},$$

де  $U_a$  – напруга на аноді. Подібна залежність анодного струму від магнітного поля зображена на рис. 2.3. При  $B < B_{кр}$  електрони потрапляють на анод; при  $B > B_{кр}$  магнітне поле запирає анодний струм.

Усі ці процеси та явища мають місце і в аксіально-симетричних системах, де радіальне електричне поле перпендикулярне до аксіального магнітного. У таких системах електрони також рухаються по петлеподібних траєкторіях – *епітрохоїдах*, дрейфуючи навкруг осі системи в азимутальному напрямку (рис. 2.4).

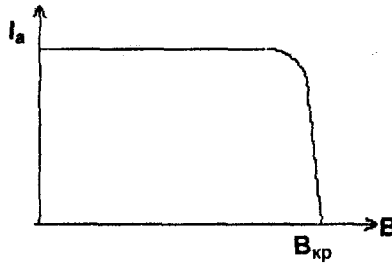


Рис. 2.3

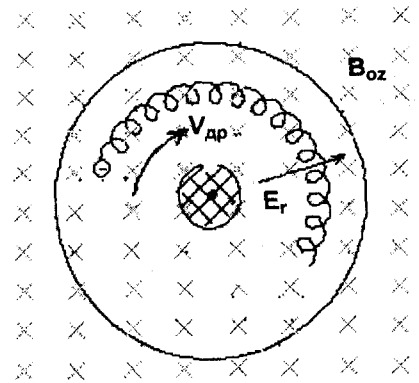


Рис. 2.4

Розглянутий вище випадок "б" реалізується на практиці в цілому класі електронних приладів НВЧ – магнетронах та їх сучасних різновидах – платинатронах, амплітронах і стабілітронах. Випадок "а" реалізується в іншому класі НВЧ приладів зі схрещеними полями: у лампах біжучої хвилі або зворотної хвилі з магнітним полем – ЛБХМ та ЛЗХМ.

## 2.2. ГРАДІЄНТНИЙ ДРЕЙФ

Дрейф заряджених частинок може мати місце і без дії якихось зовнішніх сил, а лише через неоднорідність магнітного поля. (рис. 2.5). Якщо в такому полі заряджена частинка має компоненту швидкості, перпендику-

лярну до магнітних силових ліній, то там, де магнітне поле слабкіше, кривина траєкторії буде меншою, а в області сильного магнітного поля – більшою. У результаті заряджена частинка зазнає дрейфу в перпендикулярному напрямку як до магнітного поля, так і його градієнта. Швидкість дрейфу пропорційна градієнту магнітної індукції та обернено пропорційна до самої індукції.

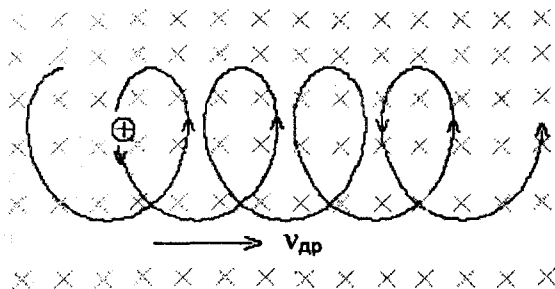


Рис. 2.5

### 2.3. МАГНІТНЕ ДЗЕРКАЛО

Розглянемо особливості руху зарядженої частинки (електрона) у неоднорідному аксіально-симетричному магнітному полі, схематично зображеному на рис. 2.6. Силові лінії магнітного поля, однорідного в лівій частині рисунка, поступово згущаються праворуч, отже напруженість магнітного поля зростає зліва направо.

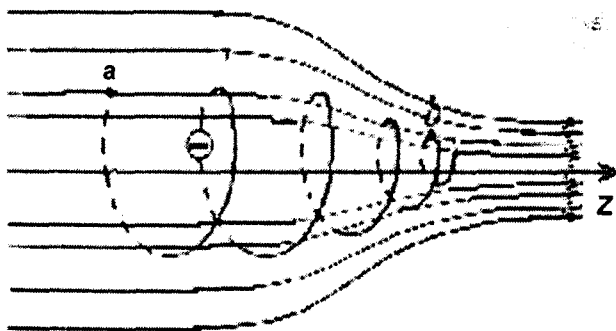


Рис. 2.6

Як було показано вище (рис. 1.6, а), в однорідному магнітному полі заряд рухається по спіральній траєкторії уздовж пучка магнітних силових ліній, "намотуючись" на них таким чином, що магнітний потік через поперечний переріз спіралі зберігається незмінним, дорівнюючі  $\pi R^2 B$ , де  $R = mv / eB$  – ларморівський радіус. Якщо магнітне поле вздовж напрямку руху заряду змінюється не надто швидко, то це твердження зберігається й у випадку неоднорідного магнітного поля (рис. 2.6). Отже, магнітний потік  $\Phi$ , охоплений спіральною траєкторією заряду, зберігається незмінним, тобто  $\pi \left( \frac{mv_{\perp}}{eB} \right)^2 B = \text{const}$ , або  $v_{\perp}^2 / B = \text{const}$ . Це так званий *адіабатичний інваріант*.

Як видно, у міру зростання величини магнітного поля пропорційно зростає також і кінетична енергія поперечного руху заряду. Оскільки загальна кінетична енергія зарядів під час руху в стаціонарному магнітному полі є величиною незмінною, то це зростання  $v_{\perp}$  відбувається за рахунок зменшення швидкості повздовжнього руху  $v_{\parallel}$ .

Якщо пітч-кут, тобто кут між напрямком руху заряду та магнітною силовою лінією, позначити як  $\alpha$ , то адіабатичний інваріант можна записати у вигляді  $v^2 \sin^2 \alpha / B = \text{const}$ , де  $v = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$  – повна швидкість заряду.

Отже, у міру заглиблення заряду в сильне магнітне поле має зростати його пітч-кут  $\alpha$ . Але, оскільки синус не може бути більшим за одиницю, то у своєму повздовжньому русі заряд зупиниться там, де  $\alpha$  досягне  $\pi/2$ , втративши всю енергію, пов'язану з  $v_{\parallel}$ . Далі заряд почне рухатися назад ліворуч, знову набуваючи повздовжньої швидкості, тобто заряд буде відбитий від області сильного магнітного поля. Тому така конфігурація магнітного поля називається *магнітним дзеркалом*.

Якщо в лівій частині магнітного дзеркала однорідне магнітне поле дорівнює  $B_0$  і електрон рухається під пітч-кутом  $\alpha_0$ , а праворуч магнітне поле досягає свого максимального значення  $B_m$ , то умовою відбивання буде

$$\sin^2 \alpha_0 > \frac{B_0}{B_m}.$$

Тому електрон, що мав початковий кут закручування менший від  $\alpha_{00} = \arcsin \sqrt{B_0 / B_m}$ , пройде через магнітне дзеркало, не зазнавши відбивання. Такі електрони, що мають пітч-кут  $\alpha_0 < \alpha_{00}$  потрапляють до так званого конуса втрат, тобто належать до тих, які магнітним дзеркалом не відбиваються. Усе вищевикладене є справедливим також і для іонів.



## 2.4. МАГНІТНА ПАСТКА

Два магнітних дзеркала, розташованих навпроти одне до одного, утворюють магнітну пастку для заряджених частинок (рис. 2.7). Практично така пастка утворюється довгим соленоїдом (1), підсиленим на кінцях додатковими короткими соленоїдами (2).

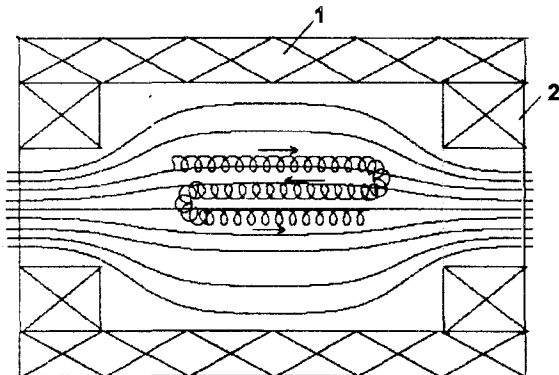


Рис. 2.7

Заряджена частинка, потрапивши до такого магнітного поля, буде по чергову відбиватися то від правого, то від лівого магнітного дзеркала. Але при кожному відбиванні вона зазнаватиме деякого азимутального дрейфу, отже, напрямок її зворотної траєкторії не буде збігатися з напрямком попередньої. Справа в тому, що в області магнітного дзеркала поле має не лише аксіальний, але й радіальний градієнт напруженості<sup>2</sup> й зростає в міру віддалення від осі  $z$ , що і призводить до появи азимутального градієнтного дрейфу.

Отже, заряджена частинка, яка має початковий кут закручування  $\alpha_0 > \alpha_{00}$ , не потрапить у конус втрат і буде утримуватися в магнітному полі як завгодно довго, по чергову відбиваючись від магнітних дзеркал. Тому такий пристрій дістав назву *магнітної пастки*.

Слід, однак, зауважити, що таке ідеальне утримання можливе лише у випадку, коли в об'ємі магнітної пастки знаходиться лише одна-однісінька частинка. Якщо ж таких частинок кілька, то можливі їх зіткнення, у наслідок яких швидкість частинок змінюється довільно як за величиною, так і за на-

<sup>2</sup> Це з очевидністю випливає з умови  $\text{div} \vec{B} = 0$ , отже, якщо  $\frac{\partial B_z}{\partial z} \neq 0$ , то має бути і

$\frac{\partial B_r}{\partial r} \neq 0$  ( $\frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} = 0$  через аксіальну симетрію системи).

Текст "Мех."

прямоком, і вони можуть потрапити до конуса втрат. Якщо таке трапилось, то частинка негайно залишить об'єм магнітної пастки.

Подібні магнітні пастки (інколи дуже великих розмірів – з об'ємом у десятки кубічних метрів) використовувалися у свій час при спробах утримування гарячої плазми в експериментах з керованого термоядерного синтезу.

## 2.5. РАДІАЦІЙНІ ПОЯСИ

У перших же експериментах зі штучними супутниками Землі виявлено, що геомагнітне поле має властивості магнітної пастки. Дійсно, силові лінії геомагнітного поля згущаються в околі південного і північного магнітних полюсів (рис. 2.8). Заряджена частинка в такому полі буде здійснювати рух, що складається з трьох компонент з дуже відмінними характерними часами:

а) швидке обертання навколо магнітних силових ліній з характерним часом  $T_H$  (для протонів це буде кілька мілісекунд);

б) коливний рух від одного полюса до другого в широтному напрямку (характерний час – порядку секунди);

в) повільний азимутальний (довготний) дрейф навколо земної кулі з характерним часом у кілька годин.

Час утримання зарядженої частинки (наприклад протона) може досягати тут кількох років. Заряджені частинки – протони та електрони накопичуються в такій природній магнітній пастці й утворюють **радіаційні пояси** – тороїдальні області над екватором з досить високою концентрацією частинок.

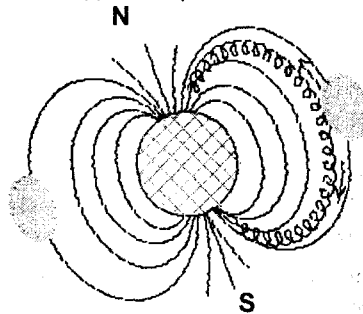


Рис. 2.8

Джерела наповнення радіаційних поясів досі ще цілком не з'ясовані. Припускається, що основний внесок дають космічні промені, утворюючи за рахунок ядерних реакцій з атомами повітря у верхніх шарах атмосфери заряджені частинки з великими енергіями.

Розрізняють внутрішній радіаційний пояс, розташований на відстані в кілька тисяч кілометрів над поверхнею Землі, і зовнішній радіаційний пояс – на висоті в кілька десятків тисяч кілометрів. Ці радіаційні

пояси являють неабияку небезпеку для космонавтів і електронної апаратури космічних літальних апаратів, тому траєкторії таких апаратів прокладають таким чином, щоб уникнути проходження через радіаційні пояси.

Радіаційні пояси не є специфікою нашої Землі – вони існують і навколо інших планет, які мають власне магнітне поле; наприклад, виявлені досить потужні радіаційні пояси навколо Юпітера та Сатурна.

## Контрольні запитання

1. Що являє собою траєкторія електрона у схрещених  $E$  та  $B$  полях? Чим вона відрізняється від траєкторії позитивного іона?
2. Як виглядає залежність анодного струму в магнетроні від величини магнітного поля? Поясніть цю залежність.
3. За якої умови рух заряду у схрещених  $E$  та  $B$  полях буде рівномірний і прямолінійний?
4. Чи залежить напрямок градієнтного дрейфу від знака заряду частинки?
5. Який характер має рух заряджених частинок у магнітному дзеркалі?
6. Що таке конус втрат у магнітному дзеркалі?
7. Що являє собою магнітна пастка? Чи залежить ефективність утримання заряджених частинок у магнітній пастці від знака заряду частинок?
8. Чим обмежується час утримання заряджених частинок у магнітній пастці?
9. Як відбувається рух заряджених частинок у радіаційному поясі Землі?
10. Чому в радіаційних поясах час утримання заряджених частинок набагато довший, ніж у лабораторних магнітних пастках?

## Контрольні задачі

1. З якою швидкістю дрейфуватиме однозарядний іон аргону ( $A = 40$ ) у магнітному полі Землі на екваторі (де магнітне поле спрямоване горизонтально) під дією сили тяжіння? На екваторі  $B = 0.5$  Гс.
2. У плоску систему електродів, подібну до зображеної на рис. 2.2, паралельно до осі  $OZ$  вкидається електрон з енергією 100 еВ. Магнітне поле  $B = 200$  Гс. Якою має бути напруженість електричного поля, щоб електрон і далі рухався паралельно до осі  $OZ$ ?
3. У магнітному дзеркалі  $B_0 = 0.2$  Тл;  $B_m = 1$  Тл. Визначити критичний кут  $\alpha_{00}$  конуса втрат.
4. У магнітній пастці концентрація частинок (електронів)  $n = 10^{12}$  см $^{-3}$ ; середня швидкість їх руху  $\bar{v} = 10^9$  см/с, а поперечний переріз їх зіткнень з іонами  $q = 10^{-18}$  см $^2$ . При зіткненнях частинки розсіюються ізотропно, магнітне поле в пастці  $B_0 = 0.2$  Тл;  $B_m = 1$  Тл. Визначити середній час утримання частинок у пастці.
5. Підрахувати критичне значення  $B_{кр}$  для плоского магнетрона (рис. 2.2). У магнетроні  $d = 0.5$  см;  $U_a = 1000$  В.
6. Використовуючи спрощений метод зображення траєкторії заряду, що дрейфує, як комбінацію з двох напівкіл (рис. 2.1) вивести формулу для швидкості градієнтного дрейфу у неоднорідному магнітному полі.
7. Протон у радіаційному полі Землі має енергію 2 МеВ (половину з неї – уздовж геомагнітного поля). Визначити період обертання протона в цьому полі та період його коливань між полюсами Землі. Магнітне поле в радіаційному поясі  $B \approx 0.1$  Тл, відстань руху між полюсами  $L \approx 40000$  км.

### 3. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ З ВИСОКОЧАСТОТНИМИ ЕЛЕКТРИЧНИМИ ПОЛЯМИ

#### 3.1. ФАЗОВЕ ФОКУСУВАННЯ

Розглянемо процеси, що відбуваються в системі, зображеній на рис. 3.1. Вона складається з двох близько розташованих одна до одної плоских металевих сіток і вільного екіпотенціального простору нижче й вище цих сіток. Знизу на сітку надходить рівномірний у часі потік електронів, які мають швидкість  $v_0$ . У координатах  $x - t$  їх траєкторії мають вигляд прямих, нахил яких відповідає цій швидкості. Між сітками прикладено напругу  $U(t)$ , яка монотонно зростає в часі. Відстань між сітками мала настільки, що можна вважати, що електрони пролітають крізь них миттєво. Електрон, який пройшов крізь сітку в момент часу  $U(t_0) = 0$ , збереже свою початкову швидкість  $v_0$  і нахил прямої, що зображає цю траєкторію, буде таким самим, яким він був спочатку.

Ті ж електрони, які пройшли крізь сітку раніше, при  $U(t) < 0$ , зменшать свою швидкість, і їх траєкторії матимуть менший нахил. А електрони, що пройшли крізь сітку при  $U(t) > 0$ , збільшать свою швидкість і їх траєкторії проходитимуть крутіше. У результаті пізні, але більш швидкі електрони наздоганятимуть раніші, але повільніші електрони, і всі вони зустрічатимуться разом у момент  $t_\phi$  на відстані  $x_\phi$  від верхньої сітки. Електронний потік, який спочатку був рівномірним, стягнеться у згусток великої концентрації на координаті  $x = x_\phi$ . Далі траєкторії електронів почнуть розходитися і згусток розповзеться. Це явище називається *фазовим фокусуванням*, а точка  $\Phi$ , де зустрічаються траєкторії всіх електронів, що пройшли крізь сітку від моменту часу  $t_1$  до  $t_2$ , називається *фазовим фокусом*.

Для точної зустрічі всіх електронів в одній точці фазового фокуса потрібна напруга  $U(t)$ , що змінюється в часі за певним законом. На практиці задовільного ущільнення електронного потоку вдається досягти й при напрузі довільної форми, аби вона мала ділянку, де вона зростає в часі. Наприклад, цілком задовільного фазового фокусування вдається досягти і при  $U(t)$ , що змінюється в часі за законом  $U_m \sin \omega t$ . Фазового фокусування зазнаватимуть електрони, що проходять крізь сітку у фазах напруги  $-\pi/2 < \omega t < \pi/2$ .

Явище фазового фокусування знаходить практичне застосування в надвисокочастотних (НВЧ) приладах, які називають *клістропами*. Схематичне зображення так званого пролітного клістропа подано на рис. 3.2. Він являє собою систему з двох порожнистих резонаторів (1) і (2) тороїдальної форми, центральні частини яких затягнуті прозорими металевими сітками. Електронний потік формується електронною гарматою (3), проходить через резонатори і потрапляє на колектор (4).

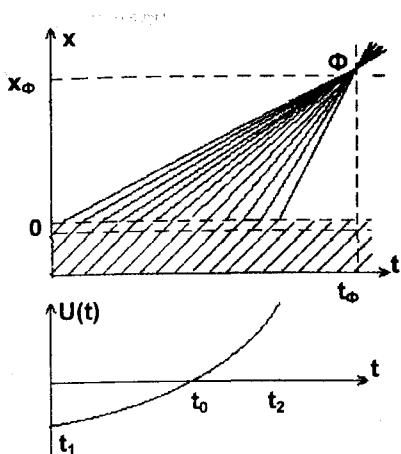


Рис. 3.1

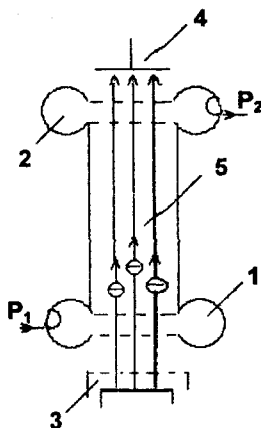


Рис. 3.2

До першого, вхідного резонатора вводиться зовнішній гармонічний сигнал резонансної частоти потужністю  $P_1$ , який збуджує між сітками резонатора напругу і модулює електронний потік за швидкістю. У просторі дрейфу (5) електрони зазнають групування й надходять до другого, вихідного резонатора вже у вигляді згрупованих згустків. Режим клістрона обирається так, щоб відстань між резонаторами відповідала фазовому фокусу.

Пролітаючи між сітками другого резонатора, електронні згустки збуджують у ньому коливання, потужність яких  $P_2$  значно більша за витрачену в резонаторі (1) на їх модуляцію за швидкістю. Таким чином, подібний клістрон є підсилювачем високочастотних коливань, а якщо замкнути його вхід з виходом, можна за певних умов перетворити його на генератор НВЧ коливань.

### 3.2. УПОВІЛЬНЮЮЧІ СИСТЕМИ

Для ефективного обміну енергією між електроном, що рухається зі швидкістю  $v_0$  і біжучою електромагнітною хвилею необхідно, щоб остання мала такі властивості:

- ✓ фазова швидкість хвилі  $v_\phi$  має бути близькою до швидкості електронів  $v_0$ , яка зазвичай буває значно меншою від швидкості світла. При  $v_\phi$ , що сильно різниться від  $v_0$ , сила, яка діє на електрон з боку поля, буде швидко осцилювати і протягом більш-менш тривалого часу її дія усередниться в нуль;
- ✓ хвиля повинна мати по вздовжню компоненту електричного поля, яка збігалася б за напрямком зі швидкістю електронів  $v_0$ . Лише в цьому

випадку сила, що діє на заряди, збігається з напрямком їх швидкості й потужність їх взаємодії відрізнятиметься від нуля.

З цих вимог випливає, що ані звичайна поперечна електромагнітна хвиля, що поширюється у вільному просторі, ані хвилі у двопровідних або коаксіальних лініях не здатні до взаємодії з електронними потоками. Хвилі у хвильоводах (типу ТН) мають позаддовжню компоненту  $E$ -поля, але фазова швидкість їх більша за швидкість світла, отже перша з умов не виконується.

У техніці НВЧ для одержання хвиль з потрібними властивостями застосовується спеціальний клас передавальних ліній, що мають назву *уповільнюючих систем*. У них електричне поле має позаддовжню компоненту, а фазова швидкість може бути меншою від швидкості світла.

Найпростішим прикладом уповільнюючої системи може вважатися спіраль (рис. 3.3). Електромагнітна хвиля поширюється вздовж дроту, що утворює спіраль, зі швидкістю світла  $c$ . При переміщенні на один виток

спіралі хвиля проходить вздовж дроту шлях  $S = \sqrt{(2\pi a)^2 + h^2}$ , тоді як вздовж осі спіралі хвиля переміститься лише на  $h$  – крок спіралі. Отже швидкість її поширення вздовж осі спіралі буде в  $S/h$  разів менша за швидкість світла, а фазова швидкість хвилі становитиме  $v_\phi = c \frac{h}{S} \approx c \frac{h}{2\pi a}$ .

У першому наближенні можна вважати, що фазова швидкість хвиль у спіралі не залежить від частоти (тобто дисперсія відсутня).

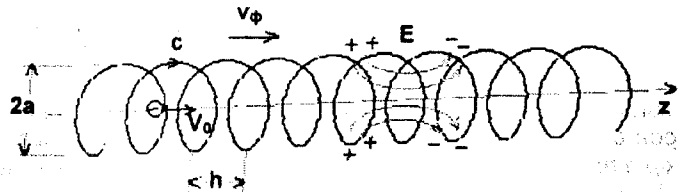


Рис. 3.3

У спіралі виконується і друга вимога про наявність у хвилі позаддовжньої компоненти  $E$ -поля. Дійсно, від ділянок спіралі, що мають у даний момент позитивний потенціал, відходять силові лінії до ділянок з негативним потенціалом, і ці силові лінії мають істотну позаддовжню компоненту.

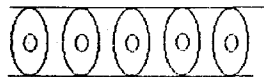


Рис. 3.4

Уповільнюючі системи можна утворити також і з ланцюжка періодично розташованих і зв'язаних один з одним порожнистих резонаторів (наприклад, у вигляді діафрагмованого хвильоводу (рис. 3.4)).

За малого ступеня зв'язку перетікання енергії між суміжними резонаторами буде відбуватись досить повільно; відповідно малими будуть групові та фазові швидкості в подібних системах.

### 3.3. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПОТОКІВ З УПОВІЛЬНЕНИМИ БІЖУЧИМИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМИ ХВИЛЯМИ

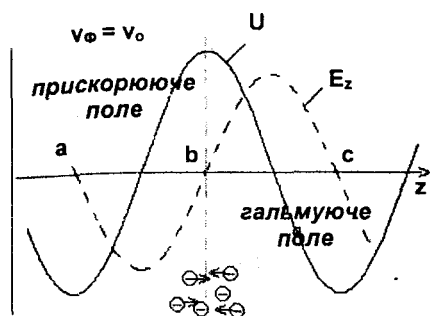


Рис. 3.5

Розглянемо тепер як саме буде відбуватися рух електронів у полі хвилі, яка задовольняє сформульовані вище вимоги. Спочатку вважатимемо, що фазова швидкість хвилі точно збігається зі швидкістю електронів. Рух електронів зручно розглядати в системі координат, що пов'язана з електромагнітною хвилею (рис. 3.5). Спочатку електрони розподілені рівномірно вздовж осі  $z$ . Однак під дією по-

вздовжнього електричного поля хвилі електрони почнуть зсуватися до точки  $b$  — в область максимального позитивного потенціалу, тобто на дно потенціальної ями, що утворюється хвилею. В околі точки  $b$  утворюється електронний згусток. Він рухається в області, де поле  $E$  проходить через нуль, тобто, кількість електронів, що прискорюються, і тих що уповільнюються, дорівнюють одна одній і загальна енергія сукупності електронів залишається незмінною.

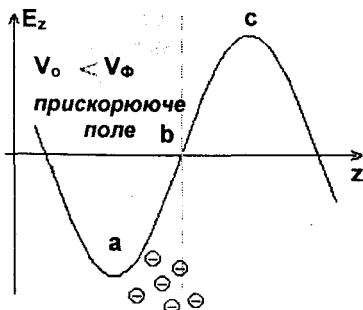


Рис. 3.6

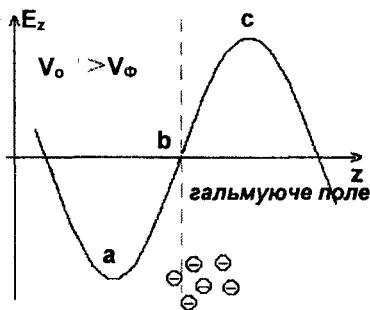


Рис. 3.7

Інша картина матиме місце, якщо  $v_0 \neq v_\phi$ . Нехай, наприклад, буде  $v_0 \leq v_\phi$ . Процес групування буде в загальних рисах відбуватися подібно до вищеописаного. Але тепер згусток буде трохи відставати від хвилі (рис. 3.6) і його центр опиниться в області, де електричне поле буде для нього прискорюючим. Електрони здебільшого будуть прискорюватися й відбирати енергію від хвилі.

Якщо ж  $v_0 \geq v_\phi$ , то згусток, який утвориться, буде трохи зсунутий вперед, в область, де є гальмуюче поле (рис. 3.7). Основна маса електронів буде уповільнюватися, віддаючи свою енергію хвилі, яка від цього зростатиме за амплітудою.

### 3.4. ЛАМПА БІЖУЧОЇ ХВИЛІ

Лампа біжучої хвилі (ЛБХ) – надвисокочастотний електронний прилад, що використовується для підсилення НВЧ сигналів (рис. 3.8).

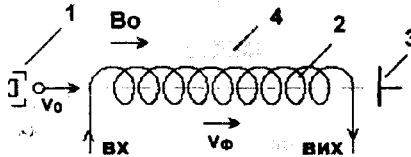


Рис. 3.8

У ЛБХ електронний пучок, що утворюється електронною гарматою (1), взаємодіє з полем хвилі, яка поширюється у спіралі (2). Вийшовши з спіралі, електрони видаляються на колектор (3). Швидкість електронів  $v_0$  підбирається так, щоб вона була трохи (на кілька відсотків) більша за фазову швидкість хвилі  $v_\phi$ . У цьому випадку електрони групуються в області гальмуючого поля і віддають свою енергію хвилі. Амплітуда хвилі зростає, її групувальна дія зростає, що збільшує ефективність передачі енергії від електронів до хвилі. Ступінь групування та амплітуда хвилі експоненціально зростають уздовж спіралі. Підсилена хвиля виводиться з правого кінця спіралі.

Основною перевагою ЛБХ у порівнянні з іншими НВЧ-підсилювачами (наприклад з клістроном) є її широкосмуговість, оскільки вимога синхронізму (тобто  $v_0 \approx v_\phi$ ) виконується в широкому діапазоні частот. При цьому коефіцієнт підсилення може становити декілька порядків. Для того щоб електрони йшли вздовж осі спіралі, у ЛБХ утворюють досить сильне супроводжувальне постійне магнітне поле  $B_0$ , яке не дозволяє електронам осідати на спіраль. Поглинач (4) поглинає хвилю, що відбилась від вихідного кінця спіралі, а, повернувшись на вхід ЛХ, може утворити позитивний зворотний зв'язок і призвести до самозбудження.

ЛБХ широко застосовуються техніці НВЧ як для підсилення слабких сигналів з малим коефіцієнтом внутрішніх шумів, так і для підсилення сигналів великої потужності з високим к.к.д.



### 3.5. ЛІНІЙНИЙ ПРИСКОРЮВАЧ

Зворотний процес – прискорення заряджених частинок за рахунок відбирання енергії від біжучої електромагнітної хвилі – використовується в триладах, що називаються *лінійні прискорювачі*. Уповільнююча система в них являє собою ланцюжок зв'язаних резонаторів (рис. 3.4). Ступенем і характером зв'язку можна керувати дисперсійними властивостями системи регулювати величину фазової швидкості. Фазова швидкість повинна бути дещо більша за швидкість прискорюваних частинок і має зростати в міру їх прискорення. Живлення уповільнюючої системи здійснюється від потужних ВЧ генераторів (найчастіше від потужних клістронів).

Переваги лінійних прискорювачів виявляються при застосуванні їх для прискорення електронів. По-перше, швидкість релятивістських електронів у процесі їх прискорення майже не змінюється і, отже, немає клопоту щодо зміни  $v_{\phi}$  уздовж системи. По-друге, (і це найголовніше) у лінійних прискорювачах електрони рухаються прямолінійно (на відміну від руху в синхротронах) і тут не виникає проблем із втратами енергії на синхротронне випромінювання. Тому в лінійних прискорювачах вдається зберігати енергії електронів у багато Гев.

І, нарешті, по-третє – у лінійних прискорювачах не потрібні потужні електромагніти, які становлять основну вагу і вартість усіх циклічних прискорювачів (циклотронів, фазотронів, синхротронів тощо).

### 3.6. ЦИКЛОТРОННИЙ РЕЗОНАНС

Під час руху зарядженої частинки у схрещених постійному магнітному і високочастотному електричному полях можливий ефективний обмін енергією між зарядженою частинкою та електричним полем. Особливо ефективним він стає, коли частота електричного поля близька до гіромагнітної частоти  $\omega_H$ . Нехай перпендикулярно до постійного магнітного поля  $B_0$  прикладене високочастотне електричне поле  $E(t) = E_m e^{i\omega t}$  спрямоване вздовж осі  $x$  (рис. 3.9). Відповідну компоненту швидкості обертання електрона в однорідному магнітному полі можна записати як

$$v_x(t) = v_{\perp} \exp i(\omega_H t + \varphi_0),$$

де  $v_{\perp}$  – компонента швидкості, перпендикулярної до магнітного поля,  $\omega_H = eB/m$  – гіромагнітна частота електрона,  $\varphi_0$  – зсув фази між  $v_x(t)$  і  $E(t)$ .

Миттєва потужність взаємодії між електричним полем і електроном дорівнює  $p(t) = eE(t) \cdot v_x^*(t) = eE_m v_{\perp} \exp i(\omega t - \omega_H t - \varphi_0) = eE_m v_{\perp} \exp i\Delta\varphi(t)$ ,

де під  $\Delta\varphi(t)$  слід розуміти різницю фаз між електричним полем і коливанням рухом електрона вздовж осі  $x$ .

При виконанні резонансної умови  $\omega = \omega_H$  середня потужність взаємодії дорівнюватиме

$$\langle P \rangle = \frac{eE_m v_{\perp}}{2} \cos \varphi_0.$$

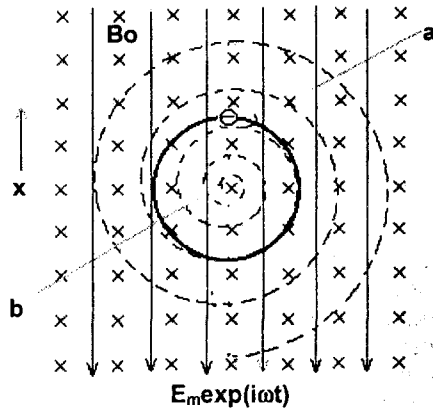


Рис. 3.9

При  $\cos \varphi_0 > 0$  ( $-\pi/2 < \varphi_0 < \pi/2$ ) ця потужність буде позитивною. Це означає, що електрон буде безперервно прискорюватись електричним полем. Енергія і швидкість електрона будуть зростати; разом з цим зростатиме і радіус його обертання. Траєкторія електрона набуває вигляду спіралі, що розкручується (випадок "а"). Якщо ж  $\cos \varphi_0 < 0$ , то електрон буде рухатись проти електричного поля, яке буде його гальмувати. Швидкість електрона і радіус його обертання будуть зменшуватись. Траєкторія матиме вигляд спіралі, що скручується (випадок "б").

При довільному значенні  $\varphi_0$  половина всіх електронів ансамблю буде прискорюватись, а половина гальмуватись. Оскільки амплітуда коливань для електронів групи "а" більша, ніж для групи "б", то й енергетичний баланс буде в цілому на користь прискорення.

Описане явище називають *електронно-циклотронним резонансом*, який може служити ефективним засобом "накачування" енергії до ансамблю електронів. При зіткненнях рух електронів хаотизується, енергія, набута за рахунок циклотронного резонансу переходить у теплову енергію врешті-решт електронно-циклотронний резонанс призводить до нагрівання електронів. Усе це справедливе й для іонів. Електронний та іонний цикло-

тронний резонанси служать потужним засобом нагрівання електронів та іонів і тому широко використовуються в експериментах з керованого термоядерного синтезу для нагрівання плазми до дуже високих температур.

### 3.7. ОМЕГАТРОН

Циклотронний резонанс широко застосовується для прискорення заряджених частинок до дуже високих енергій. Саме на ньому базується робота більшості сучасних великих прискорювачів (циклотронів, фазотронів, синхрофазотронів та ін.)<sup>3</sup>. Не будемо торкатися цієї дуже специфічної області й обмежимося розглядом маленького і мініатюрного пристрою – *омегатрона*, що застосовується для цілей мас-спектрокопії та визначення парціальних тисків залишкових газів у вакуумних приладах.

Схематичну будову омегатрона подано на рис. 3.10. Змінне високо-частотне електричне поле  $E$  перпендикулярне до постійного магнітного поля  $B_0$  і утворюється між двома плоскими електродами (1), підключеними до високочастотного генератора (2). По центру системи проходить тонкий електронний промінь (3), який іонізує молекули залишкових газів. Утворені іони виходять з об'єму променя і ті з них, для яких виконується умова циклотронного резонансу  $qB_0 / M = \omega$  (де  $M$  і  $q$  – маса і заряд іона,  $\omega$  – частота ВЧ генератора) прискорюються ВЧ полем і потрапляють на колектор (4). Змінюючи частоту генератора (або величину магнітного поля), фіксують піки колекторного струму й по них судять про склад газу іонізованого електронним променем (3).

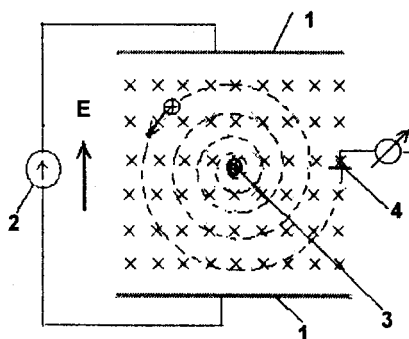


Рис. 3.10

<sup>3</sup> Зокрема, звідси й назва – "циклотронний".

### 3.8. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОНІВ З НЕУПОВІЛЬНЕНОЮ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЮ ХВИЛЕЮ

Як згадувалось вище, для ефективної взаємодії електронів з біжучою електромагнітною хвилею остання повинна мати фазову швидкість, близьку до швидкості електронів, а її електричне поле – повздовжню компоненту. Але ці вимоги можуть бути зняті, якщо в системі існує постійне повздовжнє магнітне поле, паралельне до швидкості електронів. У цьому випадку може бути здійснений електронно-циклотронний резонанс з поперечним електричним полем біжучої хвилі  $E_{\perp}(t) = E_m e^{i(\omega t - kz)}$ , де  $k = \omega / v_{\text{TM}}$  – хвильове число. Для цього потрібно лише, щоб фаза електричного поля хвилі  $\omega t - kz = \omega t(1 - \frac{k}{\omega} \frac{z}{t})$  збігалася із фазою гіромагнітного обертання електронів  $\omega_H t$ , тобто

$$\omega(1 - \frac{v_0}{v_{\phi}}) = \omega_H \quad \text{або} \quad \omega = \frac{\omega_H}{1 - \frac{v_0}{v_{\phi}}},$$

де  $v_0 = z/t$  – повздовжня швидкість електронів. Одержаний вираз є не чим іншим, як перерахуванням за ефектом Допплера гіромагнітної частоти  $\omega_H$  до системи координат, що рухається з фазовою швидкістю хвилі.

За цим принципом працює цілий клас приладів НВЧ – гіротронів, в яких електронний пучок взаємодіє з неуповільненими поперечними електромагнітними хвилями, фазова швидкість яких може бути навіть більшою за швидкість світла (як, наприклад, у хвильоводах).

#### Контрольні запитання

1. У чому полягає принцип фазового фокусування?
2. З яких міркувань слід обирати прискорювальну напругу в клістріні?
3. Чому звичайний хвилевід не може бути уповільнюючою системою? Які рекомендації можна дати, щоб перетворити його на уповільнюючу систему?
4. Чому ЛБХ може мати значно більшу смугу підсилюваних частот, аніж клістрон?
5. Чим, на вашу думку, обмежується коефіцієнт підсилення ЛБХ?

6. Що може бути причиною самозбудження коливань у ЛБХ? Як позбутися цього явища?
7. Які переваги має лінійний прискорювач електронів порівняно з циклічними прискорювачами (наприклад, з синхротроном)?
8. У чому полягає явище циклотронного резонансу?
9. Який вигляд мають траєкторії зарядів при циклотронному резонансі?
10. Який вигляд має траєкторія заряду, якщо умова циклотронного резонансу виконується не зовсім точно?
11. Для яких цілей використовується омегатрон?
12. За яким принципом працюють гіротрони?

### Контрольні задачі

1. У системі, зображеній на рис. 3.1, перший електрон проходить через координату  $x = 0$  у момент  $t_1$  зі швидкістю  $v_1 = 10^8$  см/с. Другий електрон проходить через  $x = 0$  пізніше, у момент  $t_2 = t_1 + \tau$ , де  $\tau = 10^8$  с. Яку він повинен мати швидкість, щоб наздогнати перший електрон на відстані  $x = d$  ( $d = 5$  см). Через який час  $\Delta t$  після свого виходу другий електрон надігнє перший?
2. Визначити крок спіралі  $h$  у ЛБХ. Діаметр спіралі  $2a = 0.5$  см, потенціал, яким прискорюються електрони  $U_0 = 400$  В.
3. У ЛБХ з попередньої задачі крок спіралі зроблено  $h = 0.05$  см. Який коефіцієнт корисної дії можна очікувати в подібній ЛБХ?  
*Вказівка:* у ЛБХ може бути використана енергія, яка утворюється за рахунок надлишку швидкості  $v_0$  електронів над фазовою швидкістю хвилі у спіралі.
4. Яку енергію набирає в омегатроні іон калію ( $A = 39$ ), якщо колектор знаходиться на відстані  $R = 2$  см від осі системи? Скільки обертів зробить іон, щоб дістатися до колектора? Напруженість електричного поля в омегатроні  $E = 0.02$  В/см, напруженість магнітного поля  $H = 300$  Е.
5. У гіротроні, що працює на частоті  $f = 10$  ГГц, фазова швидкість хвилі  $v_{\text{тм}} = 3.5 \cdot 10^8$  м/с. Електрони прискорені напругою  $U = 10$  кВ. Яким має бути постійне магнітне поле?

## 4. ЕЛЕКТРОННА ОПТИКА

### 4.1. ЗАЛОМЛЕННЯ ТРАЄКТОРІЇ ЗАРЯДУ НА ПОДВІЙНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ШАРІ

На рис. 4.1 зображено подвійний електричний шар, на якому відбувається перепад напруги від  $U_1$  до  $U_2$  ( $U_1 > U_2$ ). Праворуч і ліворуч від подвійного шару – безпольовий екіпотенціальний простір, в якому заряди рухаються рівномірно й прямолінійно.

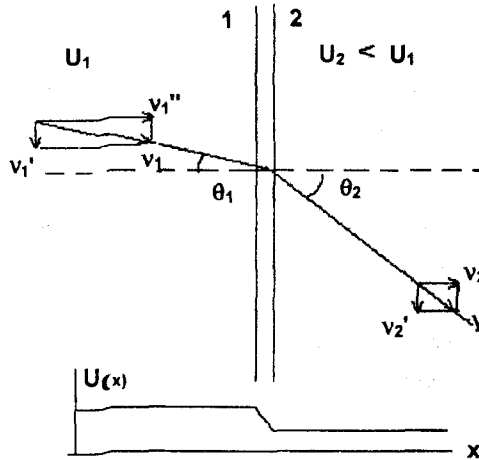


Рис. 4.1

Зліва на подвійний шар під кутом  $\theta_1$  до нормалі падає негативний заряд, що має швидкість  $v_1 = \sqrt{2 \frac{eU_1}{m}}$ . Проїшовши подвійний шар він

набуває швидкість  $v_2$ , що відповідає потенціалу  $U_2$ :  $v_2 = \sqrt{2 \frac{eU_2}{m}}$ . Оскільки в подвійному шарі на заряд діє лише нормальна сила, тангенціальна швидкість заряду не змінюється ( $v_2' = v_1' = \text{const}$ ), тобто

$$v_1 \sin \theta_1 = v_2 \sin \theta_2. \quad (1)$$

Переходячи до потенціалів, одержуємо

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} \quad (2)$$

формула (2) подібна до закону Снелліуса у світловій оптиці. Роль показника заломлення середовища тут відіграє корінь квадратний з потенціалу.

у неоднорідному електричному полі роль розглянутого нами подвійного шару відіграють сусідні еквіпотенціальні поверхні поля. Проходячи між двома такими поверхнями, траєкторія заряду зазнає викривлення (заломлення). Наприклад, у неоднорідному електричному полі (рис. 4.2) заряд, переходячи від одної еквіпотенціальної поверхні до іншої, зазнає поступового викривлення траєкторії подібно до заломлення світлового променя в середовищі з поступово змінним показником заломлення.

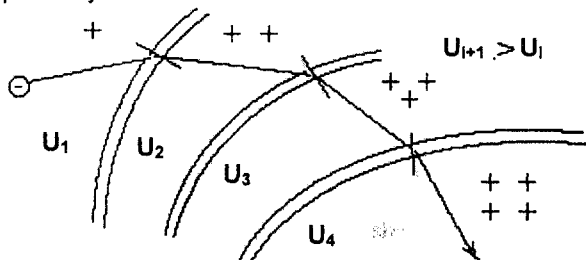


Рис. 4.2

## 4.2. ФОКУСУВАННЯ ЗАРЯДІВ В АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

Використовуючи аксіально-симетричне електричне поле  $E(r, z)$ , можна досягти того, щоб початково паралельні до осі  $z$  траєкторії потоку електронів зводились (тобто фокусувались) у певній точці цієї осі. Спробуємо це довести.

Нехай у аксіально-симетричній системі на площину  $z = 0$  падає зліва потік електронів (рис. 4.3). Пунктиром окреслено область, в якій утворено аксіально-симетричне електричне поле, яке має зводити всі траєкторії електронів у точку  $A$ , що знаходиться на відстані  $F$  від точки  $z = 0$ . Розглянемо, які властивості повинні мати це поле. Заряди, що його пройшли і рухались раніше паралельно до осі  $OZ$ , повинні набувати радіальні швидкості  $v_r$ , пропорційні їх відстані  $R$  від осі  $OZ$ . Це означає, що імпульс сили  $mv_r = F_r \tau$ , який вони мають набути у фокусуючому електричному полі, повинен також бути пропорційним до  $R$ . Оскільки час прольоту за-

рядів через область поля однаковий, то і сила  $F_r$ , що діє на заряди, також повинна бути пропорційною до  $R$ .

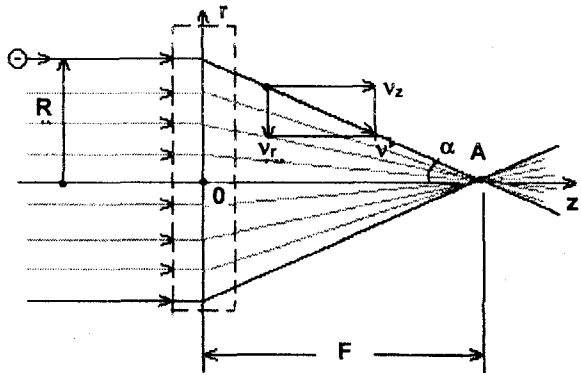


Рис. 4.3

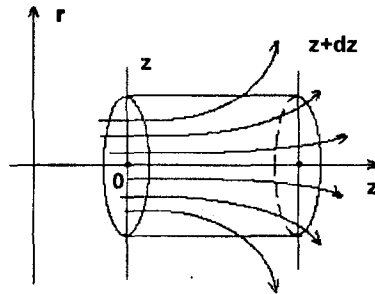


Рис. 4.4

Доведемо тепер, що реальне аксіально-симетричне електричне поле має саме такі властивості. Розглянемо електричне поле  $E(r, z)$  в елементарній циліндричній області поблизу осі  $OZ$  (рис. 4.4). Для малих радіальних відстаней (тобто для параксіальних електронних пучків) можна приблизно вважати, що потенціал  $U(r, z)$  залежить лише від координати  $z$ .

$$U(r, z) \approx U(0, z) \equiv U \quad \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \approx \frac{\partial U(0, z)}{\partial z} \equiv U' \quad \frac{\partial^2 U(r, z)}{\partial z^2} \approx \frac{\partial^2 U(0, z)}{\partial z^2} \equiv U''$$

Згідно з теоремою Гаусса за відсутності просторового заряду  $\text{div } \vec{E} = 0$  або в інтегральній формі  $\int_S \vec{E} d\vec{s} = 0$ , де  $S$  – поверхня деякого об'єму. У нашому ви-

падку це буде  $E_z(z)\pi r^2 - E_z(z+dz)\pi r^2 - 2\pi r dz E_r = 0$  (електричні силові лінії, що входять до об'єму вважаємо позитивними, а ті, що виходять – негативними). Після відповідних скорочень одержуємо

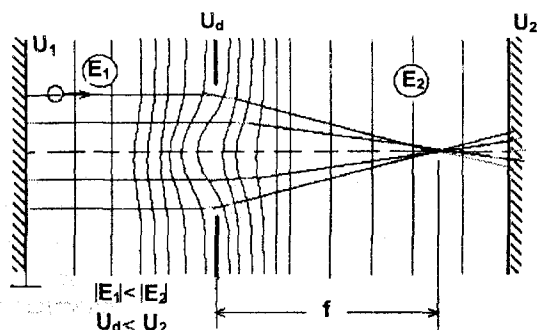
$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{dE_z}{dz} = \frac{r}{2} U'' \div r.$$



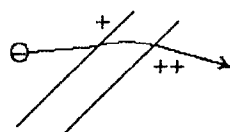
Отже, в аксіально-симетричному електричному полі, де справедлива теорема Гаусса (тобто, немає просторового заряду) радіальна компонента  $E_r$  в області, близькій до осі, завжди пропорційна відстані  $r$ . Це означає, що і сила  $F_r = eE_r$ , і радіальний імпульс сили  $mv_r = F_r \tau$  будуть пропорційні до  $r$  і отже, таке поле дійсно повинне мати фокусуючі властивості.

### 4.3. ІМЕРСІЙНИЙ ОБ'ЄКТИВ

Розглянемо систему, зображену на рис. 4.5, а. Вона складається з двох плоских електродів із потенціалами  $U_1 = 0$  і  $U_2 > 0$ . Між ними розташована діафрагма з круглим отвором, яка має потенціал  $U_d$  ( $0 < U_d < U_2$ ). Електрод з потенціалом  $U_1$  є джерелом електронів (катодом). Вважаємо, що напруженість поля  $E_2 > E_1$  і тому еквіпотенціальні поверхні прогинаються ліворуч, в область слабшого поля.



а)



б)

Рис. 4.5

Розглянемо докладніше виділений фрагмент поля в околі діафрагми (рис. 4.5, б). Легко впевнитись у тому, що заряди набуватимуть імпульс, спрямований до осі системи, тобто відбуватиметься фокусування зарядів. Фокусна відстань у такій системі дорівнює

$$f = -\frac{4U_d}{E_1 - E_2} = \frac{4U_d}{E_2 - E_1}$$

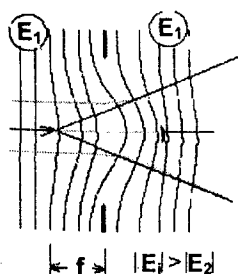


Рис. 4.6

При  $E_2 < E_1$  еквіпотенціальні поверхні прогинатимуться праворуч, електрони зазнаватимуть дефокусування й система буде діяти подібно до розсіювальної лінзи (рис. 4.6).

#### 4.4. ІМЕРСІЙНА ЛІНЗА

Імерсійна лінза може бути утворена двома металевими циліндрами, у середині яких існують еквіпотенціальні області з потенціалами  $U_1$  і  $U_2$  (рис. 4.7). Еквіпотенціальні поверхні прогинаються в безпольові області – усередину циліндрів. Простежимо за рухом заряду (електрона) у полі такої системи. Будемо вважати  $U_2 > U_1$  (тобто, заряд у такій системі поздовжньо прискорюється). Розглянемо окремо рух заряду в областях **a** і **b** (рис. 4.8). В області **a** заряд зазнає сили, спрямованої до осі системи, тобто в області **a** він фокусується. У симетричній області **b** відбувається дефокусування.

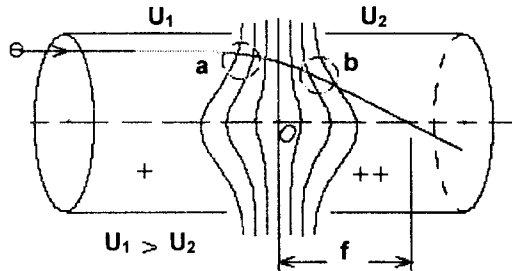


Рис. 4.7

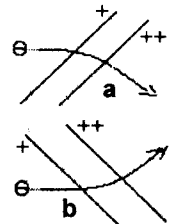


Рис. 4.8

На перший погляд тут має відбуватися компенсація фокусування та дефокусування, але це не так. Хоча радіальна сила в областях **a** і **b** однакова, але через область **b** заряд пролітає швидше (оскільки  $U_2 > U_1$ ) і за короткий час, аніж через область **a**. Тому радіальний імпульс сили в області **a** буде більший, аніж в області **b**, і система в цілому буде фокусуною. Фокусуючі властивості збережуться й при  $U_2 < U_1$ , тобто імерсійна лінза є завжди фокусуною. Для імерсійної лінзи буде справедливим співвідношення  $1/f = 1/a + 1/b$ , запозичене із світлової оптики.

#### 4.5. ОДИНОЧНА ЛІНЗА

В електронній оптиці часто застосовується пристрій, який називається *одиначною лінзою* (рис. 4.9). Вона складається з трьох діафрагм (або циліндрів), крайні з яких мають однаковий потенціал  $U_1$ , а середня  $U_2$ . Праворуч і ліворуч від лінзи електричне поле відсутнє. Цю лінзу можна розглядати як дві послідовно розташовані імерсійні лінзи, крайні циліндри (або діафрагми) якої мають однакові потенціали. У середині лінзи поле має складну форму. У крайніх областях **a** і **d** еквіпотенціальні поверхні прогинаються назовні, а в областях **b** і **c** вони "обволікають" внутрішню діафрагму, утворюючи сідлову точку **O** в центрі системи.

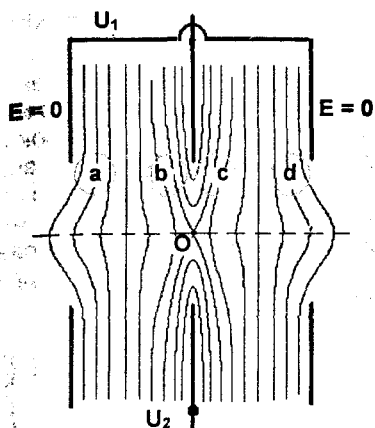


Рис. 4.9

За допомогою іммерсійної або одиночної лінзи можна утворювати у площині фокуса електронне зображення поверхні, що випромінює електрони, тобто катода (рис. 4.10). Залежно від співвідношення відстаней  $a$  та  $b$  (згідно з вищенаведеною формулою

$$1/f = 1/a + 1/b)$$

можна утворювати збільшене чи зменшене зображення катода на люмінесцентному екрані:  $A'B'/AB = b/a$ .

Цим, зокрема, користуються в експериментах для вивчення розподілу емітуючих ділянок на поверхні термоелектронного катода або фотокатода.

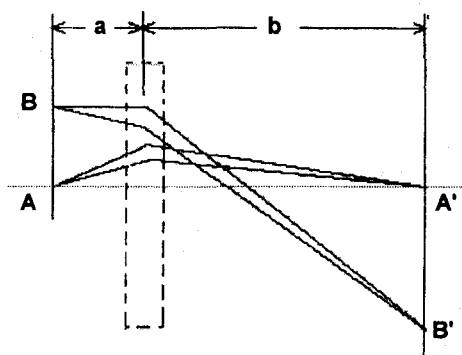


Рис. 4.10

Розглянемо випадок, коли зарядом є електрон, а  $U_2 > U_1 > 0$ . У цьому випадку область  $a$  є для електрона фокусуючою, а область  $b$  дефокусуючою. Оскільки електрон пролітає через область  $b$  швидше, ніж через область  $a$ , то в цілому ліва частина лінзи є все ж таки фокусуючою. Права частина є симетричною до неї, і тому одиночна лінза виявляється в цілому фокусуючою. Фокусуючі властивості зберігаються за одиночною лінзою й при  $U_1 > U_2$ .

## 4.6. ЕЛЕКТРОННА ГАРМАТА (ЕЛЕКТРОННИЙ ПРОЖЕКТОР)

### СУЧАСНОЇ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ ТРУБКИ

Як приклад практичного застосування електронно-оптичних систем розглянемо конструкцію й принцип дії електронної гармати, яка формує

тонкий електронний пучок у сучасних електронно-променевих трубках (наприклад, в осцилографічній трубці (рис. 4.11)).

Електрони випускаються плоским розжарюваним катодом  $K$ , потенціал якого вважатимемо нульовим<sup>4</sup>. Катод оточений електродом  $B$ , що має назву *модулятора* або *венельта*. Змінюючи його потенціал, регулюють струм, що відбирається від катода і, отже, яскравість світіння екрана. Катод, венельт і циліндричний електрод  $A_1$  – перший анод – утворюють імерсійний об'єктив, який фокусує електрони в точку  $P$ . У цій точці, яка називається *кросовером*, утворюється сильно зменшене (майже точкове) зображення катода. Далі імерсійна лінза, що утворюється першим і другим анодами, фокусує електрони на екрані  $E$ .

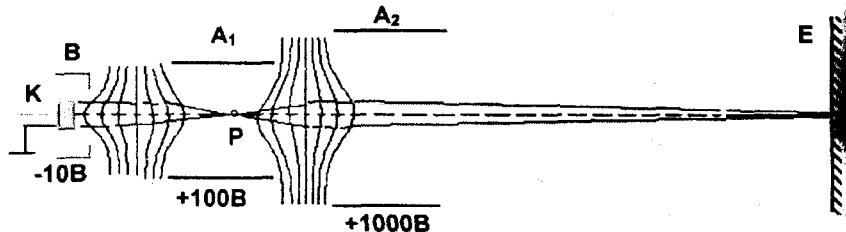


Рис. 4.11

Виникає питання – навіщо так складно? Для того щоб утворити світлову точку на екрані ЕПТ, здавалося б, достатньо скористатися лише імерсійним об'єктивом. Він фокусував би електрони, що виходять з катода, безпосередньо на екрані. Це було б дійсно так, якби катод був точковим. Насправді, при скінченних розмірах катода на екрані утворилося б збільшене його зображення, тому фокусування електронів здійснюють у два етапи: спочатку за допомогою імерсійного об'єктива утворюють у точці  $P$  дуже зменшене зображення катода, а потім відтворюють його за допомогою імерсійної лінзи на поверхні екрана.

## 4.7. МАГНІТНА ЛІНЗА

Оскільки, як було доведено в п.1.2.1, однорідне магнітне поле, створюване довгим соленоїдом, має фокусуючі властивості, електрони, що виходять під малими кутами з деякої точки на осі системи (параксiальні електрони), знову повертаються в одну точку на осі системи на відстані  $L = n\lambda_{\parallel}T_H$ , де  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ , від вхідної. Таку систему інколи називають *довгою магнітною лінзою*. Однак фокусувати електронний потік може

<sup>4</sup> У дійсності, через техніку безпеки під нульовим потенціалом зазвичай перебуває другий анод  $A_2$  і екран, а катод – під високим негативним потенціалом.

так звана коротка магнітна лінза, що являє собою одиночний виток струму або короткий соленоїд (рис. 4.12).

Магнітне поле в деякій точці  $A$ , що не лежить на осі системи, має аксіальну компоненту  $B_z$  і радіальну компоненту  $B_r$ . Електрон, що рухається паралельно осі системи зі швидкістю  $v_z$ , не зазнає дії сили з боку компоненти  $B_z$ , а взаємодія швидкості  $v_z$  з компонентою поля  $B_r$  породжує силу  $F_\phi = ev_z B_r$ , котра прискорює електрон в азимутальному напрямку (до нас з площини креслення). Коли електрон набере достатню швидкість  $v_\phi$ , на нього починає діяти сила  $F_r = ev_\phi B_z$ , яка буде спрямована до осі системи. Саме вона й спричинятиме на електрон фокусуючу дію.

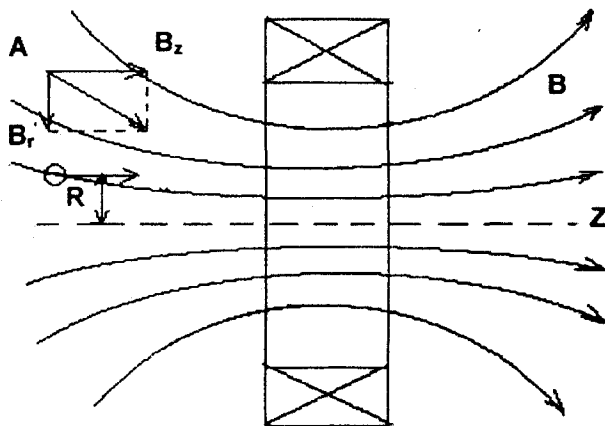


Рис. 4.12

Перейшовши до правої частини системи електрон починає втрачати азимутальну швидкість, оскільки компонента  $B_r$  і сила  $F_\phi$  змінюють свої напрямки. Радіальна сила продовжує діяти і в правій частині системи, прискорюючи електрон до осі, так що в цілому система є фокусуючою. Вона залишається фокусуючою і при зміні напрямку руху заряду, і при зміні його знака, і при зміні напрямку магнітного поля.

Траєкторія руху електрона в полі короткої магнітної лінзи являє собою складну тривимірну криву. У цьому полі електрон неухильно прискорюється до осі системи і виходить з її поля, маючи деяку радіальну компоненту швидкості  $v_r$ . Точний розрахунок показує, що вона пропорційна початковій радіальній відстані  $R$ . Щодо руху в азимутальному напрямку,

то імпульс сили  $F_\phi$ , набутий у лівій частині поля, виявляється скомпенсованим у його правій частині, і під час виходу з поля лінзи електрон азимутальної швидкості не має. Тому його подальша траєкторія за межами магнітного поля перетне вісь системи, хоча й буде зсунута за азимут на деякий кут  $\theta$  по відношенню до траєкторії на вході в поле. Відстань  $f$ , на якій електрон перетне вісь системи, і є фокусною відстанню короткої магнітної лінзи. Кількісний розрахунок відстані  $f$  досить складний, тому наведемо для нього лише готову формулу

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU} \int_{-\infty}^{\infty} B_z^2(z) dz,$$

де  $U$  – потенціал, який прискорив електрон. За рахунок зсуву траєкторії за азимутом зображення, сформоване магнітною лінзою, буде обернене на кут  $\theta$

$$\theta = \frac{e}{2mv} \int_{-\infty}^{\infty} B_z(z) dz.$$

Коротка магнітна лінза використовується для фокусування електронного променя в приймальних телевізійних трубках (кінескопах). Ці трубки мають просту електронну гармату, що складається лише з катода, вентиля і першого анода, який фокусує пучок у кросовер, а коротка магнітна лінза вже фокусує його на люмінесцентний екран. Конструкція трубки при цьому спрощується й здешевлюється.

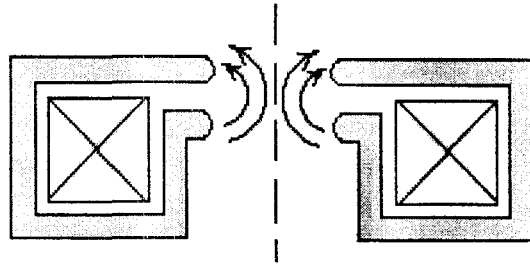


Рис. 4.13

Для збільшення оптичної сили магнітної лінзи (скорочення її фокусної відстані) слід концентрувати магнітне поле. Це можна здійснити, замикаючи короткий соленоїд в оболонку з феромагнітного матеріалу з полюсними наконечниками спеціальної форми (рис. 4.13). Така конструкція дістала назву *панцирної (броньованої) магнітної лінзи*.

## 4.8. ЕЛЕКТРОННИЙ МІКРОСКОП

Як цікавий приклад застосування магнітних лінз може служити такий прилад, як електронний мікроскоп. Для того щоб легше було зрозуміти принцип його дії, нагадаємо про конструкцію й принцип дії добре відомого звичайного оптичного мікроскопа (рис. 4.14, а). Його конденсорна лінза концентрує світло на об'єкті  $ab$ . Об'єктив утворює збільшене проміжне зображення об'єкта  $AB$ . Далі проєкційна лінза дає ще збільшене зображення об'єкта  $A_1B_1$  на екрані.

За своєю конструкцією електронний мікроскоп нагадує конструкцію оптичного мікроскопа (рис. 4.14, б). Запорукою великого збільшення тут є мала відстань від об'єкта  $ab$  до об'єктива при великій відстані від об'єктива до проміжного зображення. Тому збільшення буде тим більшим, чим більш короткофокусним є об'єктив. Те саме слід сказати і про проєкційну лінзу.

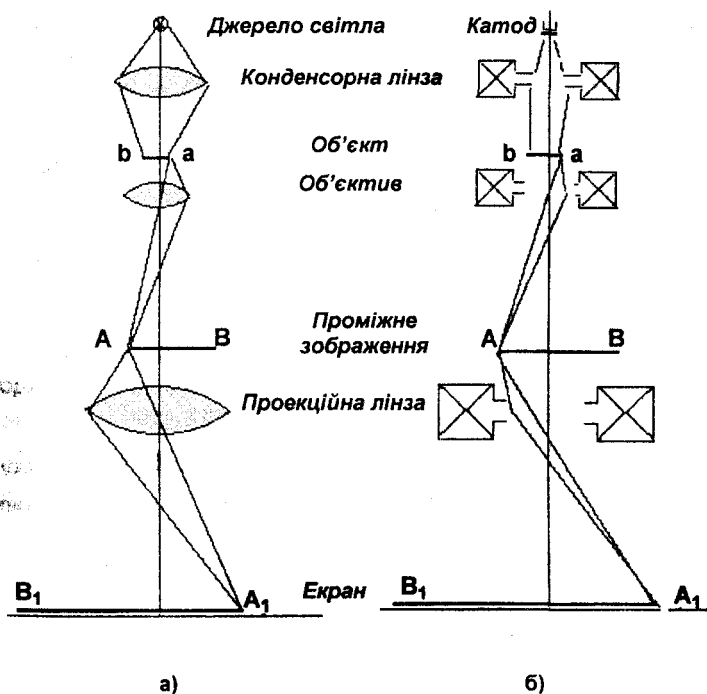


Рис. 4.14

Головна принципова відмінність оптичного мікроскопа від електронного полягає в тому, що контраст зображення в оптичному мікроскопі досяга-

ється за рахунок поглинання світла більш густими частинами об'єкта. В електронному мікроскопі густіші частини об'єкта не стільки поглинають електрони, як розсіюють їх. Розсіяні електрони уходять в боки й у формуванні зображення участі не беруть. Тому густішим частинам об'єкта відповідають темніші місця в зображенні на флуоресцентному екрані. Поглинання електронів у об'єкті є небажаним, оскільки поглинуті електрони призводять до розігрівання об'єкта та навіть до його руйнування. Тому енергія електронів у електронних мікроскопах має бути зазвичай досить великою (100 кеВ і більше). Електрони, що мають такі енергії легко "прострілюють" тонкий об'єкт і не застрягають у ньому. З тих же причин об'єкти в електронному мікроскопі повинні бути не надто товстими.

Головна перевага електронного мікроскопа порівняно з оптичним — це набагато більша роздільна здатність. У оптичному мікроскопі вона обмежується дифракцією світла на дрібних частинах об'єкта, тому гранична роздільна здатність оптичного мікроскопа визначається довжиною світлових хвиль і становить  $10^{-4} - 10^{-5}$  см.

В електронному мікроскопі такої межі, здавалося б, не повинно бути але в дійсності, і тут доводиться враховувати хвильову природу електронів, котра також ставить межу роздільної здатності електронного мікроскопа. Для електронів дебройлівська довжина хвилі визначається формулою

$$\lambda_e = \frac{h}{mv}, \text{ де } v - \text{швидкість електрона. Якщо покласти } U = 150 \text{ кеВ (звичайне значення прискорюючої напруги в електронному мікроскопі), то}$$

урахуванням релятивістських ефектів  $\lambda_e \approx 4 \cdot 10^{-10}$  см. Саме такої роздільної здатності, здавалося б, можна досягти в електронному мікроскопі. Але через сильні аберації (набагато більші, ніж у оптичних системах) цієї межі досягти не вдається, і гранична роздільна здатність сучасних електронних мікроскопів становить кілька ангстремів ( $2-3 \cdot 10^{-8}$  см), що все ж таки на кілька порядків краще, ніж у оптичних мікроскопах.

### Контрольні запитання

1. Виведіть закон заломлення траєкторії зарядженої частинки в подвійному електричному шарі.
2. Які властивості повинно мати аксіально-симетричне електричне поле щоб фокусувати параксіальний потік заряджених частинок?
3. Що являє собою імерсійний об'єктив? Чи залежить його фокусуюча дія від знака зарядів?
4. Доведіть, до імерсійна лінза має здатність фокусувати заряджені частинки незалежно від їх знака.
5. Навіщо в електронній гарматі електрони фокусуються не безпосередньо на екрані, а спочатку в кросовері?



6. Чи залежить фокусуєча дія короткої магнітної лінзи від напрямку руху зарядів?
7. Навіщо короткі магнітні лінзи охоплюються феромагнітним екраном?
8. Чи залежить фокусуєча дія короткої магнітної лінзи від напрямку створеного в ній магнітного поля?
9. Чим відрізняється принцип створення контрасту зображення в електронному мікроскопі порівняно з оптичним?
10. Чим обмежується роздільна здатність електронного мікроскопа?

### Контрольні задачі

1. На подвійний електричний шар падає під кутом  $\theta_1 = 30^\circ$  позитивний іон. Під яким кутом  $\theta_2$  він вийде із шару? Потенціали  $U_1 = -400$  В;  $U_2 = -200$  В. Починаючи з якої напруги  $U_2^*$  він буде відбитий назад?
2. На шляху електронного пучка поставлено два сегменти близько розташованих одна від одної сферичних концентричних сіток, загальний центр яких лежить на осі пучка. Середній радіус сіток  $R = 3$  см. Потенціал зовнішньої сітки  $U_1 = 300$  В, внутрішньої  $U_2 = 500$  В. Доведіть, що система має фокусуєчі властивості та підрахуйте її фокусну відстань.
3. В аксіально-симетричному електричному полі потенціал на осі змінюється за законом  $U(z) = U_0 e^{-\alpha z^2}$ . Розрахуйте закон зміни радіального електричного поля  $E_r(r, z)$  у параксіальній області. Чи буде таке поле мати фокусуєчу здатність для електронів?
4. Аксіально-симетрична електронно-оптична система складається з плоского катода  $k$ , сітки  $c$ , що знаходиться під потенціалом  $U_c = 200$  В, діафрагми  $d$  та анода  $a$ . Діафрагма й анод перебувають під однаковим потенціалом  $U_d$ . Визначити потенціал  $U_d$ , при якому електрони фокусувалися б на аноді. Відстань  $l_{cd} = 0.5$  см;  $l_{da} = 0.8$  см.
5. Відстань від катода до центра імерсійної лінзи  $a = 0.5$  см. Фокусна відстань лінзи  $f = 0.3$  см. У скільки разів буде збільшене зображення катода у площині фокусування лінзи?
6. Підрахувати фокусну відстань  $f$  короткої магнітної лінзи. Лінза являє собою короткий соленоїд радіуса  $R = 1$  см з  $n = 100$  витків дроту, по якому протікає струм  $I = 1$  А. Енергія електронів становить 1000 еВ.
7. Оцініть роздільну здатність електронного мікроскопа, якщо потенціал, який прискорює електрони, становить 100 еВ.

## 5. ПРОСТОРОВИЙ ЗАРЯД

У попередньому розділі (електронна оптика) ми розглядали задачі фокусування та формування електронних пучків, при цьому нехтували дією просторового заряду. Таке наближення справедливе лише для слабких електронних пучків, коли сила струму в них не перевищує кількох мікроамперів. Подібні пучки дійсно знаходять застосування в осцилографічних трубках, кінескопах, електронних мікроскопах та інших електронно-оптичних приладах. Але тоді, коли сила струму в пучку становить кілька міліамперів і більше, дію просторового заряду нехтувати вже не можна. Такі пучки з сильними струмами знаходять застосування в НВЧ електронних приладах, технологічних процесах і фізичних експериментах.

### 5.1. РОЗБУХАННЯ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

Розглянемо, як приклад, стрічкоподібний електронний пучок (такі пучки застосовуються в потужних НВЧ електронних приладах). Пучок являє собою плоский шар зарядів, що рухаються вздовж осі  $OZ$  зі швидкістю  $v$  (рис. 5.1). Шар будемо вважати нескінченно широким вздовж осі  $OY$ . Густина струму в ньому становить  $j$ .

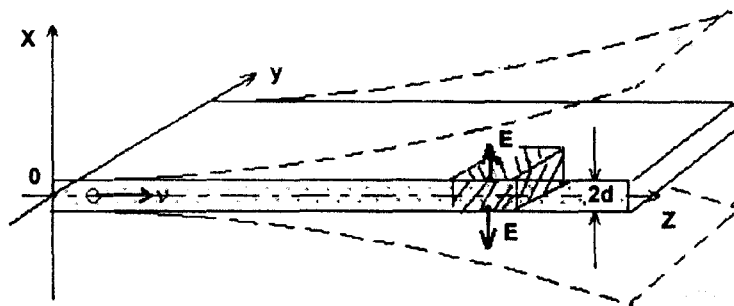


Рис. 5.1

Візьмемо деякий об'єм пучка  $V$  (заштрихований на рис. 5.1.) з повною бічною поверхнею  $A$ . За теоремою Гаусса – Остроградського потік вектора  $\vec{E}$  через бічну поверхню цього об'єму становить

$$\int_A \vec{E} d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV, \quad (5.1)$$

де  $\rho$  – густина об'ємного заряду всередині виділеного об'єму,  $\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникливість вакууму. Розподіл густини заряду в

пучку будемо вважати однорідним, тому потік вектора  $\vec{E}$  витікатиме лише через верхню й нижню поверхні виділеного об'єму, котрі мають площу  $S$ . Тоді замість наведеного вище інтеграла можна записати

$$2ES = \rho \frac{2dS}{\epsilon_0} \quad \text{або} \quad E = \frac{\rho d}{\epsilon_0} = \frac{jd}{v\epsilon_0},$$

де  $j = \rho v$ . Якщо позначити  $I = 2jd$  – струм на одиницю ширини пучка (уздовж осі  $OY$ ) і  $v = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$ , де  $U_0$  – потенціал, яким було прискорено заряди, то

$$E = \frac{I}{2\epsilon_0 \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}} \quad (5.2)$$

За рахунок цього поля заряди на границях пучка зазнаватимуть прискорення в напрямку осі  $OX$

$$\frac{d^2x}{dt^2} = \frac{eE}{m} \quad (5.3)$$

Пучок буде розширюватись (розбухати) у напрямку цієї осі. Якщо проінтегрувати рівняння (5.3), одержимо вираз для границь пучка, зображених на рис. 5.1 пунктирними лініями:

$$x = \frac{1}{8\sqrt{2}\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{e}} \frac{I}{U_0^{3/2}} z^2 \pm d \quad (5.4)$$

Наприклад, електронний пучок зі струмом  $I = 10^{-2}$  А/см прискорений потенціалом  $U_0 = 1$  кВ, буде розбухати на відстані  $z = 10$  см на  $\Delta x = \pm 7.5$  мм і його загальна товщина становитиме  $2d + 15$  мм. Формула (5.4) придатна й для іонних пучків. Але, оскільки маса іонів набагато більша за масу електронів, то і дія сил просторового заряду також буде набагато сильнішою.

Одержаний результат якісно справедливий і для пучків циліндричної форми (з круглим перерізом): вони будуть розбухати під дією сил просторового заряду, але при цьому буде зростати їх бічна поверхня. Задача стає нелінійною й не допускає такого простого розв'язання, як для стрічкового пучка.

Слід зауважити, що розбухання пучка заряджених частинок за рахунок кулонівських сил деякою мірою компенсується дією лоренцевої сили, яка за рахунок власного магнітного поля пучка стягує заряди до його осі. Для циліндричного пучка з радіусом  $r_0$ , який несе струм  $I$ , цей струм утворює на поверхні пучка азимутальне магнітне поле

$$B_{\phi} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r_0}$$

яке, взаємодіючи з аксіальною швидкістю електронів  $v_z$ , утворює силу  $F_r = ev_z B_{\phi}$  спрямовану до осі пучка. Однак легко показати, що ця сила стає рівною кулонівській тільки при  $v_z = c$  і може деякою мірою компенсувати електростатичне розбухання лише для релятивістських пучків.

## 5.2. СПОСОБИ УТРИМАННЯ ПУЧКІВ ВІД РОЗБУХАННЯ

Основним способом утримання пучків заряджених частинок від розбухання є створення супроводжуючого постійного магнітного поля  $B_0$ , спрямованого вздовж осі пучка. У такому аксіальному магнітному полі та радіальному електричному полі  $E_r$  просторового заряду електрони зазнаватимуть дрейфу в азимутальному напрямку, а їх траєкторії матимуть вигляд епітрохайд (рис. 5.2). Таким чином, замість того, щоб під дією сили  $eE_r$  віддалятися від осі пучка, електрони будуть зазнавати навкруг неї обертового дрейфового руху. Розмір завитків епітрохойди буде тим дрібнішим, чим сильнішим буде магнітне поле, і при  $B_0 \rightarrow \infty$  переріз електронного пучка зберігатиме свій початковий розмір.

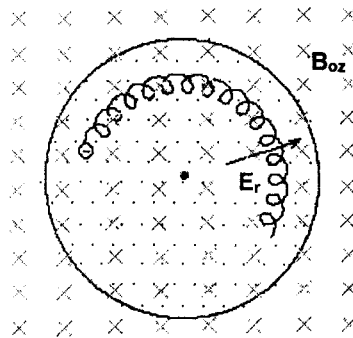


Рис. 5.2

Другий спосіб магнітного утримання полягає в тому, що всьому пучку при його входженні в магнітне поле  $B_{0z}$ , надають обертовий рух з кутовою швидкістю  $\Omega$ . Тепер на електрон, що летить уздовж осі  $z$ , діють три сили: відцентрова  $mr\Omega^2$ , електростатична сила просторового заряду

$eE_r$  та лоренцева сила  $eB_{0z}r\Omega$ . Можна так підібрати значення  $B_{0z}$ , що ці сили будуть скомпенсованими. При цьому, для хорошого утримання потрібне магнітне поле менше, ніж для попереднього випадку.

Нарешті є ще один специфічний метод утримання електронних пучків за рахунок дії іонного просторового заряду (іонне утримання). Справа в тому, що при русі електронного пучка в недосконалому вакуумі, електрони пучка іонізують на своєму шляху молекули газу. Утворені вторинні електрони швидко уходять з об'єму пучка, тоді як набагато важчі іони уходять з об'єму пучка повільно, тим більш що їх руху протидіє поле електронного просторового заряду. В результаті іони накопичуються в об'ємі пучка і повністю або частково нейтралізують просторовий заряд електронів.

Цей ефект виявляється вже при  $p \approx 10^{-6}$  торр і повною мірою діє при  $p \approx 10^{-5} - 10^{-4}$  торр. Тому за реальних умов, коли в електронних приладах або експериментальних установках тиск залишкових газів буває такого порядку, то розбухання електронних пучків буде менше очікуваного.

### 5.3. ПРОСТОРОВИЙ ЗАРЯД У ВАКУУМНОМУ ДІОДІ

#### 5.3.1. Закон "3/2"

Розглянемо "класичну" задачу фізичної електроніки – проходження струму у плоскому вакуумному діоді (рис. 5.3). Один з його електродів (якому надано нульовий потенціал) – катод – має нескінченно велику емісійну здатність. Другий його електрод, до якого прикладений позитивний потенціал  $U_a$  – анод. Міжелектродна відстань дорівнює  $d$ , площа поверхні діода –  $S$ .

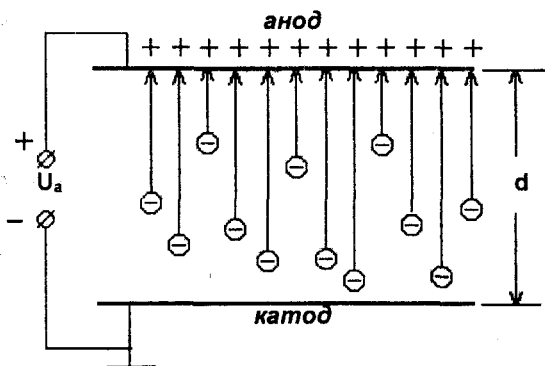


Рис. 5.3

Розглянемо спочатку випадок, коли струм з катода ще не пішов. За рахунок прикладеного потенціалу  $U_a$  на аноді утворюється позитивний поверхневий заряд  $q = CU_a$ , де  $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$  – ємність між анодом і катодом. Коли

починається емісія, міжелектродний проміжок заповнюється електронним просторовим зарядом  $q'$  саме таким, щоб скомпенсувати позитивний поверхневий заряд  $q$  на аноді. Якщо б просторовий заряд  $q'$  був більшим за  $q$ , то поле на поверхні катода стало б негативним, емісія припинилася б і просторовий заряд зник. Якщо ж просторовий заряд менший від  $q$ , то поле на поверхні катода було б прискорюючим і при необмеженій емісійній здатності останнього густина емітованого струму та просторовий заряд у міжелектродному проміжку стали б нескінченно великими. Отже, єдиним несуперечливим варіантом є припущення, що існуючий в об'ємі діода просторовий заряд забезпечує саме нульове електричне поле на поверхні катода, а загальний просторовий заряд у міжелектродному проміжку  $q'$  дорівнює  $q$ .

Визначимо  $q'$  через середнє значення просторового заряду в міжелектродному проміжку  $q' = \rho_{cp} S d$ , де  $\rho_{cp} = \frac{j}{v_{cp}}$ ;  $j$  – густина струму в діоді,  $v_{cp}$  – середня швидкість електронів на шляху від катода до анода. Будемо вважати, що рух електронів під дією потенціалу  $U_a$  є рівномірно прискореним:

$$v_{cp} = \frac{v_a}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}$$

(це припущення є наближенням, оскільки в дійсності через наявність просторового заряду напруженість електричного поля є неоднорідною вздовж осі  $z$ ). Прирівнюючи  $q'$  і  $q$ , одержимо

$$j = \frac{\epsilon_0}{2} \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2} \frac{1}{d^2}. \quad (5.5)$$

Це і є густина емісійного струму, яка буде відбиратися від катода анодним потенціалом  $U_a$  – ані більша, ані менша.

Одержаний результат є наближенням зважаючи на неточність, що була припущена при визначенні  $v_{cp}$ . Точний розрахунок, одержуваний шляхом сумісного розв'язування рівняння руху електронів, рівняння неперервності струму та рівняння Пуассона, дають результат відмінний від одержаного нами лише числовим коефіцієнтом: 4/9 замість 1/2. Причиною цього є те, що електрони своїм просторовим зарядом знижують розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку. На відміну від лінійного

розподілу потенціалу  $U(x)$  (який і був закладений у вищерозглянуту модель) дійсний розподіл потенціалу визначається параболічним законом

$U(x) \approx Ax^{\frac{4}{3}}$ . Саме це призводить до того, що середня швидкість електронів буде трохи меншою від  $v_a/2$  і викликати вищеазначену відмінність у одержаному коефіцієнті. Таким чином, формула (5.5), що називається "законом 3/2", якісно вірно описує залежність анодного струму  $I_a = jS$  від змінних, що входять у цей вираз. Ця залежність зберігається й для будь-яких інших геометрій електродів (наприклад, для циліндричних). Різниця міститься лише в числовому коефіцієнті, який залежить від геометрії системи.

Наведений розрахунок ясно показує, що першопричиною обмеження величини анодного струму є інерція електронів. Дійсно, якби маса електронів була безмежно малою, вони б пролітали через міжелектродний проміжок миттєво, не утворюючи там просторового заряду. Звідси випливає, що якби катод емітував не електрони, а важкі іони з масою  $M \gg m$ , то за всіх інших рівних умов струм таких іонів був би в  $\sqrt{M/m}$  разів менший від електронного.

Залежність анодного струму  $I_a$  реального вакуумного діода від анодної напруги має вигляд напівкубічної параболи (рис. 5.4). При негативних  $U_a$  струм відсутній. Для реальних катодів, що мають обмежену емісійну здатність, зростання анодного струму припиняється, коли він досягає значення, яке відповідає емісійній здатності катода. На вольт-амперній характеристиці (ВАХ) з'являється горизонтальна ділянка, що має назву насичення анодного струму (на рис. 5.4. — лінія  $ab$ ).

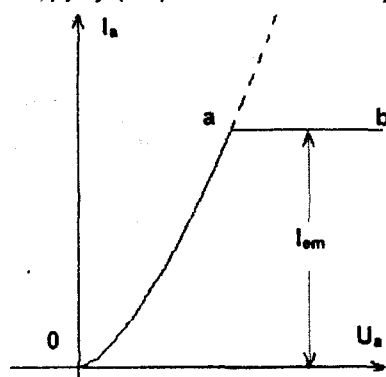


Рис. 5.4

На практиці використовується здатність діодів проводити струм тільки в одному напрямку. Тому вони широко застосовувалися для випрямлення

змінного струму в джерелах живлення радіоелектронних приладів. Такі електронні лампи називають *кенотронами*. Діоди використовувалися також для детектування ВЧ сигналів у радіоприймачах. У зв'язку з появою напівпровідникових діодів вакуумні діоди на сьогодні переважно втратили своє значення. Вони знаходять застосування лише там, де доводиться мати справу з дуже високими напругами (більше 100 кВ), наприклад, як кенетрони для живлення рентгенівських трубок.

### 5.3.2. Віртуальний катод

У попередньому наближеному розгляді вважалося, що енергія, з якою термоелектрони залишають катод, є нульовою, а електричне поле на поверхні катода при роботі в режимі з об'ємним зарядом також дорівнює нулю.

Насправді ж катод має температуру, що дорівнює кільком тисячам градусів, і електрони, що виходять з нього, мають відповідно середню теплову енергію порядку кількох десятків електрон-вольтів. Вони виходять з цими початковими енергіями в надлишку, який, відповідно до міркувань з попереднього розділу, не може бути відтягнутий анодною напругою. Тому, біля поверхні катода на невеликій відстані  $x_m$  цими надлишковими електронами утворюється область з мінімумом потенціалу  $V_m$ , яка пропускає на анод лише той струм, який визначається законом "3/2", і відбиває назад на катод надлишок емітованих електронів. Глибина потенціального мінімуму може бути оцінена з такого співвідношення:

$$j_a = j_{em} e^{-\frac{eV_m}{kT_K}},$$

де  $j_a$  – густина анодного струму, що визначається законом "3/2",  $j_{em}$  – густина струму емісії,  $T_K$  – температура катода. Тобто, дати внесок у струм  $j_a$  і потрапити на анод можуть лише ті електрони, теплова енергія яких перевищує величину  $eV_m$ . Звідси випливає, що глибина потенціального мінімуму має бути

$$V_m = \frac{kT_K}{e} \ln \frac{j_{em}}{j_a}.$$

Відстань  $x_m$  можна визначити за законом "3/2" для області  $x < x_m$ :

$$2j_{em} - j_a = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(2\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_m^{\frac{3}{2}}}{x_m^2}.$$

Тут електрони, що відбиваються від потенціального мінімуму, враховано двічі – як ті, що йдуть до мінімуму, так і ті, що повернуті ним назад.



Таким чином, роль поверхні, що випускає електрони, які йдуть на анод у кількості, визначеній законом "3/2", відіграє тепер цей потенціальний мінімум, який називається *віртуальним катодом* (тобто, уявним катодом).

## 5.4. ТРІОД

Якщо між анодом і катодом розмістити сітку, одержимо прилад, що має назву *тріода* – триелектродної електронної лампи (рис. 5.5). Сітка звичайно розташовується близько до катода. Тому електричні силові лінії, що утворюються поверхневими зарядами сітки (у відсутності емісії з катода), закінчуються здебільше на катоді. На відміну від цього силові лінії, що виходять з анода, закінчуються головним чином на сітці. Лише мала їх частина  $D \ll 1$ , що має назву проникливості сітки, проходить крізь сітку і закінчується на катоді. Електричне поле у катодно-сітковій області, яке обумовлює величину струму, що відбирається від катода, визначається тепер зваженою суперпозицією сіткового і анодного потенціалів.

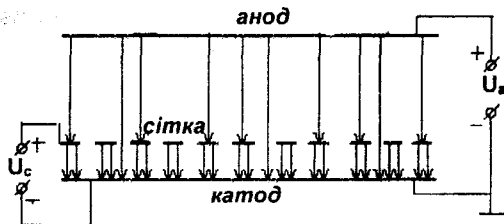


Рис. 5.5

вона визначає величину струму  $I_k$ , що відтягується з поверхні катода

$$I_k = a U_c'^{3/2} = a (U_c + D U_a)^{3/2}, \quad (5.7)$$

де  $a$  – коефіцієнт пропорційності в законі "3/2". Для того, щоб  $I_k$  було відмінним від нуля необхідно, щоб  $U_c'$  було позитивним. Це можливо навіть при  $U_c < 0$ , якщо  $D U_a > |U_c|$ . Саме в такому режимі експлуатуються звичайно тріоди. Тоді на негативну сітку електрони не потрапляють і анодний струм  $I_a$  дорівнює  $I_k$ . Залежність анодного струму  $I_a$  від сіткової напруги  $U_c$  має вигляд напівкубічної параболи зсунутої ліворуч на величину  $D U_a$ . Точка, починаючи з якою струм  $I_a$  стає відмінним від нуля, називається *точкою запирання тріода*  $U_{c_{\text{зп}}}$ .

$$|U_{c_{\text{зп}}}| = D U_a.$$

Залежності  $I_a = f(U_c)$  для різних значень  $U_a$  утворюють сім'ю сіткових характеристик (рис. 5.6).

Таким чином, у триоді вдається керувати величиною анодного струму шляхом зміни сіткової напруги, і триод можна розглядати як керований сітковою напругою генератор струму. При цьому струм сітки відсутній (якщо тільки  $U_c < 0$ ) і керування анодним струмом здійснюється без витрат потужності керуючого сигналу.

Одержаний вище вираз (5.7) можна записати і в дещо іншій формі:

$$I_a = b(U_a + \mu U_c)^{3/2},$$

де  $b = aD^{3/2}$ , а  $\mu = 1/D$  і має назву коефіцієнта підсилення триода. Вважаючи  $U_c$  фіксованим, можна побудувати залежність  $I_a = f(U_a)$ . Це також буде напівкубична парабола, зсунута праворуч на величину  $\mu |U_c|$ . Точка, де  $I_a$  стає нулем, називається точкою запирання за анодною напругою  $U_{a\text{зап}}$ .

Сім'ю характеристик  $I_a = f(U_a)$ , для якої  $U_c$  є параметром, називають сім'єю анодних (або вихідних) характеристик триода (рис. 5.7).

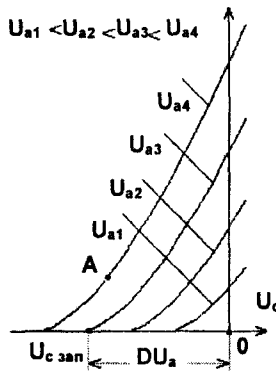


Рис. 5.6

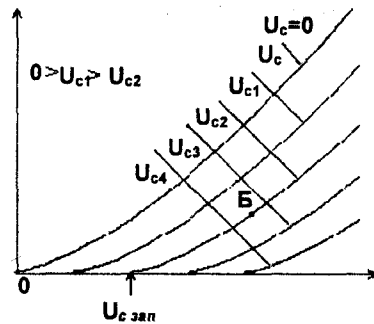


Рис. 5.7

Задаючи фіксовані значення  $U_c$  та  $U_a$ , задаємо режим роботи триода і визначаємо положення робочої точки на сім'ї сіткових або анодних характеристик (наприклад, точка А на сім'ї сіткових характеристик або точка Б на сім'ї анодних характеристик). Надавши сітковій напрузі малий приріст  $\Delta U_c$ , отримаємо приріст анодного струму  $\Delta I_a$ . Їх співвідношення:

$$\frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} \approx \frac{dI_a}{dU_c} \Big|_{U_a=\text{const}} = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} = S$$

визначає параметр  $S$  – крутість сіткової характеристики триода, яка кількісно описує ефективність керування анодним струмом за допомогою сіткової напруги. Аналогічно можна ввести параметр

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a} \Big|_{U_c=\text{const}} = \frac{\partial U_a}{\partial I_a},$$

що має назву внутрішнього (або вихідного) опору триода. Легко показати, що  $R_i S = \mu$  (або  $R_i S D = 1$ ).

Звичайна величина  $S$  лежить для триодів у межах від кількох мА/В до кількох десятків мА/В, а внутрішній опір  $R_i$  у межах від кількох кОм до кількох десятків кОм.

## 5.5. РОБОТА ТРІОДА В ДИНАМІЧНОМУ РЕЖИМІ

За допомогою триода можна здійснити підсилення сигналів за напругою. Для цього триод слід навантажити: увімкнути в його анодне коло навантажувальний опір  $R_a$  (рис. 5.8). Тепер анодна напруга  $U_a$  дорівнюватиме

$$U_a = E_a - I_a R_a, \quad (5.8)$$

де  $E_a$  – напруга живлення в колі анода.

Якщо подати на вхід зображеної схеми малий сигнал, що підлягає підсиленню, – приріст сіткової напруги  $\Delta U_c$  – анодний струм також дістане приросту

$$\Delta I_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} \Delta U_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \Delta U_a, \quad (5.9)$$

який залежить, однак, не тільки від  $\Delta U_c$ , але й від приросту анодної напруги, що

визначається формулою (5.8):  $\Delta U_a = -\Delta I_a R_a$ . Підставивши у (5.9) значення  $\Delta I_a = -\Delta U_a / R_a$ , одержимо

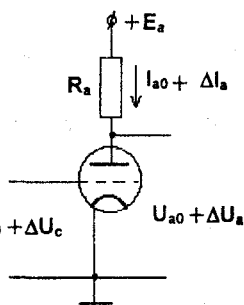


Рис. 5.8

$$\Delta U_a = -\Delta U_c \frac{S}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}} = -\Delta U_c \frac{SR_a}{1 + \frac{R_a}{R_i}}. \quad (5.10)$$

Величина  $\frac{SR_a}{1 + \frac{R_a}{R_i}}$  може бути значно більшою за одиницю й є коефіцієн-

том підсилення за напругою.

З розгляду схеми, зображеної на рис. 5.8, видно, що збільшення сіткової напруги на  $\Delta U_c$  призводить до збільшення анодного струму на  $\Delta I_a$  і водночас зниження анодної напруги на  $\Delta U_a = |\Delta I_a R_a|$  – величину падіння напруги на навантажувальному опорі  $R_a$ . При цьому приріст анодного струму виявляється меншим, аніж при  $R_a = 0$  (або при  $R_i \rightarrow \infty$ ). Отже, збільшуючи анодний струм шляхом підвищення сіткової напруги, водночас зменшуємо цей струм за рахунок зниження напруги на аноді. Причиною того є залежність анодного струму від напруги на аноді, тобто скінченний (і порівняно невеликий) внутрішній опір триода  $R_i$ .

## 5.6. ТЕТРОД

Малий внутрішній опір, що обмежує підсилення за напругою – це істотний недолік триода. Бажано було б зробити так, щоб анодний струм не залежав від анодної напруги, тобто, щоб внутрішній опір був якомога більшим. Така спроба була зроблена в електронній лампі, яку називають *тетродом*, тобто чотириелектродною лампою (рис. 5.9).

У тетроді, окрім керуючої сітки  $C$ , між нею та анодом встановлено досить густу екранну сітку  $E$ , яка екранує анод від катодно-сіткової частини лампи. Фактично роль анода відіграє тепер саме ця сітка, на якій підтримується незмінний потенціал  $U_{E_0}$ . Частина електронного струму емітованого катодом (20–25 %), звичайно, перехоплюється екранною сіткою, однак більша частина потоку електронів все ж проходить через неї й досягає анода  $A$ , який у тетроді є начебто колектором для електронного струму. Для одержання вихідного сигналу в коло анода зазвичай ввімкнено навантажувальний опір, але спричинені ним зміни анодної напруги не впливають на анодний струм, оскільки його величина визначається лише процесами, що відбуваються в

триодній частині лампи, утворюваною катодом, керуючою та екранною сітками. Екранна сітка надто густа, щоб через неї могли проникнути силові лінії з анода, і якось вплинути на величину струму, яка відбирається від катода.

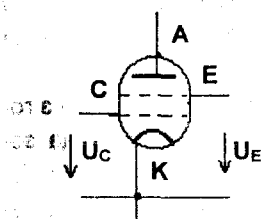


Рис. 5.9

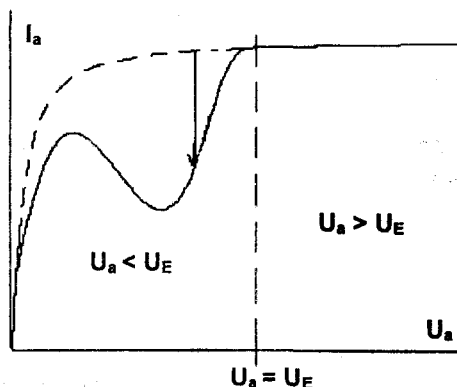


Рис. 5.10

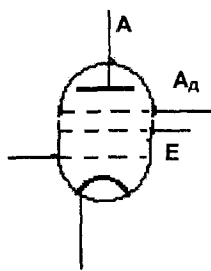
Виходячи з вищевикладеного слід очікувати, що ВАХ тетрода матиме вигляд, зображений пунктиром на рис. 5.10: майже горизонтальна лінія, яка відповідає незалежності анодного струму від анодної напруги.<sup>5</sup> У дійсності, ВАХ тетрода має досить дивний вигляд з провалом  $I_a$  в області  $U_a < U_E$ . Це явище має назву *динатронного ефекту*. Його причиною є вторинно-електронна емісія з анода. Вторинні електрони вибиваються з анода і йдуть на екранну сітку як на найбільш позитивний електрод. Оскільки реальний анодний струм є різницею між потоком електронів, що прийшли на анод, і тими, що з нього вийшли, величина струму в колі анода виявляється меншою від очікуваної. І лише при  $U_a > U_E$  надходження вторинних електронів на екран припиняється, а ВАХ набуває очікуваного вигляду: майже горизонтальна лінія, на якій анодний струм майже не залежить від анодної напруги. Внутрішній опір  $R_i$  у цьому режимі може досягати кількох мегомів.

<sup>5</sup> Спад  $I_a$  поблизу  $U_a \approx 0$  цілком природний. Причиною того є майже повне захоплення електронного струму екранною сіткою при  $U_a \ll U_E$ .

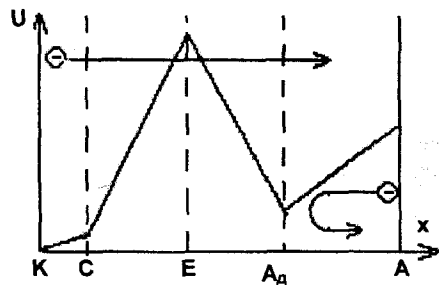
## 5.7. ПЕНТОД

Подавити динатронний ефект вдається в пентоді – трисітковій (п'яти-електродній) лампі (рис. 5.11, а). Для цієї мети між екранною сіткою та анодом ставиться спеціальна (не дуже густа) сітка – так звана антидина-тронна сітка  $A_d$ , на яку подається низький потенціал (здебільшого ця сітка просто приєднується до катода). Електронам, що були емітовані з катода, вдається подолати цей потенціальний мінімум (рис. 5.11, б) і проскочити через нього. Але вторинні електрони, вибиті з анода, на це нездатні і змушені повертатися на анод.

У результаті ВАХ пентода набуває майже ідеального вигляду кривої з горизонтальним "плато". Сім'ю типових анодних характеристик пентода зображено на рис. 5.12. У пентодах усунуто недоліки як тріодів, так і тетродів, тому пентоди були основним видом електронних ламп, що використовувалися протягом кількох десятиліть у більшості радіоелектронних пристроїв. Але з появою напівпровідникових транзисторів (вихідні характеристики яких, до речі, дуже подібні до пентодних) електронні лампи, у т. ч. і пентоди, втра-тили, в основному, своє значення. Вони ще застосовуються в пристроях великої потужності (більше кількох сотень ватів), котрі поки що не вдається реалізувати на напівпровідникових елементах.



а)



б)

Рис. 5.11

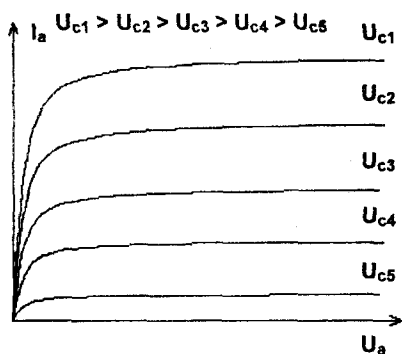


Рис. 5.12

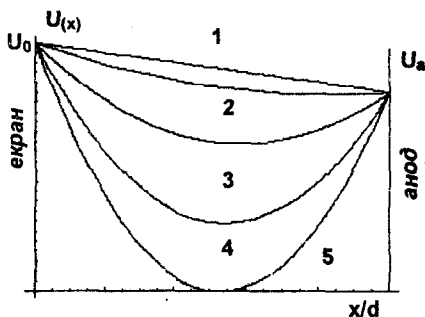


Рис. 5.13

Цікаво відмітити, що динатронний ефект може бути подавлений ще іншим шляхом, без використання спеціальної третьої (антидинатронної) сітки, лише власним об'ємним зарядом електронного потоку. Розглянемо проміжок між екранною сіткою та анодом як систему з плоскими електродами, що несуть на собі потенціали  $U_0$  і  $U_a$  (рис. 5.13). Відстань між цими електродами позначимо як  $d$ , координату  $x$  будемо відраховувати від лівої поверхні.

За відсутності електронного струму розподіл потенціалу  $U(x)$  має вигляд прямої (1). При скінченному струмі  $j_e$  лінія  $U(x)$  прогинається вниз за рахунок об'ємного заряду електронів (2). Починаючи з деякого значення струму  $j_e$ , на кривій  $U(x)$  утворюється потенціальний мінімум (3), який електрони, що йдуть праворуч, легко долають за рахунок своєї початкової енергії  $eU_0$ . Але при достатній глибині цього мінімуму вторинні електрони, емітовані з анода, цей мінімум подолати не зможуть і будуть повернуті назад на анод, подібно до того, як це робилось за допомогою третьої сітки в пентоді.

Ситуація тут описується рівнянням Пуассона

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}, \quad \rho(x) = \frac{j_e}{v_e(x)}, \quad v_e(x) = \sqrt{2 \frac{eU(x)}{m}}$$

або

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{j_e}{\epsilon_0 \left(2\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{U^{\frac{1}{2}}} = \alpha U^{-\frac{1}{2}}, \text{ де } \alpha = \frac{j_e}{\epsilon_0 \left(2\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}}}.$$

Одержане диференціальне рівняння є нелінійним і не має простого розв'язку. Його можна спростити лінеаризувавши, тобто поклавши, що  $U(x) = U_0 + \Delta U$ , де  $\Delta U \ll U_0$  і привести до вигляду

$$\frac{d^2U}{dx^2} \approx \frac{\alpha}{\sqrt{U_0}} = p = \text{const}.$$

Розв'язком цього рівняння є  $U(x) = \frac{px^2}{2} + C_1x + C_2$ . У найпростішому випадку, коли  $U_a = U_0$  і координата  $x$  відрховується від середини міжелектродного проміжку

$$U(x) = U_0 + \frac{p}{2} \left( x^2 - \frac{d^2}{4} \right).$$

Розглянутий ефект утворення потенціального мінімуму й придушення ним вторинно-електронної емісії з анода застосовувався в так званих електронно-променевих тетрах (наприклад, типу 6П3). У них для збільшення густини струму  $j_e$  шляхом спеціальних електронно-оптичних ефектів електрони, що вводяться в екранно-анодний проміжок, є сфокусованими у вигляді електронних променів (звідси й назва "електронно-променеві"). Цього вистачає, щоб утворити потенціальний мінімум достатньої глибини для усунення динаatronного ефекту.

У загальному випадку потенціал у мінімумі буде при збільшенні струму  $j_e$  зменшуватися й надалі (крива 4). Від цього швидкість електронів  $v$  в околі потенціального мінімуму буде зменшуватися, а густина об'ємного заряду  $\rho$  – збільшуватися, що призведе до подальшого зниження потенціалу. Починаючи з певного значення  $j_e$  цей процес стане розвиватися лавиноподібно, аж доки потенціал у мінімумі не досягне нуля (5). Далі потенціал зменшуватися не може, оскільки в область, де  $U(x) < 0$ , електрони потрапляти не можуть. І тоді посередині між електродами утворюється те, що називають *віртуальним катодом*.



Після утворення віртуального катода частина струму, який раніше потрапляв на анод, буде повернутий на екран, зменшуючи своїм об'ємним зарядом потенціал простору ліворуч від мінімуму. За рахунок цього сам мінімум зсувається ліворуч. Насамкінець встановлюється деякий рівноважний стан, в якому величину струмів праворуч і ліворуч від мінімуму  $U(x)$  можна визначати за законом " $3/2$ ".

### Контрольні запитання

1. Чим обумовлюється розбухання пучків заряджених частинок?
2. Чому іонний пучок розбухає значно сильніше за електронний (за усіх інших рівних умов)?
3. При якій швидкості електронів магнітна сила від власного магнітного поля пучка компенсує електричну силу, що обумовлює розбухання пучка?
4. Якими способами можна утримати електронний пучок від розбухання?
5. Чим обмежується величина анодного струму у вакуумному діоді?
6. Що таке віртуальний катод у вакуумному діоді?
7. Що таке напруга запирання тріода і чим вона визначається?
8. Які переваги має тетрод порівняно з тріодом?
9. У чому полягає динатронний ефект у тетроді і як його можна подолати?
10. Чим відрізняється пентод від тріодів і тетродів?
11. Як долається динатронний ефект у променевому тетроді?

### Контрольні задачі

1. Підрахувати наскільки розбухне стрічкоподібний пучок однозарядних іонів ксенону ( $A = 131$ ) зі струмом  $I = 1$  мкА/см та енергією іонів 1000 еВ на відстані в 20 см.
2. Електрони в циліндричному електронному пучку прискорені потенціалом у 10 кеВ; підрахувати якою мірою сила власного магнітного поля пучка компенсує електричну силу розштовхування.
3. Електронний пучок, що обертається як ціле навколо своєї осі з кутовою швидкістю  $\Omega = 3,56 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>, рухається в повздовжньому магнітному полі  $B = 400$  Гс. Радіус пучка  $a = 0,2$  см, енергія електронів 500 еВ. При якому струмі пучка електрична, магнітна та відцентрова сили зрівноважаться на границі пучка?

4. У плоскому вакуумному діоді відстань між електродами  $d = 5$  мм, площа електродів  $S = 0,5 \text{ см}^2$ , напруга на аноді  $U_a = 200$  В. Якою буде величина анодного струму?

5. У діоді (з попередньої задачі) струм емісії катода  $I_{em} = 0,2$  А. На якій відстані від катода буде розташований потенціальний мінімум (віртуальний катод) і якою буде його глибина? Температура катода  $T_K = 2700$  К.

6. У діоді, описаному в задачі 4, на малій відстані від катода розташована сітка з прозорістю  $D = 0,02$ . Отже діод перетворений на тріод. Анодна напруга  $U_a = 200$  В. Якою буде напруга на сітці, при якій тріод запирається? Якими будуть внутрішній опір  $R_i$  і крутість  $S$  тріода при  $U_C = -1$  В? Яким буде при цьому анодний струм?

7. Яким має бути коефіцієнт підсилення тріода з попередньої задачі, якщо його навантажити опором  $R_a = 5$  кОм? Якою має бути при цьому напруга живлення?

8. У тетроді з плоскими електродами відстань між екранною сіткою та анодом становить  $d = 5$  мм. Площа електродів  $S = 1 \text{ см}^2$ . Потенціали анода та екрана однакові й дорівнюють  $U_a = 100$  В. Якою має бути густина анодного струму, щоб заглушити вторинно-електронну емісію з анода. Вважати, що початкова енергія вторинних електронів не перевищує 20 еВ.

## 6. ЕМІСІЙНА ЕЛЕКТРОНІКА

*Емісійна електроніка*, тобто наука про сукупність явищ, пов'язаних з виходом електронів з поверхні твердого тіла у вакуум, є частиною загальної науки про приповерхневі явища на межі твердого тіла. Слід відзначити надзвичайно велике значення поверхні і поверхневих явищ для роботи приладів електроніки. Сучасна електроніка використовує поверхневі явища або явища, що створюються під впливом наявної поверхні, більш як у 90 % реальних приладів. З іншого боку, емісійні явища є основою сучасної діагностики твердого тіла, стану його поверхні та роботи різноманітних приладів, і не лише електронних.

### 6.1. ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ МЕТАЛІВ

Із курсу загальної фізики відомо, що при нагріванні до високих температур метали і напівпровідники набувають властивість випускати (емітувати) електрони. Природа цього явища полягає в тому, що електрони, які утворюють у кристалічній ґратці речовини електронний газ, набувають при нагріванні енергії достатньої для того, щоб подолати сили, які їх утримують в об'ємі твердого тіла. Вони випаровуються в оточуючий простір (наприклад у вакуум) подібно до того, як випаровуються нейтральні атоми й молекули з поверхні нагрітої рідини або твердого тіла. Слід підкреслити, що термоелектронна емісія, на відміну від інших емісійних явищ, є процесом рівноважним.

Явище термоелектронної емісії було відкрито Едісоном і докладно вивчене на початку XX ст. Річардсоном, котрий і встановив його основні закономірності. Формула для термоелектронної емісії з металів, одержана Річардсоном і яка має його ім'я, має такий вигляд:

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}}, \quad (6.1)$$

де  $j_e$  – густина струму емісії,  $T$  – температура,  $e$  – заряд електрона,  $k$  – постійна Больцмана,  $A$  – константа, що залежить від роду речовини,  $e\phi$  – робота виходу, тобто робота, яку має виконати електрон для виходу назовні з емітуючої поверхні (далі будемо називати цю поверхню *катодом*) у стан з рівною нулю кінетичною енергією і при тому віддалитися на відстань, значно більшу від характерного розміру кристалічної ґратки емітуючого тіла.

Природа сил, які утримують електрон і протидіють його виходу з катода досить ясна. При виході електрона з металу на поверхні останнього утворюється індукований позитивний поверхневий заряд (рис. 6.1). Оскільки силові лінії електричного поля мають входити в поверхню металу нормально, структура і величина поля будуть такими самими, як від по-

III сем. 1 Елекр.

зитивного заряду, що рівний за величиною заряду електрона і віддалений від поверхні на таку ж відстань  $x$ , як і сам електрон (тобто  $e$ , начебто, його дзеркальним відображенням). Сила, що діє на наш електрон від такого дзеркального відображення, дорівнює

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}, \quad (6.2)$$

а енергія, яку необхідно витратити, щоб перемістити електрон з відстані  $x = r$  до  $x = \infty$ , дорівнює

$$E = \int_r^\infty F(x)dx = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_r^\infty \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}. \quad (6.3)$$

На жаль, взяти цей інтеграл у межах від 0 до  $\infty$  і визначити таким чином роботу виходу не вдається, оскільки при  $r$  порядку міжатомних відстаней  $r_0$  формулою (6.2) користуватися вже не можна<sup>1</sup>. Але для  $r \gg r_0$  хід потенціалу має вигляд гіперболи й досить вірно описує цей випадок (рис. 6.2).

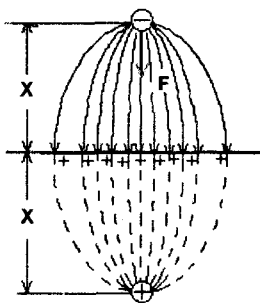


Рис. 6.1

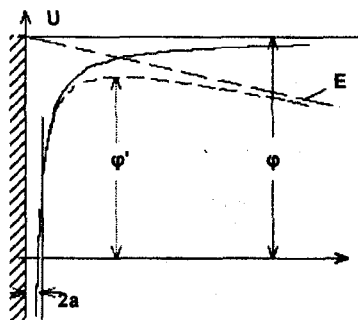


Рис. 6.2

На практиці як матеріал для металевих катодів застосовується зазвичай вольфрам. Хоча робота виходу в нього досить велика ( $e\phi \approx 4.5$  eB), але він може бути без шкоди нагрітий до вельми високих температур порядку 2600–2800 K і дає досить сильну емісію.

<sup>1</sup> На відстанях порядку періоду кристалічної ґратки взаємодія електрона з твердим тілом описується квантовою механікою (обмінно-кореляційними силами). Крім того, у роботу виходу значний внесок дає подвійний електричний шар, що утворюється на поверхні внаслідок незбіжності просторових розподілів позитивного й негативного (електронного) зарядів.

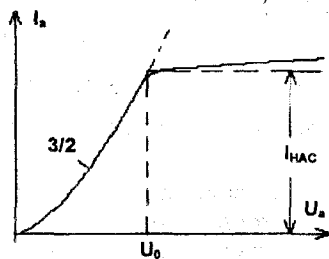


Рис. 6.3

Щоправда, у сильних електричних полях вдається спостерігати деяке подальше невелике зростання густини емісійного струму  $j_e$  (порівняно з формулою (6.1)), обумовлене так званім ефектом Шоттки (рис. 6.3). Він полягає в тому, що сильне електричне поле  $E$  у поверхні катода може дещо знизити роботу виходу (рис. 6.2, пункт  $\varphi'$ ) до величини  $\varphi' < \varphi$ .

## 6.2. АВТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

При напруженості електричного поля  $E$  більше як  $10^6$  В/см крім додаткової емісії, яка обумовлена ефектом Шоттки (електрон 1 на рис. 6.4), спостерігається також значне збільшення емісійного струму за рахунок тунелювання електронів з порівняно низькими енергіями (електрон 2) через потенціальний бар'єр, що утворюється біля поверхні катода. Це явище має назву автоелектронної емісії. Слід підкреслити, що при автоелектронній емісії з катода виходять не електрони, які знаходяться на "хвості" функції розподілу і мають енергію вищу за висоту потенціального бар'єра, а основна маса електронів, що мають енергію порядку  $W$  – енергії, яка відповідає рівню Фермі.

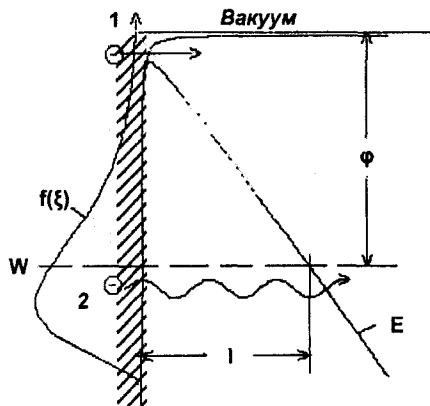


Рис. 6.4

Автоелектронна емісія починається тоді, коли ширина потенціального бар'єра  $l = \varphi / E$  для енергій  $W$ , що відповідає рівню Фермі, стає сумір-

ною з дебройлівською довжиною хвилі  $\lambda = \frac{h}{mv}$  для електронів з цією енергією. Наприклад, для вольфраму, у якого  $\phi = 4.52$  еВ, а  $W = 5.8$  еВ, поклавши  $l \approx 3\lambda$ , одержуємо напруженість поля  $E_k$  потрібну для автоелектронної емісії порядку  $\geq 3 \cdot 10^7$  В/см.

Слід підкреслити, що на відміну від інших видів емісії, які можуть бути описані в межах класичних уявлень, автоелектронна емісія й тунелювання електронів крізь потенціальний бар'єр є суто квантовомеханічними явищами.

Потрібне для автоелектронної емісії велике значення напруженості поля  $E_k$  на поверхні катода можна створити, наприклад, у системі, що складається із сферичного анода з радіусом  $r_a$  і сферичного вістря катода з радіусом кривини  $r_k$  (рис. 6.5). У такій системі

$$E_k = \frac{r_a}{r_k(r_a - r_k)} U_a \approx \frac{U_a}{r_k},$$

де  $U_a$  – напруга на аноді. Можна оцінити, що при  $U_a = 3$  кВ одержати  $E_k \approx 3 \cdot 10^7$  В/см можна при радіусі катода в 1 мкм, що цілком реально. Якщо зробити анодну сферу скляною і нанести на її внутрішню поверхню провідний і люмінесцентний шар, можна візуально спостерігати картину розподілу густини емісійного струму з поверхні вістря. При  $r_a = 10$  см збільшення зображення буде порядку  $10^5$  разів. Такий прилад має назву автоелектронного проектора.

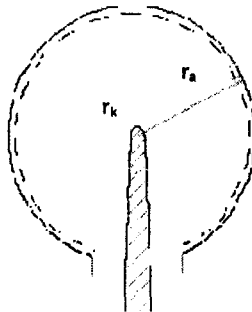


Рис. 6.5.

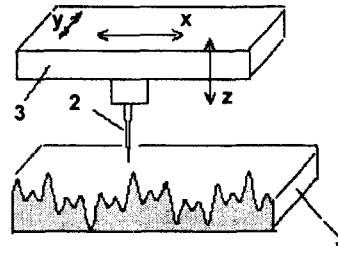


Рис. 6.6.

Оскільки для тунельного проходження через потенціальний бар'єр електрон не потребує додаткової енергії, автоелектронна емісія є най-

більш економним різновидом емісії, що має велике значення для сучасної емісійної електроніки.

На основі явища автоелектронної емісії також працює такий цікавий прилад, як скануючий тунельний мікроскоп (рис. 6.6). У ньому над поверх-

нею зразка (1) на відстані порядку  $3-10 \text{ \AA}$  рухається мініатюрне вістря (2). До нього по відношенню до зразка прикладається напруга порядку кількох мілівольтів (до одного вольт). Цього буває достатньо для створення струму автоелектронної емісії порядку кількох наноамперів. Вістря закріплене на платівці з п'єзокристала (3).

При прикладанні до п'єзокристала напруги можна рухати вістря в трьох координатах, змінюючи відстань від вістря до поверхні зразка та рухаючи вістря у двох координатах паралельно до цієї поверхні (скануючи зразок). При такому скануванні можна за величиною автоемісійного струму судити про рельєф сканованої поверхні з роздільною здатністю

порядку одного ангстрема по  $x$  та  $y$  і  $0.1 \text{ \AA}$  по  $z$ . Це дозволяє бачити окремі атоми, з яких складається поверхня зразка, спостерігати їх адсорбцію на поверхні та пересування по поверхні тощо. Скануючий тунельний мікроскоп є потужним експериментальним засобом сучасної фізичної електроніки та суміжних з нею областей.

Інше новітнє застосування автоелектронної емісії полягає у спробах створення плоских екранів для телевізорів і моніторів. З цією метою над поверхнею люмінофору роблять велику кількість мініатюрних вістрь, розташованих по рядках і стовпцях. Кожне таке вістря забезпечує створення одного пікселя, тобто точки зображення. Для відтворення яскравої точки зображення на відповідний стовпець подається напруга в кілька сотень вольтів. Одночасно така сама напруга подається на відповідний рядок; величина цієї напруги має відповідати яскравості створюваної точки. Ця напруга додається до попередньої і таким чином вістря, що знаходиться на перехресті активованого рядка та стовпця, набуває сумарного потенціалу, який є достатнім для створення автоемісійного струму в кілька мікроамперів. Цього буває досить для того, щоб область люмінофору, яка розташована під вістрям, яскраво засвітилась. Скануючі напруги на рядках і стовпцях і створюють зображення на екрані.

### **6.3. ПЛІВКОВІ ТЕРМОКАТОДИ**

Емісійну здатність вольфрамового термोकатода можна істотно збільшити, наносячи на його поверхню плівку з атомів електропозитивної речовини, наприклад, барію або торію.

Висаджені на поверхні катода атоми поляризуються, стаючи диполями й утворюючи подвійний електричний шар (рис. 6.7), який знижує роботу виходу на величину

$$\Delta\varphi = \frac{N_d p}{\varepsilon_0} = \frac{N_d e l}{\varepsilon_0},$$

де  $N_d$  – кількість атомів на одиницю поверхні катода,  $p$  – їх дипольний момент. Можна легко оцінити, що при  $N_d \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (моноатомний шар) і  $l \approx 10^{-8} \text{ см}$  (характерний розмір атома) робота знизиться на  $\Delta\varphi \approx 1-2 \text{ еВ}$ . За рахунок тунельного ефекту електрони легко долають такий потенціальний бар'єр товщиною  $l$  і висотою  $\Delta\varphi$ .

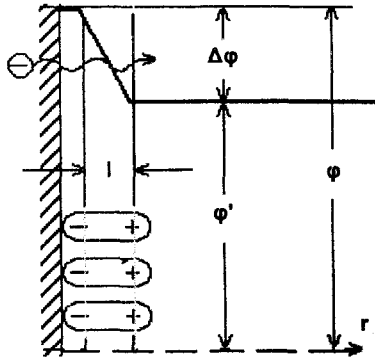


Рис. 6.7

На жаль, сильно нагрівати такий термокатод не можна, оскільки зі збільшенням температури атоми, що утворюють плівку, починають десорбувати, випаровуватись, і плівка, так би мовити, злітає. Злітає вона поволі й при нормальній температурі катода. Тому для поповнення кількості атомів на поверхні активна речовина має бути введена в об'єм матеріалу катода, звідки вона поступово дифундує на поверхню. Торій додають у вольфрам як легуючу домішку, а барій-вольфрамові катоди виготовляють з губчастого вольфраму, просякненого барієм. Запас барію може бути достатнім для довготривалої роботи термокатада. Такі Ва-W-катоди мають назву L-катодів і часто застосовуються в сучасних потужних електровакуумних приладах.

#### 6.4. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ТЕРМОКАТОДИ

У напівпровідниках концентрація вільних електронів на кілька порядків менша, ніж у металах. Тому, слід очікувати, що сили дзеркального електростатичного зображення будуть значно меншими, і робота виходу в напівпровідникових матеріалів має бути нижчою, ніж у металів.



Але мала концентрація електронів у зоні провідності означає, що малою буде й кількість "кандидатів" на вихід – вільних електронів, які можуть брати участь у термоemisії. Тобто, слід потурбуватися про те, щоб концентрація електронів у зоні провідності була достатньою. Це можна зробити шляхом введення донорної домішки.

Таким чином термоemisія у напівпровідниках відбувається, так би мовити, у два етапи: спочатку слід перевести електрон із зв'язаного стану в зону провідності – на це витрачається робота  $e\mu$ , що має назву *внутрішньої роботи виходу*. Далі електрон із зони провідності повинен вийти у вакуум, на що витрачається робота  $e\chi$  – зовнішня робота виходу. Загальна робота виходу є сумою  $e\mu$  і  $e\chi$ .

Хоча напівпровідникових матеріалів існує превелика кількість (набагато більше, ніж чистих металів), практичне застосування дістав лише один із них – оксид барію – BaO. Він найкраще поєднує термоелектронні властивості з термостійкістю, довговічністю та технологічністю. Оксидні катоди набули великого поширення й є основним видом термокатодів у сучасних малопотужних електровакuumних приладах.

Донорною домішкою в барій-оксидних катодах є металічний барій, який утворюється за рахунок термічної дисоціації BaO. Ці ж барієві атоми, продифундувавши на поверхню, утворюють на ній плівку, що знижує зовнішню роботу виходу. Загальна робота виходу в сучасних оксидних катодах становить 1.0–1.5 еВ і є найнижчою серед усіх опанованих промисловістю термокатодів. Оксидний термокатод працює при температурі 1000–1100 К і дає густину струму emisії 0.1–1.0 А/см, а також має найвищу серед катодів ефективність, тобто відношення струму emisії до потужності, що витрачається на нагрівання катода.

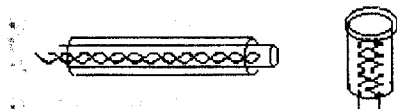


Рис. 6.8

Конструктивно оксидний катод являє собою нікелеву трубку або циліндр (кern), на поверхню яких нанесений тонкий шар оксиду барію. Kern підігрівається зсередини підігрівачем – ізольованою вольфрамовою спіралькою (рис. 6.8).

Технологія виготовлення доброго оксидного катода – досить складний і тонкий процес, а сам катод являє собою вельми ніжний об'єкт. Він легко втрачає свої високі якості при необережній експлуатації: перегрівання, недогрівання або потрапляння на нього хімічно активних газів (наприклад, кисню або пари води).

Оксидні катоди були винайдені ще на початку XX ст. Венельтом, але на напівпровідниковий характер їх термоemisії вперше вказав у 30-ті рр. засновник кафедри фізичної електроніки в Київському університеті проф. Н.Д. Моргуліс.

## 6.5. ФОТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

Явище фотоелектронної емісії полягає у випусканні електронів з поверхні твердих тіл під дією квантів електромагнітного випромінювання (фотонів). Під таким випромінюванням зазвичай розуміють видиме світло, ультрафіолетове, рентгенівське або інфрачервоне випромінювання. Справа полягає в тому, що квант світла потрапляючи на фотокатод збуджує в його матеріалі електрони, передаючи їм свою енергію. Якщо енергія таких збуджених електронів достатньо велика і перевищує роботу виходу, то вони зможуть вийти із фотокатода. Таким чином, необхідною умовою фотоемісії є вимога, щоб енергія кванта була більшою за роботу виходу  $h\nu > e\phi$ . Якщо ця нерівність виконується, то фотоелектрон що вийшов з катода, може мати надлишкову кінетичну енергію  $W \leq h\nu - e\phi$ . Рівність  $h\nu = e\phi$  визначає

мінімальне значення частоти світла  $\nu_{\min} = \frac{e\phi}{h}$ , починаючи з якої можлива фотоемісія.

Ця частота (або відповідна їй довжина хвилі  $\lambda_{\max} = c/\nu_{\min}$ ) має назву *червоної межі фотоефекту*. Для більшості металів, у яких  $e\phi$  порядку 3–5 еВ, червона межа припадає на короткохвильову частину видимого спектра або на ближній ультрафіолет.

Фотоефект є результатом трьох послідовних процесів: поглинання фотона і поява електрона з високою (порівняно з середньою) енергією, рух цього електрона до поверхні, протягом якого частина енергії може втратитися на зіткнення з іншими електронами, виходу електрона з поверхні назовні. Кількісною характеристикою фотоефекту є квантовий вихід  $Y$  – кількість емітованих електронів, що припадає на один фотон, який впав на поверхню.

У металах глибина, на якій поглинаються фотони з енергіями порядку кількох електрон-вольтів, становить  $\approx 10^{-5} - 10^{-6}$  см, тоді як довжина вільного пробігу електронів  $\approx 10^{-6} - 10^{-7}$  см. Тому більшість збуджених електронів втрачають свою енергію, не дійшовши до поверхні, і квантовий вихід у металах становить лише  $\approx 10^{-4} - 10^{-5}$ . Тільки при  $h\nu \approx 10 - 20$  еВ (м'який рентген)  $Y$  може досягати величини порядку  $10^{-2} - 10^{-1}$ .

У напівпровідниках електрони збуджуються із заповненої зони й тому енергія, що необхідна для їх виходу, становить  $W > W_g + e\chi$ , де  $W_g$  – ширина забороненої зони, а  $e\chi$  – зовнішня робота виходу<sup>2</sup>. Оскільки концентрація вільних електронів у напівпровіднику невелика (порівняно з металами), то збуджений електрон може дійти до поверхні з малими втратами енергії. Враховуючи ще й те, що зовнішня робота виходу з на-

<sup>2</sup> Можливе збудження електронів і з домішкових рівнів.

півпровідників порівняно невелика, слід очікувати, що квантовий вихід з них може бути значно більший, ніж у металів.

Практичне застосування знаходять два види ефективних напівпровідникових фотокатодів: киснево-цезієвий (срібно-киснево-цезієвий) і сурм'яно-цезієвий. У киснево-цезієвому фотокатоді робочою речовиною є оксид цезію  $\text{Cs}_2\text{O}$  донорно легований атомами цезію і висадженим на срібній підкладинці. Зовнішня робота виходу становить  $e\chi = 0.3$  еВ, а внутрішня робота виходу з домішкових рівнів цезію  $e\epsilon_i \approx 0.8$  еВ, так що загальна робота виходу становить  $e\phi \approx 1.1$  еВ. Це відповідає червоній межі

$\lambda_{\max} \approx 12000 \text{ Å}$  або 1.2 мкм, яка лежить таким чином у ближній інфрачервоній області. Максимальний квантовий вихід припадає на  $\lambda \approx 0.8$  мкм і ви-  
являється близьким до 1 %.

Сурм'яно-цезієвий фотокатод утворюється напівпровідником  $\text{SbCs}_3$ . Зовнішня робота виходу знижується за рахунок моноатомної плівки цезію на поверхні; загальна робота виходу становить  $e\phi \approx 1.9 - 2.0$  еВ. Це більше, ніж у киснево-цезієвого фотокатода, але в області максимальної чутливості ( $\lambda \approx 0.3 - 0.4$  мкм) квантовий вихід  $\text{Sb-Cs}$  катода може досягати 25–30 %. Такий високий квантовий вихід обумовлюється ефективністю передачі енергії фотонів при їх поглинанні збуджуваними електронами.

Вказані фотокатоди у свій час широко застосовувалися для виготовлення фотоелементів – найпростіших фотоелектронних приладів, що складалися із фотокатода та анода й використовувалися для перетворення світлових сигналів на електричні. Зараз вони витіснені напівпровідниковими фотодіодами, але у складних фотоелектронних приладах (наприклад у передавальних телевізійних трубках – ортіконах, суперортіконах та ін.) фотокатоди продовжують застосовуватися.

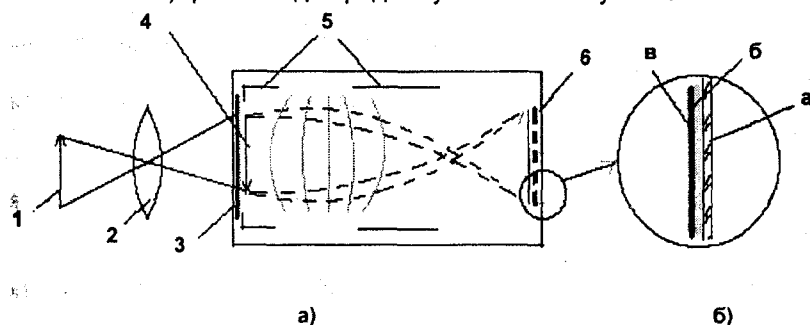


Рис. 6.9

Як приклад сучасного фотоелектронного приладу розглянемо електронно-оптичний перетворювач (ЕОП), який використовується для нічного

бачення або в приладах для візуалізації невидимого оком зображення в УФ або ІЧ променях (рис. 6.9, а).

Промені від об'єкта 1 за допомогою об'єктива 2 фокусуються на плоский фотокатод 3 і утворюють на ньому оптичне зображення 4. Емітовані фотоелектрони прискорюються та фокусуються за допомогою електроно-оптичної системи, що складається з електродів 5, котрі утворюють імерсійний об'єктив. Електрони фокусуються на люмінесцентний екран 6. Щоб одержати більш яскраве світіння екрана в ЕОП використовується велика прискорююча напруга – порядку кількох десятків кіловольтів.

Щоб одержане світлове зображення не засвітлювало назад на фотокатод, люмінесцентний шар "б" нанесений на скло "а" покривається тонкою плівкою алюмінію "в" непрозорою для світла, але прозорою для прискорених електронів. (рис. 6.9, б).

У видимому світлі подібний ЕОП дає збільшення яскравості зображення в кілька десятків разів. Застосування фотокатодів чутливих до УФ або ІЧ випромінювання дозволяє спостерігати об'єкти в цих променях. Послідовне з'єднання кількох ЕОП дає підсилення яскравості в  $10^5 - 10^6$  разів і дозволяє вільно спостерігати об'єкти за умов слабого нічного освітлення.

## 6.6. ВТОРИННО-ЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

Вторинно-електронна емісія (ВЕЕ) – це випускання електронів тілом при його бомбардуванні потоком первинних електронів. Процес вторинної емісії дещо нагадує процес фотоелектронної емісії. Первинні електрони потрапляючи в речовину, збуджують там електрони і передають їм частину своєї енергії. Набувши енергії, збуджені електрони дифундують до поверхні, частково витрачаючи на цьому шляху свою енергію. Якщо, дійшовши до поверхні, вони зберігають енергію, достатню для подолання роботи виходу, то зможуть вийти назовні й стати таким чином вторинно-емітованими електронами.

Енергетичний спектр вторинних електронів дозволяє умовно поділити їх за природою на три групи (рис. 6.10):

- 1) пружно відбиті електрони, які мають ту саму енергію  $E_0$ , як і первинні;
- 2) непружно відбиті електрони, які втратили частину своєї енергії на збудження електронних станів атомів речовини;
- 3) справжні вторинні електрони.

Відповідно до цього коефіцієнт  $\sigma$  вторинної електронної емісії можна поділити на три компоненти:  $\sigma = \frac{i_2}{i_1} = r + \eta + \delta$ , де  $i_1$  та  $i_2$  – струми первинних і вторинних електронів;  $r, \eta, \delta$  – коефіцієнти для пружно і непружно відбитих електронів та справжніх вторинних електронів.

Енергетичний спектр непружно відбитих електронів (область 2 на рис. 6.10) являє собою складну немонотонну залежність. Цей спектр несе на собі "відбиток" структури електронних енергетичних рівнів атомів речовини, що складають її поверхню. Звідси можна судити про природу емітуючого тіла та електронні стани атомів поблизу його поверхні. Такий спосіб фізичних досліджень речовини є новим науковим напрямком дослідження стану поверхонь і називається "іонізаційною спектроскопією".

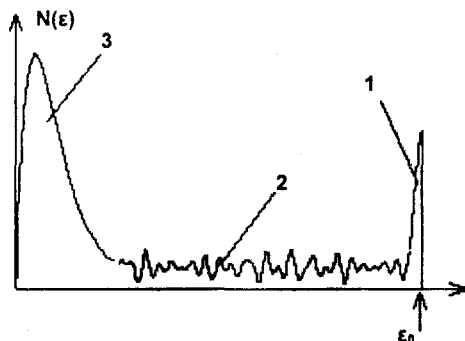


Рис. 6.10

Залежність коефіцієнтів  $\sigma$  і  $\delta$  від енергії первинних електронів має вигляд характерної кривої з максимумом (рис. 6.11), який припадає для металів на енергії порядку 0.5–1.5 кеВ. Вигляд цієї кривої пояснюється тим, що із зростанням енергії первинних електронів  $E_0$  в об'ємі речовини утворюється, природно, все більша й більша кількість збуджених електронів. Але, з іншого боку, із збільшенням  $E_0$  первинні електрони все далі проникають у глибину речовини, і збудженим там електронам стає все складніше дійти до поверхні, зберігши достатню енергію для виходу у вакуум. Вони витрачають енергію переважно на співударяннях із вільними електронами речовини. Для металів глибина проникнення первинних електронів  $\lambda$  при  $E_0$  порядку кількох сотень або тисяч еВ становить кілька десятків ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  та  $\delta_{\max}$  лежать у межах від 0.5 до 2.0.

Діелектрики та напівпровідники також здатні до вторинно-електронної емісії. У діелектриках відсутні вільні електрони й тому збуджені електрони, що виникли в об'ємі, можуть дістатися до поверхні майже не витративши своєї енергії. У діелектриках довжина вільного пробігу збуджених електронів становить сотні ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Здавалося б, діелектрики можуть бути ефективними вторинно-

електронними емітерами. Але в стаціонарному режимі ВЕЕ діелектриків ускладнюється зарядженням їх поверхні. При енергії  $\epsilon_0 < \epsilon_a$  (рис. 6.12) величина  $\delta < 1$  і діелектрик заряджається негативно, оскільки кількість електронів, що потрапляють на нього більша за кількість тих, що його залишають. Утворюється гальмівне поле та енергія первинних електронів, що досягають поверхні емітера, знижується до нуля. При  $\epsilon_a < \epsilon < \epsilon_b$  величина  $\delta > 1$  і поверхня заряджається позитивно аж до потенціалів, що відповідають  $\epsilon_b$  для  $\delta = 1$ . При  $\epsilon > \epsilon_b$  знову ж  $\delta < 1$  і поверхня заряджається первинними електронами до тих пір, доки їх енергія при потрапленні на поверхню не знизиться до  $\epsilon_b$ . Таким чином, точка *A* на рис. 6.11 нестійка, а точка *B* – стійка. Отже, величина  $\sigma$  у діелектриках у стаціонарному режимі завжди буває рівною одиниці.

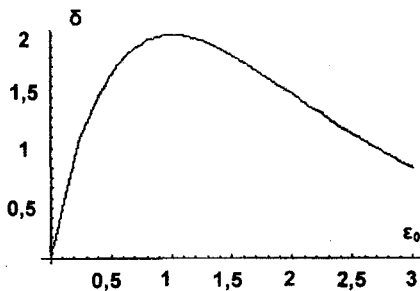


Рис. 6.11

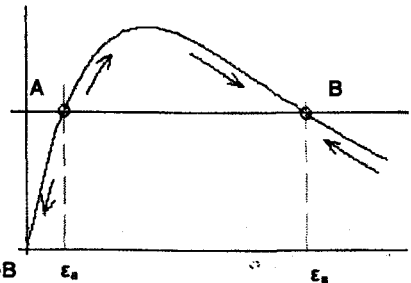


Рис. 6.12

У напівпровідниках зарядження поверхні проявляється слабшкішою мірою і в них  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Такі речовини мають назву *ефективних вторинних емітерів* (наприклад, складний напівпровідник GaP-O-Cs). Цікаво відмітити, що всі речовини, які є ефективними фотоемітерами, є також ефективним вторинно-електронними емітерами. Це досить зрозуміло, оскільки в них втрати енергії збуджених електронів на шляху до поверхні є малими, а також малими є зовнішня та загальна роботи виходу. Ефективним вторинними емітерами бувають також деякі сплави металів (наприклад Mg+Li5%).

Ефективні вторинно-електронні емітери знаходять широке практичне застосування в приладах, що називаються *вторинно-електронними помножувачами* (ВЕП) (рис. 6.13). Такий помножувач являє собою систему з *n* електродів, покритих шаром ефективного вторинно-електронного емітера, і мають назву *динодів*. До кожного наступного диноду прикладається напруга

дещо вища від попереднього. Потік первинних електронів  $i_1$  потрапляє на перший динод  $a_1$  і вибиває з нього потік вторинних електронів  $i_1\sigma$ , котрий потрапляє далі на другий динод  $a_2$  і виходить з нього підсиленням ще в  $\sigma$  разів. Отже, пройшовши через  $n$  динодів електронний потік на колекторі виявляється підсиленням у  $\sigma^n$  разів порівняно із вхідним. При кількості динодів порядку 15–20 коефіцієнт підсилення може досягати  $10^9 - 10^{11}$  разів.

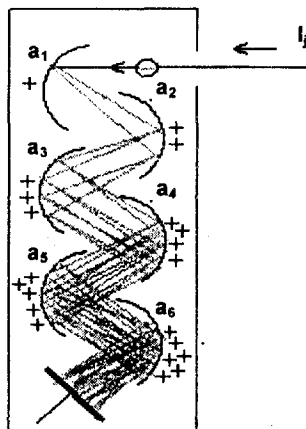


Рис. 6.13

Якщо перший динод є фотокатодом, то такий прилад називають *фотоелектронним помножувачем* (ФЕП). Чудові прилади ВЕП і ФЕП знаходять найширше застосування в техніці фізичного експерименту для реєстрації та вимірювання слабких потоків заряджених частинок або світлових потоків. Окрім надзвичайно великої чутливості, яка обмежується лише флуктуаційними явищами при емісії, ВЕП і ФЕП мають дуже малу інерційність (порядку кількох наносекунд) і дозволяють підсилювати та реєструвати слабкі імпульси струму і світла, утворювані навіть окремими поодинокими електронами або фотонами.

При бомбардуванні електронами аморфних або полікристалічних тіл напрямком вильоту вторинних електронів (наближено) підкоряється закону косинуса. Якщо ж мішенню є монокристал, то для електронів з малими енергіями потік відбитих електронів стає вже сильно залежним від напрямку. Це відбувається через дифракцію повільних електронів на приповерхневому шарі мішені. Картина розподілу напрямків розсіяння таких дифрагованих електронів дозволяє судити про структуру поверхні і плівок адсор-

бованих на ній атомів. Дифракція повільних електронів (ДПЕ) є могутнім методом вивчення структури та стану поверхні монокристалічних тіл. Саме вона була важливим експериментальним доказом хвильової природи електронів у відомих класичних роботах Девіссона і Джермера.

## **6.7. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІВ З ПОВЕРХНЕЮ**

### **6.7.1. Вторинна іонно-електронна емісія**

Вторинна іонно-електронна емісія – це випускання електронів поверхнею твердого тіла при бомбардуванні її іонами. Коефіцієнт іонно-електронної емісії позначається як  $\gamma$  і має зміст відношення кількості електронів, що вийшли з поверхні, до кількості іонів, що впали на поверхню. При малих енергіях іонів коефіцієнт  $\gamma$  буває порядку 0.1–0.3 і мало залежить від кінетичної енергії іонів. Енергія, за рахунок якої відбувається емісія електрона, має своїм джерелом процес рекомбінації іона на поверхні твердого тіла. Тому необхідно, щоб енергія іонізації рекомбінуючого іона була принаймні вдвічі більше роботи виходу електрона (оскільки один видобутий електрон емітується, а другий іде на нейтралізацію іона). При енергіях іонів більше кількох сотень електрон-вольтів коефіцієнт  $\gamma$  починає зростати з енергією, оскільки тепер до видобування вторинних електронів починає давати внесок ще й кінетична енергія іонів.

Вторинна іонно-електронна емісія відіграє важливу роль у фізиці газового розряду.

### **6.7.2. Іонне розпорошування**

Окрім вибивання вторинних електронів при іонному бомбардуванні твердого тіла спостерігається ще й руйнування його поверхні. Від неї відділяються й відлітають окремі атоми або навіть цілі фрагменти, що складаються з кількох атомів. Інтенсивність такого розпорошування поверхні зростає із зростанням енергії бомбардуючих іонів.

Іонне розпорошування може бути дуже шкідливим явищем, оскільки призводить до руйнування катодів у приладах з газовим розрядом, де на катод можуть надходити швидкі іони. Але в ряді технологічних процесів іонне розпорошування може бути корисним і застосовується для видалення речовини з поверхні твердого тіла шляхом бомбардування його потоком швидких іонів (іонне травлення). Іонне розпорошування застосовується також для нанесення покриттів шляхом осадження розпорошених атомів на якусь підкладинку. Такі покриття виявляються більш міцними, аніж нанесені шляхом термічного випаровування, оскільки при іонному розпорошуванні частинки, що відлітають, мають значні енергії й міцніше зчіплюються з поверхнею підкладинки.



### 6.7.3. Іонна імплантація

При дуже великих енергіях бомбардуючих іонів порядку кількох кеВ останні можуть проникати в глибину поверхні і залишатися там у вигляді нейтральних атомів, вбудовуючись у кристалічну ґратку або утворюючи в ній локальні дефекти. Це явище називають *іонною імплантацією*. Воно використовується для ряду технологічних цілей: наприклад, за допомогою іонної імплантації можна робити легування поверхневого шару напівпровідника, поліпшувати властивості поверхневого шару металу, збільшуючи його твердість та зносостійкість.

Використовуючи тонкі іонні промені вдається утворювати на поверхні напівпровідникової платівки малюнок з легованих областей. Цей процес застосовують у сучасній мікроелектронній технології для утворення *p-n* переходів. Для цього не потрібно великих доз опромінювання. Наприклад, при бомбардуванні кремнію іонами фосфору з енергією в 50 кеВ глибина проникнення іонів у матеріал мішені становить десятки нм і вже при дозі  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  концентрація домішки в шарі товщиною в  $10^{-7} \text{ см}^{-2}$  досягає  $10^{20} \text{ см}^{-2}$ , тобто майже граничної концентрації, яка використовується в технології.

### 6.7.4. Іон-іонна емісія

При іонному розпорошуванні деякі розпорошені частинки (атоми або групи атомів – так звані кластери) можуть відлітати в іонізованому стані. Це явище дістало назву *іон-іонної емісії*.

Сполучення процесу іон-іонної емісії з мас-спектрометрією дає потужний метод для вивчення складу та структури поверхні твердих тіл. Розпорошування поверхні тіл, що при цьому відбувається, дозволяє проводити пошаровий аналіз і здобувати дані про розподіл елементів за глибиною від поверхні. Коефіцієнт іон-іонної емісії залежить від роду бомбардуючих атомів, їх енергії, матеріалу мішені і за порядком величини становить  $10^{-4}$ – $10^{-2}$ .

## 6.8. ТЕРМОІОННА ЕМІСІЯ

У деяких ситуаціях з поверхні нагрітого твердого тіла можуть емітувати не тільки електрони, але й позитивні іони. Це виникає, наприклад, при роботі вольфрамового термокатода в атмосфері пари цезію. Цезій має енергію іонізації (3.89 еВ) меншу, ніж робота виходу вольфраму (4.52 еВ). Тому при адсорбції атома цезію на поверхні вольфраму для

валентного електрона цезію виявляється енергетично вигіднішим залишити атом і ввійти в метал. А на поверхні катода лишається іон  $\text{Cs}^+$ , утримуваний силами електростатичного зображення. Ці іони утворюють плівку, що зменшує роботу виходу термокатода й перетворює вольфрам на ефективний термоемітер (рис. 6.14). Самі іони не дуже міцно тримаються на поверхні й легко випаровуються з неї, утворюючи, таким чином, ефект термічної іонної емісії. На зміну їм з пари надходять нові атоми цезію і плівка з  $\text{Cs}^+$ -іонів на поверхні вольфраму перебуває в стані динамічної рівноваги.

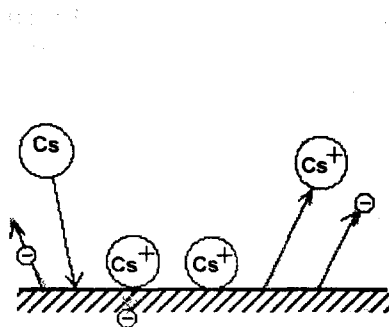


Рис. 6.14

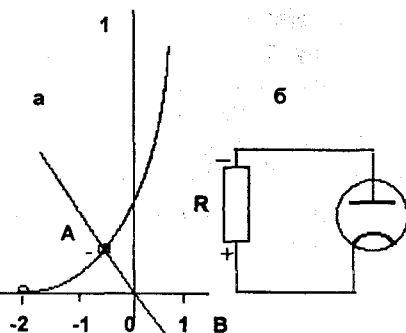


Рис. 6.15

## 6.9. ТЕРМОЕЛЕКТРОННИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ ЕНЕРГІЇ

Описане вище явище іонізації цезію на поверхні металу використовується на практиці у спеціальних приладах – так званих термоелектронних перетворювачах енергії (ТЕПах), які здатні безпосередньо перетворювати теплову енергію на електричну. ТЕП являє собою діод з розжареним катодом і холодним анодом, наповнений паром цезію. Холодний анод вкривається плівкою іонів цезію та має малу роботу виходу (близько 1 еВ), а режим роботи катода обирається таким, щоб залишаючись досить ефективним термоемітером електронів і іонів, він мав більш високу роботу виходу (наприклад 3 еВ). Тоді між катодом і анодом утворюється контактна різниця потенціалів у 2 В. Вольт-амперна характеристика діода виявляється

зсунутою ліворуч і буде починатися з мінус 2 В (рис. 6.15, а). Якщо тепер між анодом і катодом увімкнути резистор  $R$  (рис. 6.15, б), то через нього потече струм, утворюваний контактною різницею потенціалів, і діод стає джерелом постійного струму. До цього слід додати, що електронний струм між катодом і анодом може бути досить великим, оскільки він не обмежується електронним просторовим зарядом, який компенсується тепер емітованими з катода позитивними іонами. У діоді утворюється так звана синтезована плазма, котра є добрим провідником струму.

### Контрольні запитання

1. Що утримує електрони в металі від виходу з поверхні?
2. Чим відрізняється емісія завдяки ефекту Шоттки від автоелектронної емісії?
3. Чому моноатомні плівки, осаджені на поверхні катода, можуть збільшувати або зменшувати його емісійну здатність?
4. З яких міркувань має обиратися робоча температура плівкового термокатада?
5. Чому зовнішня робота виходу в напівпровідників зазвичай менша, ніж у металів?
6. З яких компонент складається робота виходу оксидного термокатада?
7. Чому метали не бувають ефективними фотоелектронними емітерами?
8. Які вам відомі ефективні фотокатооди? Що вони собою являють? Які їх параметри?
9. З яких компонент складається струм вторинно-електронної емісії? Як їх розрізнити?
10. Які особливості вторинно-електронної емісії з діелектриків?
11. Чому всі ефективні фотоемітери є також ефективними вторинно-електронними емітерами?
12. Які процеси відбуваються при бомбардуванні поверхні металу швидкими іонами?
13. Як працює термоемісійний перетворювач теплової енергії на електричну (ТЕП)?

### Контрольні задачі

1. Розрахувати струм термоемісії, утворюваної відрізком вольфрамового дроту довжиною  $l = 5$  см та діаметром  $d = 0.1$  мм, нагрітого до температури  $T_K = 2700$  К. Термоемісійні параметри вольфраму:  $A = 60$  А см<sup>-2</sup> град<sup>-2</sup>;  $\phi_F = 4.52$  еВ.

2. Оцінити, при якій напруженості електричного поля  $E$  на поверхні катода з ренію стає істотною автоелектронна емісія? За критерій узяти умову  $l = 3\lambda_e$ , де  $l$  – ширина бар'єра,  $\lambda_e$  – дебройлівська довжина хвилі для електронів, що знаходяться на рівні Фермі. Робота виходу ренію  $e\phi = 4,74$  еВ, рівень Фермі для ренію  $W = 5,82$  еВ.

3. Термокатод із задачі 1 вкрито моноатомною плівкою атомів торію. Поверхнева густина цих атомів  $N = 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, плече диполя, утворюваного атомом  $l = 10^{-8}$  см. Наскільки знизиться робота виходу катода?

4. Якій довжині хвилі світла відповідає "червона границя" для алюмінію? Робота виходу алюмінію  $e\phi = 4,23$  еВ.

5. Який фотострум слід очікувати з одиниці поверхні вольфраму, якщо його опромінювати світлом з  $\lambda = 2000$  Å і потужністю потоку  $P = 1$  мВт/см<sup>2</sup>? Квантовий вихід із вольфраму для цієї довжини хвилі прийняти  $10^{-4}$ .

6. У вторинно-електронному помножувачі  $N = 12$  динодів. Кожний з динодів має коефіцієнт вторинно-електронної емісії  $\sigma = 4.5$ . Яким буде загальний коефіцієнт підсилення помножувача? Різниця напруг між суміжними динодами 100 В. Якою має бути напруга живлення помножувача?

7. Оцінити енергію електронів, при якій можлива дифракція цих електронів на поверхні монокристала. Характерний розмір ґратки кристала  $L = 3$  Å.

8. Ефективність іонного розпорощування  $\eta = 0.1$  (тобто десять іонів, що впади на поверхню виб'ють з поверхні один атом). Характерний розмір ґратки кристала  $L = 2$  Å. Скільки часу потрібно, щоб іонний струм густиною  $j = 0.1$  мА/см<sup>2</sup> збив моноатомний шар з поверхні, яку він бомбардує?

9. У діод із вольфрамовим термокатодом введено насичену пару цезію, яка при температурі  $T = 100^\circ\text{C}$  утворює тиск  $p = 0.7$  мм рт. ст. Якою буде густина струму термоіонної емісії з поверхні катода? Вважати, що усі атоми, які торкаються поверхні катода, іонізуються. Атомна вага цезію  $A = 133$ .

## 7. ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ ПРИ СПІВУДАРЯННЯХ ЧАСТИНОК

Під час руху в газі заряджені частинки (електрони та іони) зазнають зіткнень з атомами і молекулами газу та одні з одними, тобто співударяються. Оскільки атом, молекула або іон – досить складні системи, то процеси, що відбуваються при таких зіткненнях, можуть бути дуже різноманітними. Від цих процесів вирішальною мірою залежить поведінка плазми: виникнення й зникнення частинок, обмін між ними енергією та імпульсом. Тому вивчення таких елементарних процесів є дуже важливим для розуміння явищ, що відбуваються у плазмі та газових розрядах. Зазвичай більшість елементарних процесів є результатом парних співударень частинок, але інколи до розгляду слід притягати ще й треті частинки.

Слід також відзначити, що окрім практичного значення параметрів елементарних процесів для розуміння та розрахунків протікання процесів і у плазмі й газових розрядах, відомості про характер розсіювання частинок при їх співудареннях є одним із основних джерел інформації про будову мікросвіту.

### 7.1. ПАРНІ ПРУЖНІ СПІВУДАРЕННЯ

Пружними називають співударення, при яких загальна кінетична енергія взаємодіючих частинок залишається незмінною. Запишемо рівняння збереження енергії та імпульсу при такому співударенні двох частинок:

$$\frac{1}{2} m u_1^2 + \frac{1}{2} M v_1^2 = \frac{1}{2} m u_2^2 + \frac{1}{2} M v_2^2, \quad (7.1)$$

$$m \vec{u}_1 + M \vec{v}_1 = m \vec{u}_2 + M \vec{v}_2, \quad (7.2)$$

де  $m$  і  $M$  – маси частинок,  $u_1$  і  $v_1$  – їх початкові, а  $u_2$  і  $v_2$  – кінцеві швидкості.

Для простоти розглянемо випадок, коли  $v_1 = 0$  (тобто одна з частинок є початково нерухомою). Рівняння (7.2) спроекуємо на осі паралельно і перпендикулярно до напрямку швидкості  $u_1$  (рис. 7.1).

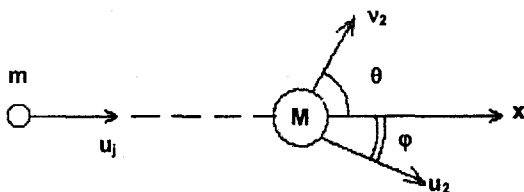


Рис. 7.1

$$mu_1^2 = mu_2^2 + Mv_2^2, \quad (7.1, a)$$

$$\begin{aligned} mu_1 &= mu_2 \cos \varphi + Mv_2 \cos \theta, \\ 0 &= mu_2 \sin \varphi + Mv_2 \sin \theta, \end{aligned} \quad (7.2, a)$$

де  $\varphi$  і  $\theta$  – кути розльоту частинок після співударяння. Найпростішим є випадок центрального удару, коли  $\varphi$  і  $\theta$  дорівнюють нулю. Тоді

$$mu_1^2 = mu_2^2 + Mv_2^2 \quad (7.1, б)$$

$$mu_1 = mu_2 + Mv_2 \quad (7.2, б)$$

Розв'язуючи цю систему рівнянь, одержуємо кінцеві швидкості частинок:

$$u_2 = \frac{m-M}{m+M} u_1; \quad v_2 = \frac{2m}{m+M} u_1. \quad (7.3)$$

Частина енергії, яка буде передана частинці з масою  $M$  після такого співударяння, називають коефіцієнтом акомодатції й позначають як  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2} Mv_2^2}{\frac{1}{2} mu_1^2} = \frac{4mM}{(m+M)^2}. \quad (7.4)$$

При нецентральному ударі

$$\alpha = \frac{4mM}{(m+M)^2} \cos^2 \theta. \quad (7.5)$$

Якщо усереднити  $\alpha$ , вважаючи всі кути  $\theta$  рівноймовірними, то усереднене значення коефіцієнта акомодатції дорівнює

$$\bar{\alpha} = 2 \frac{mM}{(m+M)^2}. \quad (7.6)$$

Розглянемо два крайні можливі випадки:

а)  $m = M$ , тобто співударяння частинок з однаковими масами. Тоді  $\bar{\alpha} = 1/2$  і початкова енергія розподіляється в середньому між частинками порівну;

б)  $m \ll M$  – така ситуація виникає, наприклад, при співударянні електрона з масивною частинкою (атомом, молекулою або іоном). Тоді

$\bar{\alpha} = 2 \frac{m}{M} \ll 1$ , тобто частина енергії, що передається масивній частинці, дуже мала, і легка частинка після співударяння відлітає, зберігши майже всю свою енергію.

## 7.2. ІМОВІРНІСТЬ СПІВУДАРЯНЬ. ПОПЕРЕЧНИЙ ПЕРЕРІЗ. ДОВЖИНА ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ

Розглянемо рух потоку частинок у газовому середовищі (рис. 7.2). Потік рухається вздовж осі  $x$  і містить початково  $N_0$  частинок. Концентрація газових молекул  $n_a$ . Якби газового середовища не було, то кількість частинок у потоці зберігалася б незмінною при будь-яких значеннях координати  $x$ , але за рахунок зіткнень з молекулами газу окремі частинки потоку розсіюються й виходять зі спрямованого потоку в різні боки. Потік "худне" в міру свого руху в газі. Можна скласти диференціальне рівняння, що описує цей процес:

$$dN = -N(x)Qdx, \quad (7.7)$$

де  $dN$  – кількість частинок що зазнали розсіювання на відрізку шляху  $dx$ ,  $N(x)$  – кількість частинок у потоці на координаті  $x$ ;  $Q$  – коефіцієнт пропорційності. Розв'язком цього рівняння буде:

$$N(x) = N_0 e^{-Qx}. \quad (7.8)$$

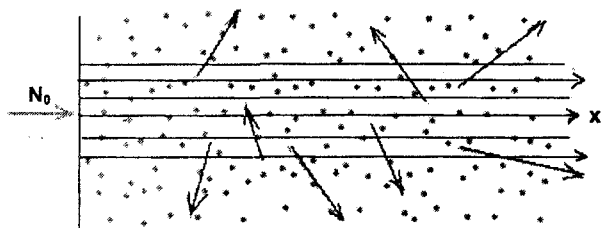


Рис. 7.2

Розмірність величини  $Q$  є зворотною до довжини і ця величина має фізичний зміст імовірності співударень при проходженні частинкою шляху в одиницю довжини (наприклад, 1 см). Зазвичай цю величину називають повним поперечним перерізом співударень. За нею можна визначити деякі похідні величини:

$\lambda = 1/Q$  – середню довжину вільного пробігу;

$\nu = \frac{v}{\lambda} = Qv$  – частоту співударень (тобто кількість співударень за одиницю часу, що зазнала частинка, яка рухається зі швидкістю  $v$ ).

Очевидно, що  $Q$  має бути пропорційним до концентрації молекул газу  $n_a$ , що розсіюють частинки потоку. Звідси випливає величина

$$q = Q / n_a, \quad (7.8)$$

що має розмірність  $\text{см}^2$  і називається *ефективним поперечним перерізом*.



Рис. 7.3

Фізичний зміст  $q$  – це начебто площа, яку являє собою переріз молекули газу для частинки, що з нею співударяється (рис. 7.3). Звичайно для пружних співударень величина  $q$  має порядок  $10^{-15} - 10^{-16} \text{ см}^2$ , що відповідає характерним "розмірам" молекул  $a \approx 10^{-7} - 10^{-8} \text{ см}$ .

Але було б помилково уявляти атом чи молекулу начебто ідеально пружною твердою кулькою з фіксованим радіусом  $a$ , а величину  $q$  вважати деякою константою, оскільки переріз суттєво залежить від характеру сил, що діють між частинками, що стикаються.

### 7.3. ЕФЕКТИВНИЙ ПЕРЕРІЗ ПРУЖНОГО ЗІТКНЕННЯ ЕЛЕКТРОНА З МОЛЕКУЛОЮ ГАЗУ

Ефективний переріз такого співударення істотно залежить від швидкості електрона. Ця залежність має характерний вигляд, подібний до зображеного на рис. 7.4 і складається з двох частин:

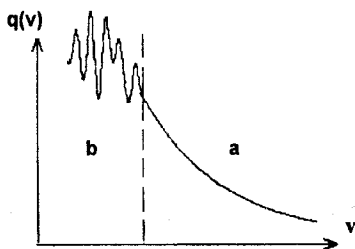


Рис. 7.4

а) для великих швидкостей електронів, коли їх дебройлівська довжина хвилі набагато менша від розмірів молекули

$$\lambda_e = \frac{h}{mv} \ll a \approx 10^{-7} \text{ см}.$$

Тут величина ефективного перерізу  $q(v)$  монотонно спадає зі збільшенням швидкості та енергії електрона;

б) в області малих швидкостей, де  $\lambda_e \approx a$ , ефективний переріз набуває значних величин, але має немонотонний хід. Це обумовлено інтерференційними явищами, коли електронна (дебройлівська) довжина хвилі є сумірною з характерним розміром молекули. Дане явище має назву *ефекту Рамзауера*.

Межа між вказаними областями знаходиться в діапазоні енергій електронів у кілька електрон-вольтів. Наприклад, для атомів деяких інертних



газів (аргону, криптону, ксенону) при енергіях електронів близько одного електрон-вольта поперечний переріз стає зовсім малим.

## 7.4. КУЛОНІВСЬКІ СПІВУДАРЯННЯ

Під кулонівськими співудараннями розуміють розсіювання заряджених частинок на заряджених частинках, тобто  $ee$ -,  $ii$ - та  $ei$ -співударання. Розглянемо, наприклад,  $ei$ -зіткнення, тобто співударання електрона з іоном та оцінімо величину поперечного перерізу цього співударання.

За відсутності кулонівських сил електрон пролетів би повз іон на мінімальній відстані  $r_0$ , яку називають прицільним параметром. Але через кулонівське притягання траєкторія електрона відхилиться на кут  $\chi$ , котрий залежить від  $r_0$ . Сила кулонівської взаємодії дається виразом

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Вона істотно впливає на рух електрона лише поки він знаходиться поблизу іона. Цей час  $T$  приблизно дорівнює  $r_0/v$ , де  $v$  – швидкість електрона. Таким чином, зміна імпульсу електрона при співударанні описується наближеним виразом

$$\Delta(mv) = FT \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 v}.$$

При відхиленні траєкторії електрона на великі кути ( $\chi \geq 90^\circ$ ) його імпульс  $mv$  зміниться на величину порядку самого  $mv$ , тобто

$$\Delta(mv) \approx mv \approx e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_0 v$$

і відповідний прицільний параметр  $r_0$  виявляється рівним

$$r_0 \approx e^2 / 4\pi\epsilon_0 mv^2.$$

Отже, можна вважати, що налітаючий електрон буде істотно розсіяний іоном при всіх  $r \leq r_0$ , і ефективний поперечний переріз кулонівського розсіювання має дорівнювати

$$q = \pi r_0^2 = \frac{e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}. \quad (7.9)$$

Але таким чином ми враховуємо лише розсіювання на досить великі кути. Дійсно, через далекодію кулонівських сил частинки будуть здебільшого відхилятися на малі кути, і такі співударання можуть дати загальний

внесок набагато більший, ніж розсіяння на великі кути. Тому підрахований вище ефективний переріз кулонівських співударень зазвичай збільшують у  $\Lambda$  разів, де  $\Lambda \approx 10 - 20$ .

Слід підкреслити, що при кулонівських співударяннях  $q$  дуже залежить від швидкості частинок, оскільки величина  $v$  стоїть у знаменнику в четвертому степені.

## 7.5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ГАЗІ. ДИFUЗІЯ ТА РУХЛИВІСТЬ

Перенос заряджених частинок у газовому середовищі здійснюється шляхом дифузії або дрейфового руху під дією електричного поля. Дифузія – це нерівноважний процес, що приводить до вирівнювання концентрації частинок по об'єму. За рахунок теплового руху частинки переходять із області, де їх концентрація більша, туди, де вона менша. Потік частинок  $\Gamma$  (тобто, кількість частинок, що проходять за одиницю часу через одиницю площі) визначається градієнтом їх концентрації й для одномірного випадку може бути представлена як

$$\Gamma = -D \frac{dn}{dx},$$

де  $n$  – концентрація частинок, а  $D$  – їх коефіцієнт дифузії. У газах дифузія визначається середньою довжиною вільного пробігу  $\bar{\lambda}$  частинок. Із доведень кінетичної теорії газів, коефіцієнт дифузії визначається формулою

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}, \quad (7.10)$$

де  $\bar{v}$  – середня швидкість теплового руху частинок. Отже, коефіцієнт дифузії  $D$  обернено пропорційний до тиску газу, в якому частинки дифундують, і пропорційний до  $\sqrt{T}$ , де  $T$  – температура частинок.

Середній квадрат відстані  $\Delta \bar{x}^2$ , на яку просувається частинка у своєму дифузійному русі за проміжок часу  $\Delta t$ , можна оцінити із загального рівняння дифузії

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

замінивши змінні в похідних їх скінченими приростами. Тоді одержуємо

$$\Delta \bar{x}^2 = D \Delta t. \quad (7.11)$$

Дифузія електронів і іонів у об'ємі, заповненому нейтральними молекулами газу, можна також розглядати як взаємну дифузію, тобто дифузію

одного газу в іншому. При цьому звичайно концентрація електронів або іонів набагато менша від концентрації нейтральних молекул. Рівняння (7.10) залишається справедливим, і в цих випадках коефіцієнти дифузії для електронів та іонів з добрим ступенем наближення дорівнюють

$$D_e = \frac{1}{3} \bar{\lambda}_e \bar{v}_e \quad \text{та} \quad D_i = \frac{1}{3} \bar{\lambda}_i \bar{v}_i. \quad (7.12)$$

Під дією зовнішнього електричного поля  $E$  заряджені частинки, що знаходяться в газовому середовищі, набувають спрямованого дрейфового руху зі швидкістю  $v_{dp}$ , яка пропорційна електричному полю

$$v_{dp} = \mu E. \quad (7.13)$$

Тут коефіцієнт пропорційності  $\mu$  має назву *рухливості заряджених частинок*. Його величину можна оцінити з таких міркувань: під дією електричного поля  $E$  заряджена частинка із зарядом  $e$  і масою  $m$  набуває за проміжок часу  $\tau$  між двома співудараннями з молекулами газу швидкості

$v = \frac{eE}{m} \tau$ . Отже, середня швидкість цього руху в напрямку поля  $E$  буде

$$v = \frac{1}{2} \frac{eE}{m\nu}, \quad (7.14)$$

де  $\nu = 1/\tau$  — частота співударань зарядженої частинки з молекулами газу. При черговому співударанні заряджена частинка ізотропно розсіюється в довільному напрямку, втрачає набуту спрямовану швидкість і знову набирає її від електричного поля. Таким чином, одержаний вираз (7.14) — це і є дрейфова швидкість зарядженої частинки (електрона або іона) в електричному полі, а їх рухливості можуть бути записані як:

$$\mu_e = \frac{1}{2} \frac{e \bar{\lambda}_e}{m_e \bar{v}_e} \quad \text{та} \quad \mu_i = \frac{1}{2} \frac{e \bar{\lambda}_i}{m_i \bar{v}_i}, \quad (7.15)$$

де  $m_e$  і  $m_i$  — маси електрона та іона, а частоти співударань  $\nu$  замінені на  $\bar{v}_{e,i} / \bar{\lambda}_{e,i}$ .

Одержаний результат є наближенням. Більш точні теорії, що базуються на статистичному розгляді руху частинок, дають замість наведеного вище коефіцієнта  $1/2$  іншу величину порядку одиниці. Через рухливість можна легко встановити значення конвекційного струму  $j_e$  та електропровідності  $\sigma_e$  електронного газу з концентрацією  $n_e$ , частинки якого рухаються під дією електричного поля  $E$  у нейтральному газі:  $j_e = en_e v_{dp} = en_e \mu E$ ,  $\sigma_e = j / E = en_e \mu$ . Подібні вирази будуть справедливими й для іонів.

Легко довести, що коефіцієнти дифузії і рухливості тісно пов'язані між собою. Дійсно, їх співвідношення дає

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\bar{\lambda} \bar{v}}{3} \frac{2m\bar{v}}{e\bar{\lambda}} = \frac{2}{3} \frac{m\bar{v}^2}{e} = 2 \frac{kT}{e},$$

оскільки, за визначенням температури,  $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ . Більш точні статистичні розрахунки призводять до вдвічі меншої величини й дають співвідношення, встановлене Ейнштейном, справедливе для будь-яких випадків

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (7.16)$$

## 7.6. НЕПРУЖНІ СПІВУДАРЯННЯ

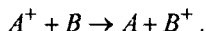
При непружних співударяннях одна (або обидві) із взаємодіючих частинок переходять у якісно інший стан, що має певну потенціальну енергію  $W_n$ . Отже, загальна кінетична енергія взаємодіючих частинок тепер не зберігається, а сам процес непружної взаємодії можна умовно описати формулою



яка показує, що частинка  $B$  після співударяння переходить у новий стан  $B'$ . Оскільки атоми та молекули можуть набувати різних станів  $B'$ , то непружні процеси можуть бути дуже різноманітними.

### 7.6.1. Перезарядження

*Перезарядження* – це обмін взаємодіючих частинок електронами:



При такому співударі іона  $A^+$  з нейтральною частинкою  $B$  електрон переходить від  $B$  до  $A$ . Частинка  $A$  нейтралізується, а частинка  $B$  стає позитивним іоном. Цей процес має резонансний характер і йде ефективніше, якщо енергетичні рівні, між якими відбувається перехід електрона, приблизно однакові. При нестачі або надлишку енергії ймовірність процесу перезарядження різко знижується. Тому перезарядження між молекулою та іоном різних речовин здебільшого малоімовірне. Однак при однорідних молекулах і іонах ймовірність перезарядження близька до одиниці, тобто при кожному газокінетичному зіткненні (тобто торканні частинок) між ними можливий обмін електронами.

За однакових енергій однакових частинок цей процес виявити неможливо, оскільки при перезарядженні взаємодіючі частинки зберігають свою кінетичну енергію і відрізнити їх не вдається. Проте, якщо одна з частинок

має кінетичну енергію набагато більшу, ніж друга (наприклад, швидкість іона  $A^+$  набагато більша від швидкості нейтральної молекули  $B$ ), то після перезарядження утворюється повільний іон  $B^+$  і швидка нейтральна молекула  $A$ . Саме це й є одним із способів одержання потоків швидких нейтральних атомів, який буває потрібним у деяких фізичних експериментах. Для цього потік швидких іонів (які можна легко прискорити в електричному полі) пропускають через камеру з газом, тотожним до іонів. Швидкі іони перезаряджаються на атомах газу й на виході з камери значна їх кількість виявляється перетвореною на швидкі нейтральні атоми. А ті іони, які не зазнали перезарядження, легко відхилити електричними або магнітними полями.

### 7.6.2. Збудження коливних і обертальних рівнів

Такий процес стосується молекул, що складаються з двох і більше атомів, які можуть коливатися або обертатися навколо загального центра ваги (рис. 7.5). Ці рухи можуть бути збудженими при співударянні молекули з якоюсь іншою частинкою – молекулою, атомом, електроном або іоном. Енергія цих рухів є квантованою: для дво- чи триатомних молекул кванти коливних рухів мають енергію порядку десятих часток електрон-вольтів, а для обертальних – порядку сотих електрон-вольтів, тому такі рухи збуджуються легко навіть при дуже малих кінетичних енергіях взаємодіючих частинок та низьких температурах газу. Коливні та обертальні рухи утворюють систему енергетичних рівнів, що відстоять один від одного на величини вказаного вище порядку.

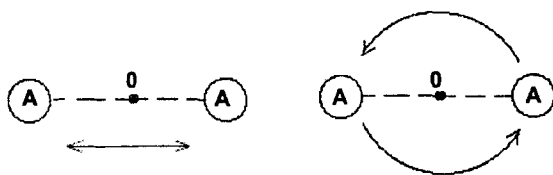


Рис. 7.5

При великій енергії коливань може відбутися розрив молекули – дисоціація, за якої молекула розпадається на окремі атоми. Енергія дисоціації зазвичай становить величину порядку кількох електрон-вольтів. Унаслідок дисоціації часто утворюються так звані радикали – фрагменти молекули, які дуже активні в хімічному відношенні. Наприклад, молекула водню може

розпастися на два атоми  $H_2 \rightarrow H + H$ . Такий атомарний водень виявляється набагато хімічно активнішим за молекулярний. Утворення радикалів знаходить широке застосування у плазмохімії для прискорення хімічних реакцій або здійснення таких реакцій, які за звичайних умов неможливі.

### 7.6.3. Збудження електронних рівнів

Електрони в електричному полі позитивного атомного ядра мають негативну потенціальну енергію  $W_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ , де  $r$  – відстань від ядра.

Тому квантовані енергетичні рівні зазвичай зображають у вигляді діаграми, що подано на рис. 7.6.

У незбудженому стані електрон перебуває на найнижчому (основному) енергетичному рівні. При співударянні з іншою частинкою  $B$  атому  $A$  може бути передана енергія, таким чином, що один з його електронів, який перебуває в основному стані, може перейти на вищий рівень, що за енергією відрізняється від основного на  $W_a$ .



Зірочкою позначено збуджений атом  $A^*$ , а  $W_B$  – енергія частинки  $B$ , що збуджує. Зрозуміло, що збудження можливе лише при  $W_{B1} > W_a$ . Здебільшого доводиться мати справу зі збудженням атома електронним ударом ( $B \equiv e$ ).

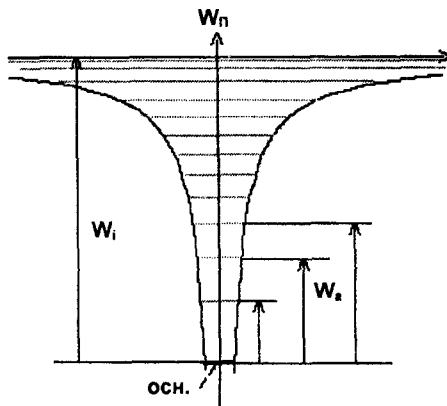


Рис. 7.6

Навіть маючи енергію  $W > W_a$ , електрон не завжди може збудити атом. При такому співударянні завжди існує певна ймовірність цього процесу  $w_a < 1$ , яка сильно залежить від швидкості електрона  $v_e$ . Типову залежність  $w_a(v_e)$  зображено на рис. 7.7, де  $v_e = \sqrt{2W_e/m}$ . Як видно з цього рисунка, при  $v_e < v_a$  збудження неможливе й стає можливим лише, починаючи з  $v_e = v_a$ . Енергія  $W_a$ , що відповідає цій швидкості, становить кілька одиниць або десятків еВ. Найменшу  $W_a$  має перехід з основного стану на найнижчий збуджений (так званий резонансний) рівень. Найменшу енергію такого переходу має атом цезію (1.39 еВ), найбільшу – атом гелію (20.5 еВ). Для всіх інших речовин величина  $W_{a \min}$  лежить у цих межах.

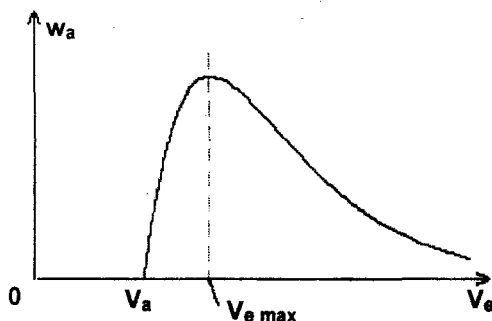


Рис. 7.7

При  $v_e > v_a$  спостерігається швидке зростання  $w_a$ , при  $v_e \text{ max}$  ймовірність збудження сягає максимуму, після цього порівняно повільно спадає. У максимумі величина  $w_a$  зазвичай становить від кількох одиниць до кількох десятків відсотків. З ймовірністю  $w_a$  тісно пов'язана величина поперечного перерізу збудження, яка дорівнює  $q_a = q_{\text{ГК}} w_a$ , де  $q_{\text{ГК}}$  – газокінетичний переріз атома.

У плазмі, де концентрація атомів  $N_A$ , концентрація вільних електронів  $n_e$ , а їх середня швидкість  $\langle v_e \rangle$ , вихід процесу збудження  $z_a$  (тобто кількість актів збудження атомів у  $1 \text{ cm}^3$  за 1 с) дорівнює

$$z_a = q_a N_A n_e < \nu_e >. \quad (7.18)$$

У збудженому стані атом може перебувати  $\tau_a \approx 10^{-7} - 10^{-9}$  с, після чого він самочинно (спонтанно) повертається в попередній стан, випускаючи квант світла  $A^* \rightarrow A + h\nu$ , де  $h\nu = W_a$ . У рівноважному стані кількість актів збудження повинна дорівнювати кількості актів випромінювання квантів. З цих міркувань можна оцінити концентрацію збуджених атомів, яка має дорівнювати

$$n_a^* = z_a \tau_a. \quad (7.19)$$

Звичайно час перебування атомів у збудженому стані невеликий і їх концентрація  $n_a^*$  також невелика, але існують так звані *метастабільні рівні*, з яких такі самодовільні випромінювальні переходи заборонені. Збуджені на подібні рівні атоми можуть перебувати в такому стані досить довгий час і виходити з нього переважно під дією зовнішніх сил (наприклад, при зіткненні з іншою частинкою). Отже, як видно із формули (7.19), концентрація таких метастабільних атомів може сягати досить великих значень.

Іони та атоми також можуть своїми ударами збуджувати інші атоми. Для них максимум  $w_a$  досягається за тих самих швидкостей, як і для електронів, але це відповідає набагато більшим енергіям.

#### 7.6.4. Іонізація

Якщо енергія частинки  $B$ , що налітає, більша за енергію зв'язку електрона з атомом  $E_i$ , то електрон може бути відірваним від атома



і стає самостійною вільною частинкою, а атом, втративши свій електрон, стає позитивним іоном. Цей процес називають *іонізацією*. При цьому частина енергії  $W_{B1}$  витрачається на іонізацію атома ( $W_i$ ) та на надання звільненому електрону кінетичної енергії  $W_e$ .

Найчастіше іонізація атомів виникає завдяки співударянню з електроном ( $B \equiv e$ ), тоді ця реакція матиме вигляд  $A + e \rightarrow A^+ + 2e$ . Ефективний поперечний переріз іонізації  $q_i = q_{\text{ГК}} w_i$ , де  $w_i$  – ймовірність акту іонізації. Величина  $w_i < 1$  і залежить від швидкості (енергії) електрона, що налітає. Залежність  $w_i(\nu_e)$  якісно має вигляд, подібний до  $w_a(\nu_e)$  (рис. 7.7): швидке зростання, максимум і подальше плавне спа-



дання. Максимум імовірності іонізації належить для більшості речовин околу 100 еВ, де вона може сягати кількох десятків відсотків. Імовірність іонізації непогано апроксимується формулою

$$w_i = \alpha(W - W_i) \exp\left(-\frac{W - W_i}{\beta}\right)$$

для  $W > W_i$ , де параметри  $\alpha$  і  $\beta$  залежать від типу газу.

Найменшу енергію іонізації має знову ж таки цезій (3.87 еВ), а найбільшу – гелій (24.5 еВ). Можлива також і багатократна іонізація, коли від атома послідовно відриваються кілька електронів, унаслідок чого утворюється багатозарядний іон. Але енергія, необхідна потрібна для відривання кожного наступного електрона, набагато більша, ніж для попереднього, тому створення багатозарядних іонів – досить складний процес.

### 7.6.5. Східчасті процеси

Збудження та іонізація атомів може відбуватися не лише з найнижчого (основного) стану, але й з будь-якого збудженого рівня. Таке східчасте збудження атома електронним ударом можна описати формулами

$$A^* + e \rightarrow A^{**} + e \quad W_{e1} = W_{e2} + (W_a' - W_a),$$

де  $A^*$  – атом, збуджений на якійсь рівень, а  $A^{**}$  – збуджений з цього рівня на ще вищий;  $W_a$  і  $W_a'$  – енергії цих рівнів,  $W_{e1}$  і  $W_{e2}$  – початкова та кінцева енергії збуджувального електрона. У граничному випадку це може бути східчаста іонізація

$$A^* + e \rightarrow A^+ + 2e, \quad W_{e1} = W_{e2} + (W_i - W_a) + W_e.$$

Очевидно, що збудження з одного із високих рівнів або іонізація з таких рівнів потребує меншої енергії, ніж збудження або іонізація з основного рівня. Але ймовірність того, що атом, який перебуває короткий час у збудженому стані  $A^*$ , зазнає за цей час зіткнення з електроном, звичайно не дуже велика. Ця ймовірність зростає у двох випадках:

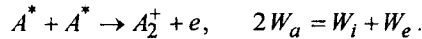
- у плазмах з великою концентрацією електронів або
- якщо вихідний стан атома є метастабільним.

В обох цих випадках вихід східчастих процесів різко зростає і їх внесок може набагато перевищувати кількість актів збудження або іонізації з основного стану.

### 7.6.6. Деякі особливі випадки іонізації

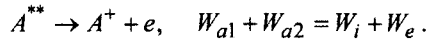
Окрім розглянутих вище "класичних" випадків іонізації електронним ударом можливі ще й деякі особливі випадки іонізації:

а) асоціативна іонізація



Вона здійснюється при зближенні двох збуджених атомів, якщо сумарна енергія їх збудження перевищує енергію іонізації молекули, що при цьому утворюється. Таким чином, можуть утворюватися молекулярні іони деяких металів (наприклад,  $Cs_2^+$ ) або навіть молекулярні іони інертних газів ( $He_2^+$ ,  $Ar_2^+$  та ін.). Очевидно, що ймовірність асоціативної іонізації тим більша, чим вища концентрація збуджених атомів. Це можливо у густих плазмах або у випадках, коли збуджений стан є метастабільним;

б) автоіонізація



Цей процес має місце, якщо у вже збудженому атомі додатково збуджується ще один електронний рівень і при тому сумарна енергія цих збуджених станів перевищує енергію іонізації;

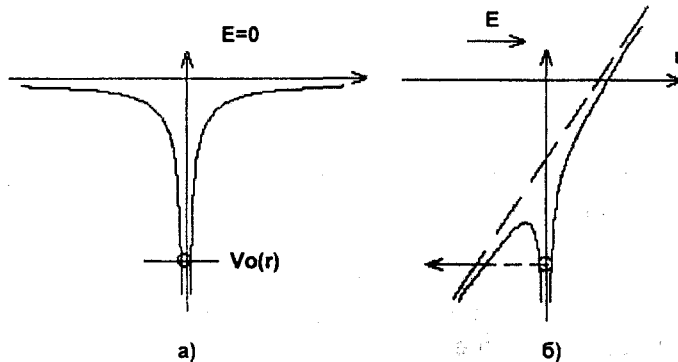


Рис. 7.8

в) польова іонізація. Польова іонізація атомів і молекул подібна до розглянутої вище автоелектронної емісії й відбувається в дуже сильних електричних полях. Зв'язаний в атомі електрон можна уявити як той, що знаходиться у потенціальній ямі глибиною  $V_0(r)$  (рис. 7.8, а). При ввімкненні електричного поля напруженістю  $E$  до початкової потенціальної енергії електрона  $V_0(r)$  додається ще й потенціальна енергія  $eEr$ . Потенціальна яма стає асиметричною і через утворений бар'єр може мати місце тунельний ефект

(рис. 7.8, б). Наприклад, польова іонізація атома водню з основного стану починається при  $E \geq 10^8$  В/см. Але із збуджених станів вона може мати місце вже при  $E \approx 10^6$  В/см.

### 7.6.7. Оже-ефект

**Оже-ефект** – це емісія електрона з атома, яка відбувається в результаті безвипромінювального переходу за наявності в атомі вакансії на одній із внутрішніх оболонок. Цей ефект був відкритий Оже і названий його ім'ям.

Оже-процес можна розділити на дві стадії. Перша – це іонізація атома зовнішнім чинником (фотоіонізація, співударання зі швидкими електронами або іонами) з утворенням вакансії на одній із внутрішніх оболонок. Такий стан атома є нестійким, і на другій стадії відбувається заповнення вакансії електроном з одного з вищих енергетичних рівнів. Енергія, що при цьому виділяється, передається третьому електрону, який вилітає з атома, тобто відбувається оже-ефект.

Кінетична енергія  $W_K$  електрона, що вилітає (так званого оже-електрона), не залежить від енергії зовнішніх чинників, що призвели до даного процесу, і дорівнює  $W_K = W_1 - W_2 - W_3$ , де  $W_1$  – енергія іонізованого атома з вакансією на внутрішній оболонці,  $W_2$  – енергія цього ж атома після заповнення вакансії одним з верхніх електронів,  $W_3$  – порогова енергія вильоту оже-електрона з однократно іонізованого атома. Усі ці величини є дискретними і залежать лише від типу атома. Тому, аналізуючи енергії  $W_3$  оже-електронів, що вилітають, можна судити про тип атомів, які ці електрони випускають. Цей метод лежить в основі оже-спектроскопії. Оже-спектроскопія може бути застосована як до атомів, що перебувають у газовому стані, так і до атомів поверхні твердих тіл. Оже-спектроскопія є одним із варіантів іонізаційної спектроскопії, яка згадувалась вище в розділі про вторинно-електронну емісію.

## 7.7. ФОТОЗБУДЖЕННЯ І ФОТОІОНІЗАЦІЯ

### 7.7.1. Фотозбудження

**Фотозбудження** – це збудження атома при поглинанні ним кванта світла

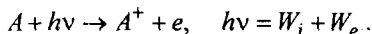
$$A + h\nu \rightarrow A^* \quad h\nu = W_a.$$

Процес фотозбудження має гостро виражений резонансний характер, тобто енергія кванта повинна майже точно дорівнювати енергії збудження. Особливо сильно відбувається процес фотозбудження з основного

рівня на резонансний (звідки й назва цього рівня). Поперечний переріз  $q_{\Phi}$  при цьому може бути дуже великий і навіть набагато перевищувати газокінетичний переріз атома, і визначається лише довжиною хвилі збуджуючого випромінювання  $q_{\Phi} = \frac{\lambda^2}{8\pi}$ .

### 7.7.2. Фотоіонізація

Фотоіонізація – це іонізація атома при поглинанні ним кванта світла



Цей процес можливий лише при  $h\nu > W_i$  і також має резонансний характер, тобто його переріз швидко зменшується при віддаленні від умови  $h\nu \geq W_i$ , хоча й не так різко, як при фотоіонізації.

## 7.8. НАЛИПАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ

При зіткненні атома або молекули з електроном може утворюватися не тільки позитивний, але й негативний іон. Це відбувається завдяки тому, що електрон захоплюється атомом, або, як то кажуть, "налипає" на нього  $A + e \rightarrow A^-$ . Здебільше це має місце в електронегативних газах, в яких зовнішні оболонки майже повністю заповнені валентними електронами:  $O, O_2, O_3, Cl_2, F_2, Br_2$  тощо. Цей процес характеризується так званою спорідненістю атомів і молекул до електрона, тобто схильністю утворювати міцний зв'язок з електроном. Кількісно спорідненість визначається енергією зв'язку електрона в негативному іоні й становить для більшості перелічених речовин величину порядку кількох еВ або часток еВ. Цей процес може відігравати істотну роль у електричних розрядах у електронегативних газах, зокрема, у повітрі.

## 7.9. ЗВОРОТНІ ПРОЦЕСИ. СПІВУДАРЯННЯ ДРУГОГО РОДУ (НАДПРУЖНІ СПІВУДАРЯННЯ)

Співударяння другого роду являє собою процес, зворотний до збудження атома електронним ударом:  $A^* + e \rightarrow A + e, \quad W_a + W_{e1} = W_{e2}$ . Електрон, торкнувшись збудженого атома начебто "знімає" з нього збудження та уносить на собі ту потенціальну енергію, яка була у

збудженому стані атома, перетворивши її на додаткову власну кінетичну енергію. Такий процес дістав назву *співударяння другого роду*, а акт повернення в атомі збудженого електрона на нижчий рівень – назву *безвипромінювального переходу*.

Вихід процесу співударянь другого роду  $z_{||}$  пропорційний концентрації збуджених атомів:

$$z_{||} = q_{||} n_a^* n_e \bar{v}, \quad (7.20)$$

де  $\bar{v}$  – середня швидкість електронів ансамблю,  $q_{||}$  – переріз цього процесу. Оскільки концентрація збуджених атомів згідно з формулами (7.18) і (7.20) сама пропорційна концентрації електронів, то

$$z_{||} = q_{||} (q_a N_a n_e \bar{v} \tau_a^*) n_e \bar{v} \propto n_e^2 \quad (7.21)$$

і ймовірність співударянь другого роду виявляється пропорційною до квадрату концентрації електронів. Тому роль співударянь другого роду швидко зростає зі збільшенням концентрації електронів, і у випадках, коли середній час між співударяннями збуджених атомів з електронами буває меншим від  $\tau_a$  – часу перебування атома у збудженому стані – стає основною причиною виходу атомів із збудженого стану. Зокрема, співударяння другого роду є однією з причин виходу метастабільних атомів із збудженого стану (поряд зі східчастими процесами збудження та іонізації).

## 7.10. РЕКОМБІНАЦІЯ

*Рекомбінація* – це возз'єднання позитивного іона з вільним електроном і утворення електрично нейтрального атома або молекули. Рекомбінація – це процес, зворотний до іонізації:  $A^+ + e \rightarrow A$ . На перший погляд здається, що цей процес має відбуватися з великою ймовірністю, оскільки різнойменні заряди мають притягатися один до одного, але в тому вигляді, як це записано вище, подібна реакція неможлива, оскільки в ній не передбачені закони зберігання енергії та імпульсу. Треба знайти агента, який би брав на себе й "уносив" з собою ту енергію, яка виділяється при возз'єднанні іона з електроном та той імпульс, який первинно мали ці частинки. Залежно від роду такого агента розрізняють кілька видів рекомбінації.

### 7.10.1. Радіаційна рекомбінація

При радіаційній рекомбінації енергія, що виділяється, уноситься квантом світла:

$$h\nu = W_i + W_e = eU_i + \frac{mv_e^2}{2}.$$

Тут  $W_i = eU_i$  – енергія іонізації,  $W_e$  – кінетична енергія, яку електрон мав до возз'єднання з іоном, а  $v_e$  – відповідна швидкість електрона. Як видно, початкова енергія електрона разом з енергією іонізації перетворюється на енергію кванта світла. Отже, спектр рекомбінаційного випромінювання утворює континуум, що починається з частоти  $\nu = \frac{eU_i}{h}$ , простягається, поволі стаючи слабшим, у бік високих частот (рис. 7.9).

Зазначимо, що згідно із законом розподілу інтенсивності світіння в цьому континуумі можна судити про функцію розподілу за енергіями електронів, яку прорекомбінували. На цьому засновується один з оптичних методів вимірювання функції розподілу та температури електронів у плазмі.

Часто буває, що рекомбінуючий електрон "сідає" не одразу на основний (найнижчий) енергетичний рівень, а спочатку на деякий проміжний (рис. 7.10), тому в процесі рекомбінації висвітлюється не один, а кілька квантів, загальна енергія яких становить  $W_i + W_e$ .

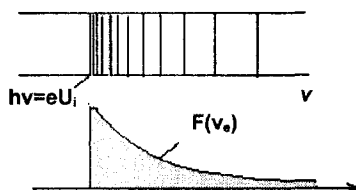


Рис. 7.9

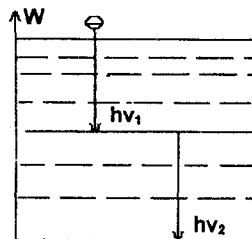


Рис. 7.10

Слід, однак, зазначити, що "вузьким місцем" у здійсненні акту рекомбінації залишається виконання закону збереження імпульсу. Тому з достатньою ймовірністю цей процес відбувається лише для повільних електронів з малою енергією. Радіаційна рекомбінація є зворотним процесом щодо фотоіонізації. Оскільки в радіаційній рекомбінації зустрічаються іони з електронами, то вихід цього процесу має бути пропорційним до  $n_i n_e = n_e^2$ .

### 7.10.2. Рекомбінація при потрібному співударінні

Для рекомбінації з потрібним співударінням потрібна одночасна (або майже одночасна) зустріч двох електронів і одного іона:

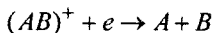


Один із електронів ( $e_a$ ) рекомбінує з іоном, а другий ( $e_b$ ) уносить енергію іонізації, кінетичну енергію  $e_a$ , а також надлишковий імпульс. Імовірність цього процесу пропорційна  $n_e^3$ , тому він реалізується лише при достатньо великій концентрації заряджених частинок. Там він "випереджає" процес радіаційної рекомбінації, імовірність якого пропорційна лише  $n_e^2$ .

Процес потрійної рекомбінації є зворотним процесом до звичайної іонізації електронним ударом.

### 7.10.3. Дисоціативна рекомбінація

Дисоціативна рекомбінація можлива лише для молекулярних іонів:



Тут  $A$  та  $B$  – частинки дисоційованої молекули  $AB$ . Енергія іонізації (і кінетична енергія електрона) витрачаються на розрив молекули  $AB$  і прискорення утворених фрагментів  $A$  та  $B$ .

### 7.10.4. Іон-іонна рекомбінація

Позитивний іон  $A^+$  рекомбінує з негативним іоном  $B^-$ , відбираючи від нього електрон:  $A^+ + B^- \rightarrow A + B$ . Енергія іонізації витрачається на прискорення атомів  $A$  та  $B$ .

## 7.11. ПРИНЦИП ДЕТАЛЬНОЇ РІВНОВАГИ

У термодинамічно рівноважній плазмі виходи всіх прямих і зворотних процесів повинні дорівнювати один одному<sup>3</sup>. Наприклад, вихід ударної іонізації має дорівнювати виходу потрійної рекомбінації  $A + e \leftrightarrow A^+ + 2e$ , а вихід фотоіонізації має зрівноважуватися виходом радіаційної рекомбінації  $A + h\nu \leftrightarrow A^+ + e$ , тобто не можна, щоб усі іони виникали за рахунок іонізації електронним ударом, а зникали за рахунок радіаційної рекомбінації.

<sup>3</sup> Нагадаємо, що виходом будь-якого процесу називають кількість актів даного процесу в одиниці об'єму за одиницю часу.

Далі можна написати й інші пари прямих і зворотних процесів, швидкість яких також будуть рівними:  $A + e \leftrightarrow A^* + e$  (збудження електронним співударям і співударям другого роду),  $A + h\nu \leftrightarrow A^*$  (фотозбудження та спонтанне випромінювання збудженого атома).

Принцип детальної рівноваги виконується задовільно навіть у випадках, коли деякі процеси неточно компенсують один одного. Така ситуація виникає, зокрема, щодо останнього процесу, оскільки в обмеженому об'ємі плазми деякі кванти виходять з об'єму, не створивши ні актив фотоіонізації, ні фотозбудження. Така ситуація дістала назву *локальної термодинамічної рівноваги*.

Застосування принципу детальної рівноваги полегшує розрахунки швидкостей перебігу процесів у плазмі, оскільки перерізи прямих процесів здебільшого краще відомі, ніж перерізи зворотних процесів.

### Контрольні запитання

1. Що таке коефіцієнт акомодатії при пружних і непружних співударям частинок?
2. Що таке повний поперечний переріз при співударям електронів з молекулами газу? Як він пов'язаний з довжиною вільного пробігу електрона?
3. Що таке ефективний переріз при пружних зіткненнях електронів з молекулами газу? Яку він має розмірність та порядок величини?
4. У чому полягає ефект Рамзауера? Як він пояснюється з точки зору квантової механіки?
5. Що таке кулонівські зіткнення? Як залежить ефективний переріз кулонівських зіткнень від швидкості електронів?
6. Як залежить коефіцієнт дифузії від температури дифундуючих частинок?
7. Що таке рухливість заряджених частинок? Як вона залежить від довжини вільного пробігу цих частинок?
8. Що таке явище перезарядки? Як воно залежить від роду взаємодіючих частинок?
9. У чому полягає явище збудження атомів електронами? Як залежить імовірність збудження від швидкості електрона?
10. Які є шляхи виходу атома із збудженого стану?
11. У чому полягає явище іонізації атомів при зіткненні їх з електронами? Чи може відбуватися іонізація при співударям атомів з іонами?
12. Що таке східчасті процеси при співударям електронів з атомами?
13. Що таке фотозбудження та фотоіонізація? Як вони залежать від довжини хвилі фотона?



14. Які є відомі механізми рекомбінації електронів з іонами? У чому полягає різниця між цими механізмами?
15. Наведіть приклади деяких пар прямих і зворотних процесів.
16. У чому полягає принцип детальної та локальної рівноваги?

### Контрольні задачі

1. Підрахуйте значення середнього коефіцієнта акомодатії  $\alpha$  при пружному співударянні електрона з атомом аргону ( $A = 40$ ).
2. У скільки разів зменшиться потік електронів при їх русі в газі на шляху  $x = 5$  см, якщо повний переріз співударянь електронів з атомами газу становить  $Q = 0.3 \text{ см}^{-1}$ ?
3. Ефективний поперечний переріз розсіяння електронів на молекулах газу становить  $q = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Чому дорівнюватиме довжина вільного пробігу електронів у газі при тиску  $p = 0.1$  мм рт. ст. (при температурі газу  $0^\circ\text{C}$ )?
4. Оцініть порядок величини енергії електронів, при якій має спостерігатися ефект Рамзауера. Вважати, що розмір молекул газу  $a \approx 10^{-7} \text{ см}$ .
5. Підрахуйте середнє значення ефективного перерізу кулонівських зіткнень електронів з однозарядними позитивними іонами. Температура електронів  $T_e = 10^6 \text{ K}$ . Чому дорівнюватиме повний поперечний переріз цих співударянь, якщо концентрація іонів  $n_i = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ?
6. Підрахуйте частоту зіткнень електронів з попередньої задачі з позитивними іонами водню. При кожному співударянні вони віддають іонам частину своєї енергії, яка визначається коефіцієнтом акомодатії  $\alpha$ . Оцініть час, за який електрони передадуть іонам енергію, що дорівнює енергії теплового руху електронів.
7. Підрахувати коефіцієнт дифузії електронів у газі, якщо їх температура дорівнює  $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ , а повний поперечний переріз зіткнень з атомами газу становить  $Q = 3 \text{ см}^{-1}$ . На яку середню відстань продифундують електрони за  $\tau = 10^{-3} \text{ с}$ ?
8. Підрахувати рухливість електронів за умов, наведених у попередній задачі. Яку дрейфову швидкість матимуть електрони в електричному полі  $E = 0.1 \text{ В/см}$ ?
9. Для одержання потоку швидких атомів використовують явище перезарядки швидких іонів на атомах газу (п. 7.6.1). Яким має бути тиск нейтрального газу в перезаряджувальній камері, щоб більшість швидких іонів, проходячи

через неї, зазнала перезарядження. Довжина шляху іонів у камері  $L = 10$  см, переріз перезаряджування іонів на атомах становить  $q = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>; температура газу  $T_a = 300$  К.

10. Енергія дисоціації молекул газу становить 2.5 еВ. Яка частина молекул газу буде дисоційована при температурі в 1500 °С? Якою буде абсолютна концентрація продисоційованих молекул, якщо тиск газу становить 1 атм?

11. Підрахувати вихід процесу збудження атомів гелію електронами, що мають температуру  $T_e = 5 \cdot 10^4$  К. Тиск газу (при  $T_a = 300$  К) дорівнює 0.01 мм рт. ст., а концентрація електронів  $n_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Ефективний переріз збудження атомів електронами дорівнює  $q_a = 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Яка потужність буде витрачена на збудження атомів у 1 см<sup>-3</sup>, якщо енергія збудження атома гелію дорівнює 20.5 еВ?

12. Якою буде концентрація збуджених атомів за умов із попередньої задачі, якщо час перебування їх у збудженому стані становить  $\tau = 10^{-8}$  с?

13. У скільки разів збільшиться середній коефіцієнт акомодатії, якщо крім пружних зіткнень враховувати ще непружні (збуджуючі) зіткнення із задачі № 11? Повний переріз пружних зіткнень дорівнює  $Q = 0.2$  см<sup>-1</sup>.

14. Яку довжину хвилі повинен мати квант світла, щоб збудити за рахунок фотозбудження резонансний рівень атома натрію, енергія збудження якого становить 2.12 еВ?

15. Середня швидкість електронів у парах ртуті  $v_e = 8.8 \cdot 10^7$  см/с. Яку енергію вони матимуть після співударяння другого роду з атомом ртуті, збудженим на резонансний рівень з  $eU_a = 4.9$  еВ?

16. За рахунок природної радіоактивності в повітрі атмосфери відбувається в середньому  $z_i = 10^7$  актів іонізації в 1 м<sup>3</sup> за 1 с. Якою буде при цьому рівноважна концентрація позитивних і негативних іонів? Яким буде середній час життя іона? Коефіцієнт іон-іонної рекомбінації  $1.6 \cdot 10^{-6}$  м<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>.

## 8. ФІЗИКА ПЛАЗМИ (ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ)

*Плазма – це частково або повністю іонізований газ,  
у якому густина позитивно й негативно  
заряджених частинок однакова*

При сильному нагріванні, будь-яка речовина випаровується, перетворюючись на газ, але якщо й далі підвищувати температуру, то енергія теплового руху атомів може стати достатньою для їх іонізації. Наприклад, щоб іонізувати пари речовини з найнижчою енергією іонізації – цезію (його енергія іонізації близька до 4 еВ) – достатньо температури в кілька тисяч градусів<sup>4</sup>. Для відчутної іонізації інших речовин потрібні температури в десятки тисяч градусів. Механізми, завдяки яким відбувається іонізація – це ті механізми іонізації, про які йшлося вище: ударна, східчаста іонізація, фотоіонізація, асоціативна іонізація тощо. Ці процеси супроводжуються в термодинамічно рівноважній плазмі відповідними зворотними процесами, завдяки яким плазма перебуває в стані динамічної рівноваги.

Таким чином, можна вважати, що при температурах вище  $\sim 10^4$  К будь-який газ буде значною мірою іонізований і перетворений на плазму. Плазма є природним станом речовини при високих температурах, тому окрім трьох традиційних агрегатних станів речовини – твердого, рідкого та газоподібного – можна говорити про четвертий – високотемпературний стан речовини, про плазмовий стан.

Плазма може бути утворена й іншими шляхами – наприклад, при опромінюванні газу інтенсивним потоком фотонів (через фотоіонізацію) або потоком високоенергетичних корпускул. При цьому плазма, що утворюється, залишається такою ж електрично нейтральною, як і той газ, з якого вона утворилась.

Головна відмінність плазми від звичайного газу полягає в тому, що заряджені частинки плазми "відчувають" одна одну на значних відстанях. Сили взаємодії між нейтральними частинками швидко зменшуються з відстанню (як  $r^{-4}$  або  $r^{-5}$ ). Тому нейтральні молекули "відчувають" одна одну лише при безпосередніх парних зіткненнях. На відміну від цього сили кулонівської взаємодії між зарядженими частинками спадають як  $r^{-2}$

---

<sup>4</sup> Наприклад, при  $T = 2500$  К іонізованими виявляються 10 % від усіх атомів цезію. При  $p = 1$  мм рт. ст. ( $N_a \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) це дає густину електронів і іонів порядку  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а при  $T > 10^4$  К іонізація буде вже стовідсотковою.

і заряджена частинка у плазмі зазнає взаємодії одночасно з великою кількістю заряджених частинок, що її оточують.

Відмінність між простою сукупністю частинок і плазмою можна порівняти з відмінністю між натовпом і спільнотою, в якій усі її члени пов'язані між собою певними співвідношеннями (принаймні зі своїм найближчим оточенням).

Це призводить до того, що у плазмі виявляється можливим цілий клас так званих *колективних* процесів, у яких впорядковано беруть участь великі ансамблі заряджених частинок. Розглянемо деякі з них.

## 8.1. КВАЗІНЕЙТРАЛЬНІСТЬ ПЛАЗМИ

Основна властивість плазми – це її квазінейтральність. Розділити в ній позитивно і негативно заряджені частинки дуже важко. Уявімо собі, що в деякому плоскому шарі товщиною  $\delta$  нам вдалось все ж таки зсунути усі негативно заряджені частинки на деяку відстань  $x$  (рис. 8.1). Тоді в області "а" утворюється шар надлишкового негативного заряду товщиною  $x$ , а в області "в" такий самий шар позитивного заряду. Поверхнева

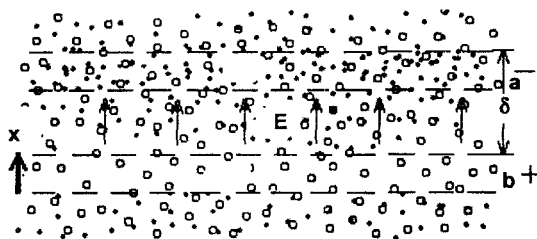


Рис. 8.1

густина цих надлишкових зарядів  $\sigma = en_e x$  і породжуване ними електричне поле дорівнюватиме

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{en_e}{\epsilon_0} x. \quad (8.1)$$

Наприклад, для  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  та  $x = 1 \text{ мм}$  це

поле виявляється рівним  $2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Звичайно, таке велике поле нереальне й здійснити подібне розшарування зарядів у плазмі практично неможливо.

## 8.2. ЛЕНГМЮРІВСЬКА ЧАСТОТА ПЛАЗМОВИХ КОЛИВАНЬ

Однак уявімо собі, що нам вдалось все ж таки якимось чином здійснити подібне розділення зарядів (хоч на малу відстань). Далі "відпустимо" їх і будемо спостерігати, що буде відбуватися. Під дією поля  $E$  легкі електрони почнуть рухатись, наближаючись, до шару позитивних іонів. За інерцією вони "проскочуть" крізь нього і тоді надлишковий негативний заряд утвориться нижче іонно-

го. Електрони знову підуть, тепер вже назад, і будуть коливатися подібно до маятника навколо шару важких і майже нерухомих іонів. Частоту цих коливань легко оцінити, склавши рівняння руху електронів у полі  $E$ ,

$$m\ddot{x} = -eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad \text{або} \quad \ddot{x} + \omega_p^2 x = 0, \quad (8.2)$$

$$\text{де } \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{m\epsilon_0}$$

Одержану частоту коливань  $\omega_p$  називають *ленгмюрівською частотою* (або власною плазмовою частотою). Обернена до неї величина  $\omega_p^{-1}$  є природним часовим масштабом для більшості процесів, що відбуваються у плазмі. Ленгмюрівська частота є одним із найважливіших параметрів, що характеризують плазму. Вона названа за ім'ям відомого дослідника в галузі фізичної електроніки І.Ленгмюра, який саме і встановив значення цієї частоти.

### 8.3. ДЕБАЇВСЬКИЙ РАДІУС ЕКРАНУВАННЯ

Квазінейтральність плазми, однак, може порушуватися, навіть за рахунок теплового руху частинок плазми, якщо відстані  $x$  досить малі. Потенціальна енергія електрона в системі, зображеній на рис. 8.1, дорівнює

$$\Pi = Fx = eEx = \frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0}. \quad (8.3)$$

Прирівняємо тепер цю енергію кінетичній енергії теплового руху електронів

$$\frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0} = kT.$$

Звідси можна одержати величину відстані  $x$ , на яку різнойменні заряди можуть самодовільно розділятися за рахунок їх теплового руху. Ця відстань позначається як  $d$  і називається *дебаївський радіус екранування* (за ім'ям дослідника цього процесу німецького фізика Дебая).

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2}}. \quad (8.4)$$

Наприклад, для  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  і  $T = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$  це буде  $d = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . На цю ж відстань невеликий пробний заряд, введений у плазму, збудує її, впли-

ває на своїх сусідів і сам зазнає їх впливу (звідси й назва "радіус екранування"). На більших відстанях електричне поле пробного заряду у плазмі послаблюється настільки, що оточуючі його заряджені частинки у своєму тепловому русі перестають відчувати це поле та підкоряються йому. Саме на цю відстань простягаються сили далекодії у плазмі й тому дебаївський радіус екранування виявляється природним просторовим масштабом процесів, що відбуваються у плазмі.

Оскільки квазінейтральність у плазмі може порушуватися в межах дебаївського радіуса екранування та за часи, сумірні з періодом легмюрівських коливань, наведене на початку цього розділу визначення плазми слід доповнити такими обмеженнями: *"у об'ємах, більших за дебаївський радіус екранування та для проміжків часу, більших за період легмюрівських коливань"*.

## 8.4. АМБІПОЛЯРНА ДИФУЗІЯ

На відміну від звичайної дифузії нейтральних частинок електрони і іони у плазмі не можуть дифундувати незалежно один від одного, оскільки у цьому випадку була б порушена квазінейтральність плазми. Як ми впевнилися вище, навіть невелике відхилення від квазінейтральності викликає появу сильних електричних полів, які перешкоджають подальшому розділенню зарядів.

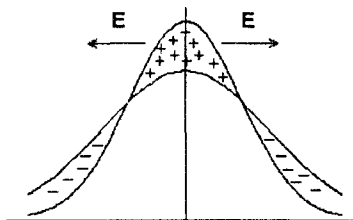


Рис. 8.2

При спробі електронів, як найбільш легких та рухомих частинок, піти в область з меншою концентрацією (рис. 8.2) просторовий заряд іонів, що залишилися, буде створювати електричне поле  $E$ , яке гальмуватиме електрони, що "забігли вперед" і прискорюватиме іони, що лишилися позаду. Заряджені частинки дифундуватимуть разом і сумісно з деяким коефіцієнтом дифузії, більшим, аніж для іонів, і меншим, ніж для електронів. Така сумісна дифузія має назву *амбіполярної*.

Розрахуємо коефіцієнт амбіполярної дифузії. Дифузійні потоки іонів і електронів дорівнюють відповідно

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i \bar{E} n_i = n_i \bar{v}_i, \quad \Gamma_e = -D_e \nabla n_e + \mu_e \bar{E} n_e = n_e \bar{v}_e. \quad (8.5)$$

де  $D_e$  і  $D_i$  – коефіцієнти дифузії електронів і іонів,  $\mu_e$  і  $\mu_i$  – їх рухливості,  $\bar{E}$  – поле, що виникає з причини розділення зарядів.

Для дотримання квазінейтральності потрібно, щоб  $n_e = n_i = n$  і  $\Gamma_i = \Gamma_e = \Gamma_a$ . Виключаючи з (8.5) величину  $\vec{E}$ , одержуємо

$$\Gamma_a = -\left(\frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e}{\mu_i + \mu_e}\right)\nabla n = -D_a\nabla n, \quad (8.6)$$

де  $D_a$  – коефіцієнт амбіполярної дифузії  $D_i \ll D_a \ll D_e$ . Амбіполярна дифузія може служити прикладом колективного процесу у плазмі.

## 8.5. ДІАМАГНЕТИЗМ ПЛАЗМИ

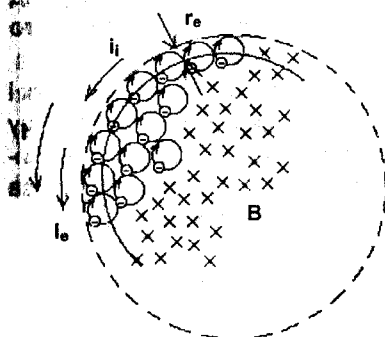


Рис. 8.3

Розглянемо деякий об'єм однорідної плазми, обмежений зображеною пунктиром поверхнею. Плазма перебуває в постійному магнітному полі  $B$ , спрямованому перпендикулярно до площини рисунка (рис. 8.3).

Електрони в магнітному полі за рахунок своїх теплових швидкостей  $v_{Te}$  обертаються по ларморовських орбітах з радіусом

$$r_e = \frac{mv_{Te}}{eB},$$

утворюючи тим колові мікроструми. В об'ємі однорідної плазми ці мікроструми взаємно компенсують один одного, тоді як на межі плазми вони утворюють поверхневий струм з густиною  $j_e = en_e v_{Te}$ , що протікає в шарі товщиною  $r_e$ . Величина цього струму (на одиницю довжини в напрямку, перпендикулярному площині рисунка) дорівнює

$$i_e = en_e v_{Te} r_e = n_e \frac{m}{B} v_{Te}^2 \approx \frac{n_e k T_e}{B} \quad (8.7)$$

Аналогічний струм  $i_i$  створюють також і іони. Таким чином, поверхневий струм  $i = i_e + i_i$  дорівнює

$$i = \frac{1}{B} (n_e k T_e + n_i k T_i). \quad (8.8)$$

Цей струм створює своє магнітне поле  $B' = \mu_0 i$ , протилежне зовнішньому полю  $B$ . Отже, усередині плазми магнітне поле буде трохи меншим зовнішнього поля  $B$ . Це означає, що плазма є діамagnetиком.

Доданок  $n_e k T_e$ , що стоїть у виразі (8.8) є не що інше, як газокінетичний тиск електронного газу, який має густину  $n_e$  і температуру  $T_e$ . Такий самий зміст для іонів має й другий доданок у формулі (8.8). Під дією цього загального тиску плазма намагається розширитися з об'єму, позначеного межею на рис. 8.3. Але на одиницю поверхні цього об'єму діє пондеромоторна сила від взаємодії поверхневого струму  $i$  з магнітним полем  $B$ . Як видно із формули (8.8), ця сила саме і дорівнює силі газокінетичного тиску.

Звідси випливає, що магнітне поле здатне утримувати плазму від розширення, що й використовується в експериментах з магнітного утримання плазми<sup>2</sup>.

Але оскільки, як було доведено вище, плазма є діамagnetиком, вона, як і будь-який діамagnetик, буде виштовхуватися в неоднорідному магнітному полі в бік слабшого магнітного поля. Цей ефект є причиною багатьох нестійкостей, що виникають при спробах утримувати плазму від розширення за допомогою магнітних полів, які звичайно мають невеличкі неоднорідності.

## 8.6. ЕЛЕКТРОННА ТЕМПЕРАТУРА

Розглянемо ситуацію, яка зазвичай виникає в електричних розрядах при низькому тиску газу, коли у слабоіонізованій плазмі існує електричне поле  $E$ , що потрібне для підтримання розряду. Це поле створює струм  $j = \sigma E$ , яке нагріває плазму, у першу чергу її електронну компоненту (оскільки саме електрони дають основний внесок у провідність плазми  $\sigma$ ) і надає цій компоненті температуру  $T_e$ . Оцінимо величину цієї температури.

При кожному співударянні електрона з молекулою нейтрального газу електрон втрачає енергію  $\bar{\alpha} k T_e$ , де  $\bar{\alpha}$  – усереднений коефіцієнт акомодатії. Якщо співудари є пружними, то  $\bar{\alpha} = 2 \frac{m}{M} \ll 1$ . Якщо ж електрон інколи зазнає ще й непружних зіткнень, то середній коефіцієнт акомодатії буде дещо більшим.

З іншого боку, рухаючись в електричному полі  $E$ , електрон набуває від нього додаткової енергії. Пройшовши шлях, рівний довжині вільного

<sup>2</sup> Тут ми дійшли до того ж висновку, як і в розд. 2, але, розглядаючи плазму як суцільну речовину (у так званому гідродинамічному наближенні).



пробігу  $\lambda$ , електрон набуде від електричного поля енергії  $\mathcal{E} = eE\lambda$ . За стаціонарних умов енергія, яку електрон втрачає на одному зіткненні з молекулою газу, повинна дорівнювати енергії, яку електрон одержав на довжині вільного пробігу, тобто

$$\bar{\alpha} k T_e = eE\lambda. \quad (8.9)$$

Звідси можна легко оцінити температуру  $T_e$ , яка буде відповідати такому рівноважному стану. Наприклад, при  $E = 0,1$  В/см,  $\bar{\alpha} = 10^{-3}$ ,  $\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$  см, тоді одержуємо  $T_e = 30\,000$  К. Одержаний результат викликає певні сумніви, але прямий експеримент підтверджує його.

Таким експериментом є зондові вимірювання у плазмі. Зонд – це мініатюрний електрод з площею  $S$  у кілька  $\text{мм}^2$ , що вводиться в досліджувану плазму. Типову вольт-амперну характеристику такого зонда зображено на рис. 8.4. Потенціал  $U_3$  відлічується від потенціалу плазми в місці розташування зонда. При  $U_3 > 0$  на зонд можуть йти тільки електрони, при  $U_3 < 0$  на зонд ідуть позитивні іони, але можуть потрапляти й електрони, які мають енергію свого теплового руху, достатню для подолання гальмуючого їх потенціалу  $U_3$ .

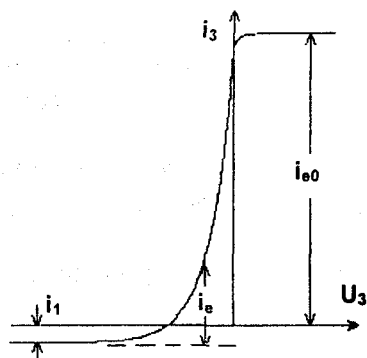


Рис. 8.4

Із залежності  $i_e = i_3 + i_i$  від потенціалу  $U_3$  можна судити про функцію розподілу електронів за енергіями (згадайте метод визначення функції розподілу зарядів за енергіями методом гальмуючого електричного поля). Залежність  $i_e = f(U_3)$  виявляється експоненціальною й дійсно відповідає середній енергії електронів у кілька електрон-вольтів (тобто температурі в кілька десятків тисяч градусів<sup>3</sup>). А за величиною електричного струму насичення на зонд (при  $U_3 > 0$ ) можна

судити про концентрацію електронів у плазмі, адже

$$i_{e0} = \frac{en_e v_{T_e}}{4} S. \quad (8.10)$$

<sup>3</sup> Один електрон-вольт відповідає температурі 11 600 К.

Цей струм створює своє магнітне поле  $B' = \mu_0 i$ , протилежне зовнішньому полю  $B$ . Отже, усередині плазми магнітне поле буде трохи меншим зовнішнього поля  $B$ . Це означає, що плазма є діамagnetиком.

Доданок  $n_e k T_e$ , що стоїть у виразі (8.8) є не що інше, як газокінетичний тиск електронного газу, який має густину  $n_e$  і температуру  $T_e$ . Такий самий зміст для іонів має й другий доданок у формулі (8.8). Під дією цього загального тиску плазма намагається розширитися з об'єму, позначеного межею на рис. 8.3. Але на одиницю поверхні цього об'єму діє пондеромоторна сила від взаємодії поверхневого струму  $i$  з магнітним полем  $B$ . Як видно із формули (8.8), ця сила саме і дорівнює силі газокінетичного тиску.

Звідси випливає, що магнітне поле здатне утримувати плазму від розширення, що й використовується в експериментах з магнітного утримання плазми<sup>2</sup>.

Але оскільки, як було доведено вище, плазма є діамagnetиком, вона, як і будь-який діамagnetик, буде виштовхуватися в неоднорідному магнітному полі в бік слабшого магнітного поля. Цей ефект є причиною багатьох нестійкостей, що виникають при спробах утримувати плазму від розширення за допомогою магнітних полів, які звичайно мають невеличкі неоднорідності.

## 8.6. ЕЛЕКТРОННА ТЕМПЕРАТУРА

Розглянемо ситуацію, яка зазвичай виникає в електричних розрядах при низькому тиску газу, коли у слабоіонізованій плазмі існує електричне поле  $E$ , що потрібне для підтримання розряду. Це поле створює струм  $j = \sigma E$ , яке нагріває плазму, у першу чергу її електронну компоненту (оскільки саме електрони дають основний внесок у провідність плазми  $\sigma$ ) і надає цій компоненті температуру  $T_e$ . Оцінимо величину цієї температури.

При кожному співударянні електрона з молекулою нейтрального газу електрон втрачає енергію  $\bar{\alpha} k T_e$ , де  $\bar{\alpha}$  – усереднений коефіцієнт акомодатії. Якщо співудари є пружними, то  $\bar{\alpha} = 2 \frac{m}{M} \ll 1$ . Якщо ж електрон інколи зазнає ще й непружних зіткнень, то середній коефіцієнт акомодатії буде дещо більшим.

З іншого боку, рухаючись в електричному полі  $E$ , електрон набуває від нього додаткової енергії. Пройшовши шлях, рівний довжині вільного

<sup>2</sup> Тут ми дійшли до того ж висновку, як і в розд. 2, але, розглядаючи плазму як суцільну речовину (у так званому гідродинамічному наближенні).

пробігу  $\lambda$ , електрон набуде від електричного поля енергії  $\mathcal{E} = eE\lambda$ . За стаціонарних умов енергія, яку електрон втрачає на одному зіткненні з молекулою газу, повинна дорівнювати енергії, яку електрон одержав на довжині вільного пробігу, тобто

$$\bar{\alpha} k T_e = e E \lambda. \quad (8.9)$$

Звідси можна легко оцінити температуру  $T_e$ , яка буде відповідати такому рівноважному стану. Наприклад, при  $E = 0,1$  В/см,  $\bar{\alpha} = 10^{-3}$ ,  $\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$  см, тоді одержуємо  $T_e = 30\,000$  К. Одержаний результат викликає певні сумніви, але прямий експеримент підтверджує його.

Таким експериментом є зондові вимірювання у плазмі. Зонд – це мініатюрний електрод з площею  $S$  у кілька  $\text{мм}^2$ , що вводиться в досліджувану плазму. Типову вольт-амперну характеристику такого зонда зображено на рис. 8.4. Потенціал  $U_3$  відлічується від потенціалу плазми в місці розташування зонда. При  $U_3 > 0$  на зонд можуть йти тільки електрони, при  $U_3 < 0$  на зонд ідуть позитивні іони, але можуть потрапляти й електрони, які мають енергію свого теплового руху, достатню для подолання гальмуючого їх потенціалу  $U_3$ .

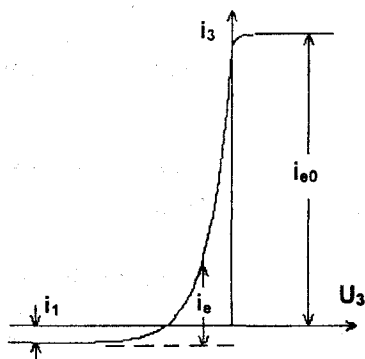


Рис. 8.4

Із залежності  $i_e = i_3 + i_i$  від потенціалу  $U_3$  можна судити про функцію розподілу електронів за енергіями (згадайте метод визначення функції розподілу зарядів за енергіями методом гальмуючого електричного поля). Залежність  $i_e = f(U_3)$  виявляється експоненціальною й дійсно відповідає середній енергії електронів у кілька електрон-вольтів (тобто температурі в кілька десятків тисяч градусів<sup>3</sup>). А за величиною електричного струму насичення на зонд (при  $U_3 > 0$ ) можна

судити про концентрацію електронів у плазмі, адже

$$i_{e0} = \frac{en_e v_{T_e}}{4} S. \quad (8.10)$$

<sup>3</sup> Один електрон-вольт відповідає температурі 11 600 К.

Фізична причина такої високої електронної температури досить зрозуміла: електричне поле  $E$  "накачує" енергію в електронний газ і тим самим підвищує його температуру, тоді як відтік енергії (за рахунок передачі її до нейтральних молекул газу) вельми слабкий через малий коефіцієнт акомодаци  $\bar{\alpha}$ . Потрібні високі температури електронів, щоб ці енергії зрівнялися.

Дивним є інше: як це нейтральний газ, що співіснує в одному й тому самому об'ємі з високотемпературною електронною компонентою, зберігає температуру, близьку до кімнатної? Адже саме така ситуація спостерігається в електричних розрядах низького тиску ( $p < 10$  мм рт. ст.).

Якби нейтральний і електронний гази довгий час співіснували разом і були теплоізованими від оточуючого простору, то їх температури кінець-кінцем зрівнялися б. Але за реальних умов плазма обмежена стінками будь-якої посудини або камери. Молекули нейтрального газу безперервно стикаються зі стінками цієї посудини і, торкнувшись них, уходять з енергією, що відповідає температурі цих стінок. Таким чином, тепловий баланс нейтрального газу складається із слабого теплообміну з електронним газом і дуже ефективного теплообміну зі стінками. Тому температура газу може бути далекою від температури електронів і близькою до температури стінок посудини.

Що ж до іонів, то вони також, звичайно, дістають енергію від електричного поля, але через їх повільний рух цей процес відбувається досить повільно. До того ж через великий коефіцієнт акомодаци та великий перетин процесу перезарядки вони одразу ж віддають набуту енергію молекулам газу. Тому їх температура мало відрізняється від температури нейтрального газу.

Плазму, в якій  $T_e \gg T_a, T_i$ , називають *неізотермічною*. Така плазма утворюється в газових розрядах низького тиску і є об'єктом, який часто фігурує у фізичних експериментах.

Інша справа в розрядах з високим тиском газу (порядку атмосфери), оскільки там довжина вільного пробігу молекул газу мала й їх рух до стінки ускладнений. Тому в розрядах високого тиску плазми (принаймні на досить великій відстані від стінки) можна вважати теплоізованою і в ній температури нейтральної та електронної компонент можуть наближатися одна до одної. На осі таких розрядів ця загальна температура може сягати багатьох тисяч градусів. Подібну плазму називають *ізотермічною*.

## Контрольні запитання

1. Дайте визначення поняття плазми. Які обмеження накладаються на це поняття?

2. Чим відрізняється плазма від простої сукупності невзаємодіючих частинок?
3. Що таке ленгмюрівські коливання електронів у плазмі? Чим визначається частота цих коливань?
4. Що таке дебаївський радіус екранування у плазмі? Чим визначається його розмір?
5. Що таке амбіполярна дифузія у плазмі? Чим вона відрізняється від простої дифузії частинок (електронів або іонів)?
6. У чому полягає явище діамagnetизму у плазмі?
7. Чому діамagnetизм є причиною багатьох нестійкостей плазми?
8. Як з погляду діамagnetизму можна пояснити утримання плазми магнітним полем?
9. Чому у плазмі газового розряду низького тиску електронна температура може бути значно вищою за температуру нейтрального газу?
10. Як можна пояснити співіснування у плазмі різних видів частинок з істотно різними температурами?
11. Якими експериментальними даними можна підтвердити існування у плазмі електронної компоненти з високою температурою?
12. У чому полягає зондовий метод вимірювання параметрів плазми?
13. Які саме параметри плазми вдається виміряти зондовим методом?
14. Чим відрізняється ізотермічна плазма від неізотермічної?
15. За яких обставин плазма може бути ізотермічною?

### Контрольні задачі

1. Плазма складається з електронів і позитивних іонів аргону ( $A = 40$ ). Концентрація плазми  $n_e = n_i = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Підрахувати частоту плазмових (ленгмюрівських) коливань електронів.
2. У плазмі концентрація електронів  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , температура електронів  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Чому дорівнюватиме дебаївський радіус екранування? Скільки електронів буде міститися у сфері дебаївського екранування?
3. Коефіцієнт дифузії іонів  $D_i = 3,9 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$ , їх температура  $T_i = 10^3 \text{ К}$ ; коефіцієнт дифузії електронів  $D_e = 146 \text{ м}^2/\text{с}$ , їх температура  $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Чому дорівнюватиме коефіцієнт амбіполярної дифузії?
4. Підрахувати величину діамagnetного електричного струму  $i_e$  по поверхні плазми при  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температурі електронів  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$  та  $B = 100 \text{ Гс}$ . Якою буде сила тиску магнітного поля на плазму?

5. Циліндричний плазмовий стовп з концентрацією електронів  $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  і електронною температурою  $T_e = 10^7 \text{ К}$  розташований у магнітному полі  $B = 1 \text{ Тл}$ . Наскільки слабшим буде магнітне поле у плазмі порівняно із зовнішнім магнітним полем? Температура іонів набагато менша від температури електронів.

6. Площа зонда розташованого у плазмі  $S = 10 \text{ мм}^2$ . Потенціал зонда більш позитивний за потенціал оточуючої плазми; електронний струм на зонд становить  $I_e = 50 \text{ мА}$ ; температура електронів  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Яка концентрація електронів у плазмі?

7. Довжина вільного пробігу електронів у гелію дорівнює  $\lambda = 10^{-2} \text{ см}$ . На електрони діє електричне поле  $E = 0.1 \text{ В/см}$ . Електрони втрачають набуту ними енергію від поля на пружних співударяннях з нейтральними атомами. Якою буде рівноважна температура електронів?

8. У нескінченно великому об'ємі існує плазма, в якій підтримується концентрація електронів  $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  з електронною температурою  $T_e = 10^4 \text{ К}$ . Газ – аргон ( $A = 40$ ) з концентрацією нейтральних атомів  $n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Електрони нагрівають нейтральний газ через пружні співударяння, частота яких становить  $\nu = 1,4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . За який час температура газу зрівняється з температурою електронів?

## 9. КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ У ПЛАЗМІ

### 9.1. ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ ПЛАЗМИ

Однією з основних характеристик будь-якого середовища, необхідних для опису електричних явищ, що в ньому мають місце, є відносна діелектрична проникність  $\epsilon$ , яка визначається співвідношенням

$$\vec{j}_{3M} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (9.1)$$

де  $\vec{E}$  – напруженість електричного поля,  $\vec{j}_{3M}$  – густина струму зміщення,  $\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність вакууму ( $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м у системі СІ).

Під дією на плазму високочастотним електричним полем  $\vec{E}(t) = \vec{E}_m e^{j\omega t}$  у ній протікатиме струм  $\vec{j}$ , що є сумою  $\vec{j}_{3M}$  – струму зміщення у вакуумі,  $\vec{j}_{KE}$  – конвекційного струму електронів та  $\vec{j}_{KI}$  – конвекційного струму іонів. Вакуумний струм зміщення

$$\vec{j}_{3M} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega \epsilon_0 \vec{E}_m e^{j\omega t} = i\omega \epsilon_0 \vec{E} \quad (9.2)$$

Конвекційний струм електронів

$$\vec{j}_{KE} = n_e e \vec{v}_e \quad (9.3)$$

обумовлений рухом електронів зі швидкістю  $\vec{v}_e$  під дією електричного поля  $\vec{E}(t)$ . Ця швидкість може бути знайдена шляхом інтегрування рівняння руху електронів

$$m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = e \vec{E}_m e^{j\omega t}, \quad (9.4)$$

тоді

$$\vec{v}_e = \frac{e \vec{E}_m e^{j\omega t}}{m i\omega}$$

і густина конвекційного струму буде

$$\vec{j}_{KE} = -i \frac{e^2 n_e}{m\omega} \vec{E}. \quad (9.5)$$

Аналогічно для іонів

$$\vec{j}_{KI} = -i \frac{e^2 n_i}{M \omega} \vec{E}, \quad (9.6)$$

де  $M$  – маса іона. Оскільки  $M \gg m$ , а  $n_e = n_i$ , то конвекційним струмом іонів можна знехтувати порівняно з конвекційним струмом електронів. Отже, повний струм складатиметься з вакуумного струму зміщення та конвекційного струму електронів

$$\vec{j} = i\omega \epsilon_0 \vec{E} - i \frac{e^2 n_e}{m\omega} \vec{E}. \quad (9.7)$$

Цей вираз можна перетворити до вигляду

$$\vec{j} = i\omega \epsilon_0 \left(1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2}\right) \vec{E},$$

що є подібним до (9.1) для струму зміщення через середовище, яке має відносну діелектричну проникність

$$\epsilon_p = 1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2}. \quad (9.8)$$

Одержана відносна діелектрична проникність плазми  $\epsilon_p$  виявляється меншою від одиниці, тоді як для всіх інших відомих діелектричних середовищ вона завжди перевищує одиницю. Більше того, при достатньо великій концентрації електронів діелектрична проникність плазми може стати величиною від'ємною. Саме це й обумовлює особливості плазми як діелектричного середовища.

Фізичний зміст одержаного результату можна легко зрозуміти, якщо повернутися до виразу (9.7) і згадати, що повний струм через плазму, який ми умовно стали вважати ємнісним, насправді складається зі справжнього ємнісного струму зміщення  $\vec{j}_{3M}$  та електронного конвекційного струму  $\vec{j}_{KE}$ . Останній є протифазним до струму зміщення, оскільки швидкість електронів через їх механічну інерцію відстає від фази електричного поля на  $\pi/2$ . Отже, струм  $\vec{j}_{KE}$  має формально індуктивний характер.

Еквівалентну схему, що має описувати проходження струму через плазму, можна зобразити у вигляді двох паралельно зв'язаних кіл, по одному з яких протікає ємнісний струм  $\vec{j}_{3M}$ , а по другому – індуктивний струм  $\vec{j}_{KE}$ . Така схема виявляється паралельним контуром з резонансною частотою

$$\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m}. \quad (9.9)$$

Ця частота збігається з частотою власних коливань плазми (ленгмюрівською частотою).

Всіма, Олександр



## 9.2. ПОШИРЕННЯ ПОПЕРЕЧНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ

Із рівнянь Максвелла випливає рівняння, що описує поведінку електричних і магнітних полів у середовищі з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon$  та магнітною проникністю  $\mu$ :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (9.10)$$

Одним із можливих розв'язків цього рівняння є гармонічна електромагнітна хвиля

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_m e^{i(\omega t - kz)}, \quad (9.11)$$

яка поширюється в напрямку осі  $Z$  і має частоту  $\omega$  і хвильове число  $k$ . Ці дві величини пов'язуються дисперсійним рівнянням, яке для середовища з  $\mu = 1$  має вигляд

$$k^2 = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \omega^2 \quad \text{або} \quad k^2 = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (9.12)$$

Фазова швидкість таких хвиль дорівнює

$$v_{\Phi} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}},$$

а групова швидкість  $u_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk} = c\sqrt{\epsilon}$ .

Для плазми, в якій  $\epsilon = \epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ , можливі два принципово відмінні

один від одного випадки:

а) частота хвилі більша за власну частоту плазми  $\omega > \omega_p$  і  $0 < \epsilon_p < 1$ . У цьому випадку поширення хвиль у плазмі можливе, але їх фазова швидкість виявляється більшою за швидкість світла, а групова – меншою:

$$v_{\Phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} > c; \quad u_{\text{гр}} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < c;$$

---

<sup>5</sup> Оскільки, як відомо,  $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ , де  $c$  – швидкість світла.

б) частота хвилі менша від власної частоти плазми  $\omega < \omega_p$  і  $\epsilon_p < 0$ .

Тут фазова і групова швидкості стають уявними величинами й поширення хвиль у плазмі стає неможливим. Дійсно, у цьому випадку

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = -i\kappa \quad (9.13)$$

і згідно з виразом (9.11) поле електромагнітної хвилі набуває вигляду

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_m e^{i\omega t} e^{-\kappa z}.$$

Це означає, що поле хвилі, залишаючись синфазним, буде згасати в міру заглиблення у плазму. Енергія хвилі не дисипує (оскільки дисипація, тобто перехід енергії хвилі в тепло, не була закладена у вищерозглянуту модель), а лише перевипромінюється, тобто відбивається назад (рис. 9.1). При цьому середня глибина проникнення поля у плазму (тобто відстань, на якій поле послаблюється в  $e$  разів) дорівнюється

$$l = \kappa^{-1} = \frac{c}{\omega} \left( \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

і для  $\omega_p \gg \omega$  буде  $l \approx \frac{c}{\omega_p}$ .

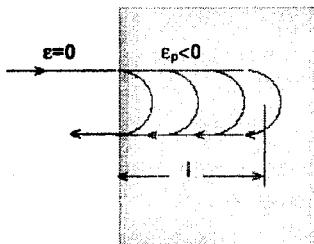


Рис. 9.1

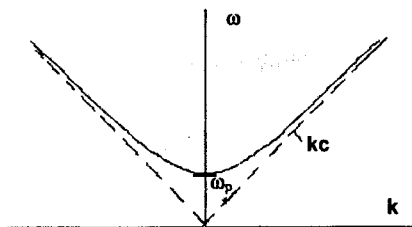


Рис. 9.2

Залежність  $\omega = f(k)$ , яка має назву дисперсійної, зображена на рис. 9.2. Тут добре видно, що хвилі однаковою мірою можуть поширюватися в обох напрямках (крива симетрична). Хвилі з  $\omega < \omega_p$  відсутні і, отже, їх поширення неможливе. Фазова швидкість є нахилом похідної зображеної функції, а групова швидкість – нахилом січної. При великих  $\omega$  і  $k$  фазова та групова швидкості стають рівними одна одній і асимптотично наближаються до  $c$ , так що хвилі поширюються начебто у вакуумі.

### 9.3. НАДВИСОКОЧАСТОТНІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ПЛАЗМИ

На особливостях поширення електромагнітних хвиль у плазмі базуються деякі методи вимірювання концентрації зарядів (електронів) у плазмі:

а) метод просвічування (рис. 9.3).

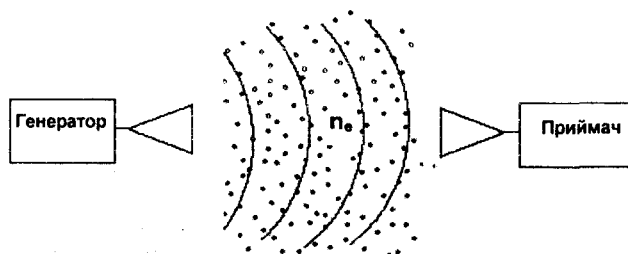


Рис. 9.3

Пройходження електромагнітних хвиль від генератора до приймача крізь шар плазми з концентрацією  $n_e$  матиме місце до тих пір, доки  $\omega > \omega_p$ . Якщо виміряти частоту, на якій проходження зондувального сигналу припиняється, можна визначити максимальне значення  $n_e$  на шляху хвилі. У цьому методі використовуються переважно радіохвилі надвисокочастотного діапазону ( $\lambda = 10-0.1$  см), що дозволяє вимірювати концентрації електронів у межах від  $10^{11}$  до  $10^{15}$  см $^{-3}$ .

б) метод радіоінтерферометрії. Він є більш інформативним, ніж попередній, але його можна застосовувати лише тоді, коли  $\omega > \omega_p$ .

За допомогою інтерферометричної схеми (рис. 9.4), порівнюється фаза хвилі, що пройшла через шар плазми товщиною  $L$ , з фазою хвилі, яка пройшла по опорному плечу інтерферометра, що складається з регульованого атенюатора (Ат.) і фазообертача (ФО).

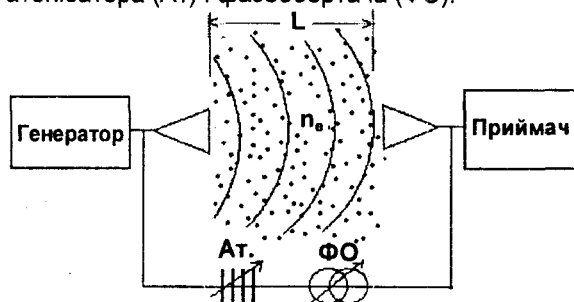


Рис. 9.4

Порівнюється набіг фази для випадку, коли плазми немає і  $k = k_0 = \frac{\omega}{c}$  з випадком, коли плазма є, і хвильове число дорівнює  $k = k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p}$ . Різниця у вимірених набігах фази дозволяє визначити середню концентрацію електронів  $\bar{n}_e$  на ділянці довжиною  $L$ .

$$\Delta\varphi = L(k_0 - k_p) = \frac{\omega}{c} L \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{\bar{\omega}_p^2}{\omega^2}} \right) = \frac{\omega}{c} L \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{e^2 \bar{n}_e}{\epsilon_0 m \omega^2}} \right) \quad (9.14)$$

У випадку, коли концентрація плазми велика, можна як зонduючий сигнал використовувати світлове випромінювання лазера і звичайну схему оптичного інтерферометра (рис. 9.5).

До високочастотних методів вимірювання концентрації плазми можна віднести також метод зондування іоносфери за допомогою радіосигналів (рис. 9.6).

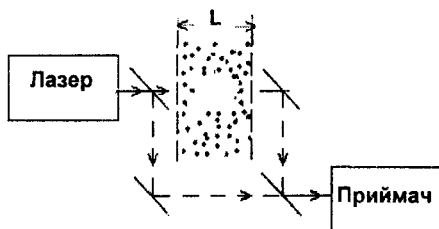


Рис. 9.5

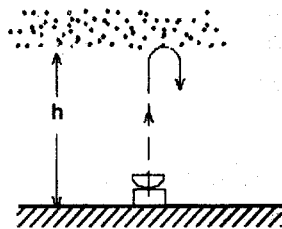


Рис. 9.6

Тут імпульсний сигнал з частотою  $\omega$  випромінюється радіопередавачем і відбивається від шару іоносферної плазми де  $\omega = \omega_p$ . Якщо виміряти час запізнення відбитого сигналу, можна визначити відстань  $h$  до цього шару і, змінюючи частоту  $\omega$ , навіть побудувати залежність  $n_e = f(h)$ .

Так було вперше на початку 30-х років експериментально доведено існування іоносфери і реалізовано принцип імпульсної радіолокації. Цей метод залишається й зараз основним методом вивчення іоносфери.

## 9.4. ПОВЗДОВЖНІ ЕЛЕКТРОННІ ХВИЛІ

В електронному газі плазми, так само як і у звичайному газі з нейтральних молекул, можуть поширюватися повздовжні квазіакустичні хвилі. Вони являють собою високочастотні хвилі електронної густини, що по-

ширюються на фоні однорідного позитивного просторового заряду нерухомих іонів (рис. 9.7).

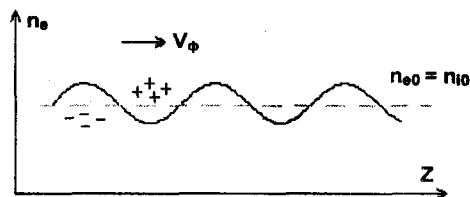


Рис. 9.7

Принципова відмінність таких хвиль від звичайних акустичних хвиль у нейтральному газі полягає в тому, що в нейтральному газі поворотна сила визначається лише пружністю газу, а в електронному газі до цієї сили газокінетичної пружності  $p_e = n_e k T_e$  ( $k$  – постійна Больцмана,  $T_e$  – температура електронного газу) додається ще й значно сильніша електрична сила  $e\vec{E}$ , яка виникає через порушення у хвилі умов квазінейтральності.

Рух електронного газу в повздовжній електронній хвилі описується рівнянням

$$m n_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p_e - n_e e \vec{E}, \quad (9.15)$$

де  $m n_e$  – масова густина електронного газу. З цього рівняння можна одержати дисперсійне рівняння для повздовжніх електронних хвиль у плазмі<sup>6</sup>

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 \bar{v}_{Te}^2, \quad (9.16)$$

де  $\bar{v}_{Te}$  – середня теплова швидкість електронів. Двочленність виразу (9.16) пов'язана з двоїстою природою поворотної сили.

Дисперсійну криву, що відповідає рівнянню (9.16), зображено на рис. 9.8. Як видно, повздовжні електронні хвилі можуть існувати лише на частотах  $\omega > \omega_p$ . При  $\omega \geq \omega_p$  їх фазова швидкість може бути дуже великою, а групова швидкість – малою. При  $\omega \gg \omega_p$  фазова швидкість дорівнює

$$v_\phi = \frac{\omega}{k} \approx \bar{v}_{Te}$$

<sup>6</sup> Для цього слід до рівняння (9.5) додати ще рівняння неперервності і рівняння Пуассона.

і наближається до середньої теплової швидкості електронів. Але такі хвилі виявляються "нежиттєздатними", оскільки зазнають швидкого згасання. Справа в тому, що при  $v_\phi \approx \bar{v}_{Te}$  деякі електрони з їх тепловими швидкостями можуть увійти в синхронізм з повздовжньою хвилею. Оскільки при звичайному максвеллівському розподілі за швидкостями повільних електронів завжди буває більше, аніж швидких (рис. 9.9), то буде переважати відбирання енергії від хвилі на користь електронів, і хвиля буде згасати. Це фундаментальне явище було відкрито відомим радянським фізиком Ландау і має назву "згасання Ландау".

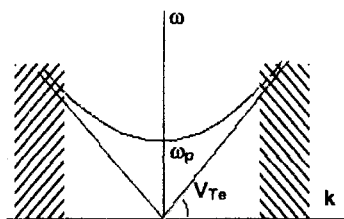


Рис. 9.8

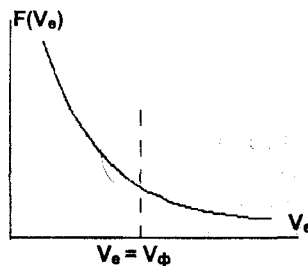


Рис. 9.9

## 9.5. ІОННО-ЗВУКОВІ ХВИЛІ

У плазмі також можливі повздовжні хвилі іонної компоненти. Вони порівняно низькочастотні й являють собою хвилі густини іонів. Електрони, як більш легкі й рухливі, встигають "пилнувати" за іонами, і тому в цілому іонно-звукова хвиля виявляється майже електрично нейтральною. Але для того, щоб електрони встигали компенсувати просторовий заряд іонів, середня теплова швидкість електронів  $\bar{v}_{Te}$  повинна бути набагато більшою за фазову швидкість хвилі. З іншого боку, теплова швидкість іонів  $\bar{v}_{Ti}$  має бути набагато меншою фазової швидкості хвилі, щоб не відбувалося згасання Ландау хвилі на іонах. Ці дві вимоги визначають умови існування іонно-звукових хвиль:

$$\bar{v}_{Ti} \ll \frac{\omega}{k} \ll \bar{v}_{Te}. \quad (9.17)$$

Звідси випливає, що подібні хвилі можуть існувати лише в неізотермічній плазмі, де  $T_e \gg T_i$ . Дисперсійне рівняння для іонно-звукових хвиль має вигляд

$$\omega^2 = \frac{\Omega_p^2}{1 + \frac{1}{k^2 d^2}}, \quad (9.18)$$

де  $\Omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 M}}$  – іонна ленгмюрівська частота плазми,  $d$  – дебаївський радіус екранування,  $M$ ,  $n_i$  – маса іонів та їх концентрація. Дисперсійна

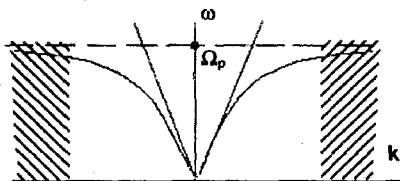


Рис. 9.10

крива, що відповідає виразу (9.18), зображена на рис. 9.10. Для великих хвильових чисел  $k$  ліва частина нерівності (9.17) не виконується і хвилі з частотою  $\omega \approx \Omega_p$  існувати не можуть. Для малих  $k$  ( $k^2 d^2 \ll 1$ ) вираз (9.18) зводиться до вигляду

$$\omega^2 = k^2 \frac{\kappa T_e}{M} \quad (9.19)$$

і фазова швидкість хвилі дорівнює  $v_\Phi = \sqrt{\frac{\kappa T_e}{M}}$ . Хвилі з такими фазовими швидкостями задовольняють нерівності (9.17) і можуть дійсно спостерігатися.

У магнітному полі спектр хвиль, що можуть існувати у плазмі, дуже розширюється. Це звичайні й незвичайні високочастотні електромагнітні хвилі, альфвенівські і магнітозвукові хвилі, іонно-циклотронні хвилі, гелікони (або свистові хвилі, вістлери) тощо. Теорія цих хвиль досить складна, оскільки діелектрична проникність плазми в магнітному полі стає тензором. Тому за браком місця усі ці хвилі розглядати не будемо.

## 9.6. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ ІЗ ПЛАЗМОЮ

Електронний пучок, введений у плазму паралельно осі  $OX$ , можна розглядати як складову частину загального ансамблю електронів, що має певну функцію розподілу електронів  $f(v_x)$ . На фоні максвеллівської функції розподілу електронів  $f_0(v_x)$  такий пучок утворює горб на швидкості  $v_x = v_{x0}$ , де  $v_{x0}$  – спрямована швидкість електронів пучка (рис. 9.11).

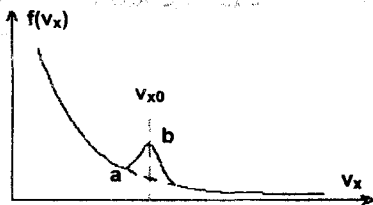


Рис. 9.11

Отже, на ділянці між точками  $a$  і  $b$  створюється ситуація, коли  $df(v_x)/dv_x > 0$ . Для повздовжніх плазових електронних хвиль, що мають фазову швидкість  $v_{x\phi} = \omega/k_x$ , яка лежить у межах ділянки  $ab$ , кількість електронів, що мають швидкість більшу за

$v_{x\phi}$ , перевищує кількість, що мають меншу швидкість. Працює "згасання Ландау", але тепер вже в оберненому вигляді: хвиля відбирає енергію в електронів пучка і зростає за амплітудою. Отже, якщо якимсь чином збудити таку хвилю, то вона буде не згасати, а наростати.

Особливо яскраво цей процес відбувається, якщо електрони пучка мають певну дискретну швидкість  $v_0$ , тобто якщо пучок є монокінетичним і його функція розподілу є  $\delta(v_x - v_0)$ . Тоді процес взаємодії повздовжніх плазових хвиль з пучком відбувається як у лампі біжучої хвилі. Зрозуміла річ, що все це можливо лише на частотах  $\omega > \omega_p$ , тобто там, де можливе існування повздовжніх хвиль. Описаний механізм взаємодії можна назвати "синхронним", оскільки він вимагає приблизної рівності швидкостей між пучком і підсилюваною хвилею.

Але може існувати й інший механізм, який діє для частот  $\omega < \omega_p$  і який можна назвати асинхронним. Вважатимемо, що пучок промодульовано частотою  $\omega$ , його електрони мають швидкість  $v_0$  і він утворює у

плазмі низку електронних згустків з просторовим періодом  $\Lambda = 2\pi \frac{v_0}{\omega}$  (рис. 9.12). Якщо б такий пучок рухався у вакуумі, то кулонівські сили просторового заряду намагалися б розширювати згустки та вирівнювати концентрацію електронів уздовж пучка.

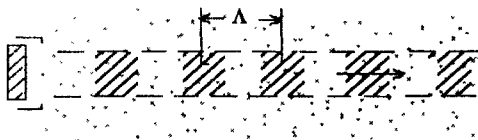


Рис. 9.12



Якщо ж пучок рухається у плазмі, концентрація якої така, що виконується умова  $\omega < \omega_p$ , це означає, що рух електронів відбувається в середовищі, діелектрична проникність якого для частоти  $\omega$  є від'ємною. У такому середовищі кулонівські сили змінюють свій знак і тепер однойменні заряди в згустках будуть не відштовхуватися, а взаємно притягуватися із силою

$$F = \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_p r^2} \quad (9.20)$$

У міру руху пучка у плазмі щільність густини зарядів у згустках буде зростати, тобто глибина модуляції електронного пучка й змінна компонента струму в ньому будуть зростати. Цей процес розвиватиметься експоненціально з просторовим інкрементом  $\gamma$  і буде обмежуватися лише нелінійними ефектами.

Із формули (9.20) видно, що сили, які будуть ущільнювати згустки, тим більші, чим ближче  $\epsilon_p$  до нуля, тобто, чим ближче  $\omega$  до  $\omega_p$ . Відповідно, у міру наближення до плазмового резонансу зростатиме й величина  $\gamma$  (рис. 9.13). Однак до нескінченно великих значень інкременту справа, звісно, не дійде. Якщо наблизитися до області  $\omega \geq \omega_p$ , асинхронний механізм змінюється на синхронний, при якому величина інкременту зберігається скінченною. Найбільший інкремент досягається в точці, близькій до  $\omega = \omega_p$ , тобто в околі плазмового резонансу.

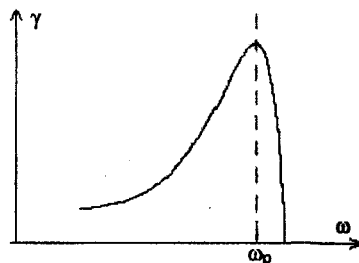


Рис. 9.13

### Контрольні запитання

1. Напишіть вираз для діелектричної проникності плазми. Поясніть зміст двочленності цього виразу.
2. Чому у виразі для діелектричної проникності плазми нехтують внеском іонів?
3. При яких значеннях концентрації електронів діелектрична проникність плазми стає величиною від'ємною?
4. Які особливості поширення електромагнітних хвиль у плазмі?
5. На яку глибину проникає поле електромагнітної хвилі в закритичну плазму?

6. Як можна вимірювати концентрацію електронів у плазмі, зондуючи її електромагнітним хвилями?
7. Що являть собою повздовжні електронні хвилі у плазмі (ленгмюрівські хвилі)?
8. Що таке згасання Ландау повздовжніх електронних хвиль у плазмі?
9. Чи може мати місце згасання Ландау для поперечних електромагнітних хвиль у плазмі?
10. Що таке іонно-звукові хвилі? Які в них дисперсійні властивості?
11. Чому не можуть поширюватися іонно-звукові хвилі з частотами, близькими до  $\Omega_p$  – власної частоти іонних коливань у плазмі?
12. За якими механізмами може відбуватися взаємодія електронних пучків з плазмою?
13. У чому полягає сутність асинхронного механізму взаємодії модульованих електронних пучків із плазмою?
14. Чим обмежується максимальний інкремент при плазмово-пучковій взаємодії?

### Контрольні задачі

1. Підрахувати значення діелектричної проникності плазми з концентрацією електронів  $n_e = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  для частоти  $f = 3 \text{ ГГц}$ .
2. Підрахувати фазову та групову швидкості електромагнітних хвиль у плазмі з концентрацією електронів  $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  для частоти  $f = 3 \text{ ГГц}$ .
3. Набіг фази у плазмовому шарі товщиною  $L = 10 \text{ см}$  для електромагнітних хвиль з частотою  $f = 3,75 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$  ( $\lambda = 8 \text{ мм}$ ) становить  $\Delta\varphi = 540^\circ$ . Яка у шарі середня концентрація електронів  $\bar{n}_e$ ?
4. При зондуванні іоносфери електромагнітними хвилями з частотою  $f = 15 \text{ МГц}$  радіоімпульс повернувся через час  $\tau = 1,33 \text{ мс}$ . Визначити висоту  $h$  шару, від якого відбилась хвиля, і концентрацію електронів у цьому шарі.
5. Підрахуйте фазову і групову швидкості повздовжніх електронних хвиль у плазмі на частоті  $f$ , яка становить 1,1 від власної ленгмюрівської частоти плазми. Концентрація електронів у плазмі  $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , електронна температура  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ .
6. Підрахувати фазову швидкість іонно-звукових хвиль у аргонівій плазмі ( $A = 40$ ) на частоті  $\omega \ll \Omega_p$ . Електронна температура  $T_e = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$ .
7. Електронний пучок, що має швидкість  $v_0 = 1,5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  взаємодіє із плазмою за синхронним механізмом. Концентрація плазми  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , електронна температура  $T_e = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Підрахувати, яка саме частота буде підсилюватися найбільшою мірою.

## 10. ЕЛЕКТРИЧНИЙ РОЗРЯД У ГАЗАХ

Електричний розряд у газі – це комплекс явищ, які відбуваються при проходженні електричного струму через іонізоване газове середовище.

Обмежимося лише явищами при порівняно малих тисках газів (менше від 100 мм рт. ст.), з якими здебільшого доводиться зустрічатися у фізичних експериментах. Розряди при високих тисках (порядку атмосферного) мають свою специфіку і тому особливо цікаві щодо технологічного застосування.

Електричні розряди поділяються на: а) *самостійні*; б) *несамостійні*. У самостійних розрядах достатньо прикласти певну різницю потенціалів, щоб у міжелектродному проміжку виникнув струм; у несамостійних розрядах слід створити за допомогою якогось зовнішнього агента додаткову іонізацію газу, щоб виник струм. Прикладом несамостійного розряду може бути так званий *таунсендівський* (або тихий) розряд.

### 10.1. ТАУНСЕНДІВСЬКИЙ РОЗРЯД

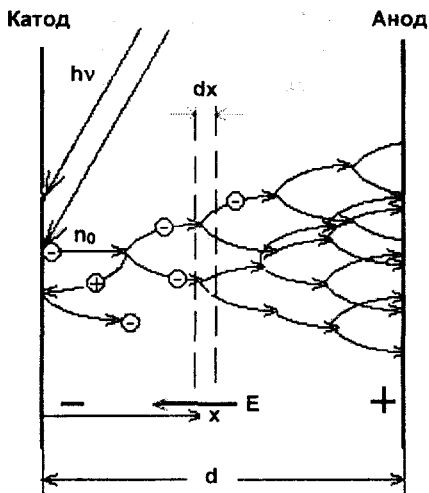


Рис. 10.1

У таунсендівському розряді<sup>7</sup> катод освітлюється жорстким електромагнітним випромінюванням (ультрафіолетовими або рентгенівськими променями) і з нього виходять фотоелектрони, які утворюють потік електронів  $n_0$  (рис. 10.1). Пройшовши в електричному полі  $E$ , що утворюється позитивним потенціалом на аноді, шлях  $l$ , електрон, який вийшов з катода, стикається з молекулою газу й створює акт іонізації. Унаслідок цього з'являються два вільних електрони – первинний і той, що виникнув при іонізації. Кожен з них, пройшовши деякий шлях і набувши в електричному полі певну енергію, знову створює іонізацію, і електронів стає вже чотири. Потік електронів зростає в геометричній прогресії, і в міжелектродному просторі виникає лавина електронів, так що на анод надходить потік  $n_a \gg n_0$ . Струм через міжелектродний

<sup>7</sup> Названо так на ім'я його дослідника Дж.Таунсенда.

проміжок замикається позитивними іонами, які з місця їх виникнення прямують на катод.

Розглянемо тепер цей процес кількісно. На елементі шляху  $dx$  відбувається  $dn$  актів іонізації, що їх створює електронний потік  $n(x)$ , який зростає на вказану величину  $dn$

$$dn = \alpha n(x) dx, \quad (10.1)$$

де  $\alpha$  – кількість іонізацій, яку створює один електрон на одиниці довжини свого руху. Цю величину називають *першим коефіцієнтом Таунсенда*.

Інтегруючи рівняння (10.1), одержуємо  $n(x) = Ae^{\alpha x}$ . За граничної умови  $x=0$ ;  $n(0) = n_0$

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (10.2)$$

і струм на аноді дорівнюватиме

$$i_a = i_0 e^{\alpha d}, \quad (10.3)$$

де  $i_0$  – фотострум з катода,  $d$  – довжина міжелектродного проміжку. Як видно, при достатній довжині міжелектродного проміжку струм на аноді може набагато перевищувати первинний фотострум  $i_0$ . Це явище називають газовим підсиленням і його інколи застосовують для підсилення фотострумів. Якщо припинити опромінювання катода, струм на анод припиняється.

### 10.1.1. Перший коефіцієнт Таунсенда

На шляху довжиною в 1 см від катода до анода електрон зробить у середньому  $1/\lambda$  вільних пробігів. На пробігу довжиною  $l$  він набиратиме енергію  $\mathcal{E} = elE$ . Якщо  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_i$ , де  $\mathcal{E}_i = eU_i$  – енергія іонізації, то при співударянні з молекулою газу електрон зможе вже створити іонізацію. Будемо вважати, що якщо енергія  $\mathcal{E} > a\mathcal{E}_i$  (де  $a > 1$ , тобто матимемо енергію, достатню для іонізації, та ще й "із запасом"), то акт іонізації обов'язково відбудеться.

Таким чином, апроксимується залежність імовірності іонізації від енергії електрона  $w_i = f(\mathcal{E})$  у вигляді східчастої функції (рис. 10.2), яка віддалено нагадує справжню функцію  $w_i = f(\mathcal{E})$ , подібну до зображеної на рис. 7.7. Отже, умовою того, що акт іонізації відбудеться, є нерівність  $l > l_i$ , де  $l_i = a\mathcal{E}_i / eE$ .

З усіх  $1/\lambda$  вільних пробігів, які зазнає електрон на шляху в 1 см, довше  $l_i$  будуть лише

$$\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{l_i}{\lambda}}$$

пробігів. Саме вони і дадуть акти іонізації. Таким чином, перший коефіцієнт Таунсенда  $\alpha$  буде

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{l_i}{\lambda}} = A p e^{-\frac{B p}{E}}. \quad (10.4)$$

де  $A = 1/\lambda_0$ ;  $B = \frac{a \mathcal{E}_i}{e \lambda_0}$ ;  $\lambda_0 = \lambda p$  – середня довжина вільного пробігу при тиску в 1 мм рт. ст.

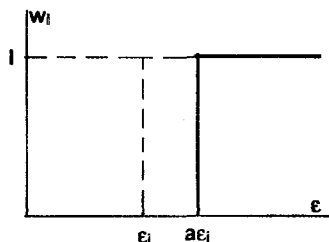


Рис. 10.2

Як видно зі структури формули (10.4), величина  $\alpha$  має максимум при деякому тиску газу  $p = p_{\max}$ , де

$$p_{\max} = \frac{e E \lambda_0}{a \mathcal{E}_i} \quad \text{або} \quad \frac{\lambda_0}{p_{\max}} = \frac{a \mathcal{E}_i}{e E}, \quad (10.5)$$

тобто при такому тиску, коли електрон на середній довжині вільного пробігу  $\lambda = \lambda_0 / p_{\max}$  набирає саме енергію  $a \mathcal{E}_i$ , яка необхідна для акту іонізації.

При більших тисках довжини вільних пробігів будуть надто малі й електрони не зможуть набрати на них достатньої енергії, а при  $p < p_{\max}$  вільні пробіги будуть довгими, енергії електронів вистачатиме на іонізацію, але ці зіткнення будуть надто рідкими й кількість актів іонізації на шляху в 1 см буде малою.

### 10.1.2. Врахування позитивних іонів

Утворені під час актів іонізації позитивні іони надходять на катод і таким чином замикають коло анодного струму. Надійшовши на катод, вони вибиватимуть з нього за рахунок вторинної іонно-електронної емісії нові електрони. Нагадаємо, що коефіцієнтом вторинної іонно-електронної емісії  $\gamma$  є відношення потоку вибитих з катода вторинних електронів  $n_e$  до потоку іонів  $n_i$ , що падає на катод:  $\gamma = n_e / n_i$ . Іноді цю величину називають також другим коефіцієнтом Таунсенда.

Отже, якщо спочатку з катода вийшло  $n_0^{(1)}$  фотоелектронів, то в польоті до анода буде утворено  $n_0^{(1)} (e^{\alpha d} - 1)$  актів іонізації, і на катод надійде  $n_0^{(1)} (e^{\alpha d} - 1)$  іонів. Вони виб'ють з катода кількість  $n_0^{(2)} = n_0^{(1)} \gamma (e^{\alpha d} - 1)$  нових

електронів, яка може бути більшою за первинну кількість електронів  $n_0^{(1)}$ .

Величину  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = \mu$  називають коефіцієнтом зростання, вона показує, у скільки разів кожна наступна електронна лавина буде більшою за попередню. Таким чином, величина  $\mu$  є показником геометричної прогресії, що описує хід зростання струму в таунсендівському розряді.

Підрахуємо величину анодного струму з урахуванням іонів, але поки що для випадку, коли  $\mu < 1$ . Це буде сума нескінченної спадної геометричної прогресії зі знаменником  $\mu$ . Позначимо як  $n_0$  потік електронів з катода за рахунок деякої зовнішньої дії (наприклад, фотоэффекту);  $n_k$  – повний потік електронів з катода (фотоелектронів і електронів, вибитих іонами);  $n_a$  – потік електронів на анод. Тоді,

$$n_k = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad \text{або} \quad i_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

і анодний струм дорівнюватиме

$$i_a = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (10.6)$$

Це в  $(1 - \mu)^{-1}$  разів більше за результати попереднього розрахунку (10.3), де дія іонів не враховувалася.

## 10.2. ЗАПАЛЮВАННЯ САМОСТІЙНОГО РОЗРЯДУ

Із збільшенням напруги  $U_a$ , прикладеної між анодом і катодом, зростає напруженість електричного поля  $E$  і швидко збільшується величина  $\alpha$ . Зростає експонента  $e^{\alpha d}$  і зменшується знаменник у виразі (10.6) для анодного струму. При  $1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 - \mu \rightarrow 0$  анодний струм стає нескінченно великим навіть при дуже малих фотострумах  $i_0$ .

Зрозуміло, що при  $i_0 = 0$  анодного струму не буде, але достатньо будь-якого, як завгодно малого початкового імпульсу струму  $i_0$  для того, щоб розрослась електронна лавина. Таким початковим імпульсом може бути будь-який випадковий електрон, вибитий із катода квантом світла або космічними променями. При достатньо великому  $U_a$ , наша система стає нестійкою й достатньо малої зовнішньої дії, щоб у ній виник струм істотної величини. Це і є *запалювання розряду*. Таким чином, умовою запалювання розряду є нерівність  $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) > 1$ .

Використовуючи формулу (10.4) для першого коефіцієнта Таунсенда і позначаючи  $E = U/d$ , одержимо, що умовою запалювання розряду буде

$$U > U_{zan} = \frac{B(pd)}{\ln \left[ \frac{A(pd)}{C} \right]}, \quad (10.7)$$

де  $C = \ln(1 + \frac{1}{\gamma})$ . Із формули (10.7) можна зробити цікавий висновок: напруга запалювання розряду  $U_{zan}$  не є функцією від  $p$  або  $d$  окремо, а лише від їх добутку  $pd$ . Тобто, збільшення тиску газу вдвічі еквівалентне подвоєнню довжини міжелектродного проміжку  $d$ . Цей закон має назву закону Пашена.

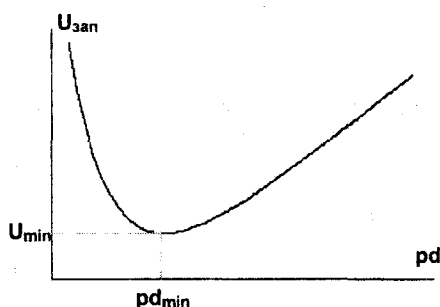


Рис. 10.3

Можна впевнитися в тому, що функція  $U_{zan}$  має екстремум (мінімум) при деякому  $(pd)_{min}$ :

$$(pd)_{min} = 2,72 \frac{C}{A}. \quad (10.8)$$

При цьому значенні  $pd$  напруга запалювання мінімальна

$$U_{zanmin} = 2,72 \frac{BC}{A}.$$

Крива  $U_{zan} = f(pd)$ , зображена на рис. 10.3, має назву кривої Пашена. Звичайно, для більшості газів  $(pd)_{min} \approx 1$  мм рт. ст. см, а  $U_{zanmin}$  становить кілька сотень вольтів.

### 10.3. ВСТАНОВЛЕННЯ САМОСТІЙНОГО РОЗРЯДУ

За виконання умови  $\mu > 1$  струм через розрядний проміжок буде зростати в часі в геометричній прогресії. Густина струму та густина об'ємних зарядів у міжелектродному проміжку, відповідно, зростатимуть і це вже доводиться враховувати. Саме вони й будуть обмежувати нескінченне, здавалося б, зростання розрядного струму.

Вторинні електрони, що утворилися внаслідок іонізації газу, швидко уходять на анод, а повільні іони залишаються в розрядному проміжку, підвищуючи своїм об'ємним зарядом потенціал у просторі (рис. 10.4, криві 2, 3). Але максимум на кривій (випадок 3) утворитися не може: адже тоді вторинні електрони не стали б йти на анод і почали б накопичуватися в об'ємі, компенсуючи й нейтралізуючи іонний об'ємний заряд. Саме це й відбувається. Оскільки в розрядному проміжку з боку анода утворюється безпольова область (точніше, зі слабим полем, порядку  $1-0,1$  В/см), де  $n_e \approx n_i$ , то утворюється плазма (криві 4, 5). Ті заряди, що йдуть звідси на анод або на катод будуть компенсуватися зарядами, що утворюються завдяки іонізації. Падіння напруги буде зосереджуватися тепер поблизу катода, утворюючи так зване *катодне падіння напруги*. Катодне падіння має ширину  $d_k$  і на ньому спадає майже весь анодний потенціал:  $U_k \approx U_a$ . Роль активного міжелектродного проміжку відіграватиме саме ця область, а частина міжелектродного проміжку, що заповнилася плазмою, служить лише провідником струму й відіграє пасивну роль.

Отже, оскільки активною частиною міжелектродного проміжку є саме область завширшки  $d_k$ , умова розвитку та усталення розряду обумовлюється саме нею. Можна показати, що коефіцієнт розмноження  $\mu$  є функцією від  $d_k$ , яка має максимум (рис. 10.5). Ширина  $d_k$  буде скорочуватися доти, доки не буде досягнуто  $\mu = 1$ . На цьому процес формування самостійного розряду стабілізується.

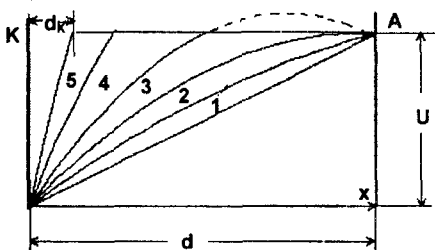


Рис. 10.4

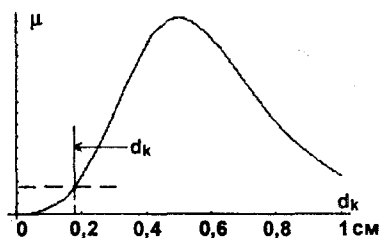


Рис. 10.5



## 10.4. ЖЕВРІЮЧИЙ РОЗРЯД

Як усталена форма газового розряду може утворитися так званий *жевріючий розряд*. У його катодному падінні зосереджується більша частина всієї прикладеної до нього напруги. Ширина катодного падіння може бути зовсім невеликою й становити сантиметри або міліметри. Напруга, зосереджена в катодному падінні, встановлюється такою, яка б розганяла електрони до енергій, достатніх для ефективної іонізації газу, а іони – до енергій, потрібних для вибивання вторинних електронів з катода та забезпечення достатньо великих значень коефіцієнта  $\gamma$ . Зазвичай катодне падіння в жевріючому розряді становить кілька сотень вольтів.

Прианодна частина, заповнена плазмою, має назву *позитивного стовпа*. Він може бути довільної довжини й забезпечує лише проходження струму від анода до катодного падіння. Наявність позитивного стовпа необов'язкова і без нього можна обійтись. Наприклад, пересуваючи анод і скорочуючи тим самим ширину міжелектродного проміжку  $d$ , можна без шкоди робити це доти, доки  $d > d_k$ . Як тільки анод дійде до межі катодного падіння, розряд погасає. Типові режими жевріючого розряду – це сотні вольтів напруги і десятки або сотні міліамперів струму.

Світіння жевріючого розряду в області катодного падіння має досить складну тонку структуру, обумовлену залежністю ймовірності збудження та іонізації молекул газу від енергії електронів. Світіння ж позитивного стовпа здебільшого однорідне за довжиною, але в деяких режимах світіння може мати вигляд періодичних смуг (страт), нерухомих або біжучих до анода чи катода. Прикладом практичного використання жевріючого розряду можуть бути довгі трубки, що світяться різними кольорами залежно від роду газу, яким вони наповнені, і застосовуються для створення світлових реклам.

У жевріючих розрядах високого тиску зі сильними струмами, які застосовуються для оптичного накачування газових лазерів, великої шкоди завдає поперечна (так звана *іонізаційно-перегріва*) нестійкість, яка порушує однорідність плазми позитивного стовпа і робить її непридатною для застосування в лазерах. Ця нестійкість розвивається з невеликої поперечної неоднорідності густини струму. Якщо в деякому місці перерізу розряду густина струму збільшиться, це призведе до більшого розігріву плазми та нейтрального газу. Концентрація нейтральних атомів у цьому місці зменшиться (за рахунок теплового розширення) і воно стане більш провідним для струму. Густина струму збільшиться, розігрів ще більш підсилиться, і така нестійкість призведе до істотного перерозподілу струму по поперечному перерізу позитивного стовпа. Розряд концентруватиметься в тонких шнурах, які до того ж швидко бігатимуть по поперечному перерізу системи. Ця нестійкість обмежує можливості створення потужних газових лазерів, і досі не знайдено радикальних шляхів до її подолання. Доводиться обмежуватися лише короткочасними імпульсними режимами, упродовж яких ця не-

стійкість не встигає розвинутися, та попередньою іонізацією газу, яка дещо уповільнює розвиток шнуровання розряду.

У багатьох випадках позитивний стовп жевріючого розряду низького тиску є поздовжньо нестійким. Дійсно, нехай у якійсь невеличкій області позитивного стовпа напруженість поля  $E$  дещо збільшиться. Це призведе до підвищення температури електронів і виходу іонізації та підвищенню концентрації електронів на  $\delta n_e$ . Цей приріст  $\delta n_e$  буде зноситися дрейфом електронів до анода, і таким чином поруч з областю збільшеного  $E$  утворюється область з підвищеною концентрацією електронів і, отже, з більшою провідністю та меншим градієнтом потенціалу. Потенціал  $U(x)$  перерозподілятиметься вздовж позитивного стовпа і його градієнт буде збільшуватися там, де електричне поле й так було підвищеним. Таким шляхом розвивається нестійкість, при якій в місцях підвищення поля концентрація електронів зменшується, і навпаки. Позитивний стовп розбивається на періодично розташовані шари з різною яскравістю світіння. Це й є так звані страти. Хоча вони й виглядають ефектно, але шкодять однорідності плазми позитивного стовпа. Ці страти можуть бути нерухомими, або ж бігти вздовж позитивного стовпа зі швидкістю аж до кількох сотень метрів за секунду. В останньому випадку вони непомітні на око, але можуть бути зареєстровані через коливання анодного струму.

## 10.5. ДУГОВИЙ РОЗРЯД



Рис. 10.6

"Вузьким місцем" жевріючого розряду є видобування електронів із катода. Жевріючий розряд тому й вимагає для свого підтримання високих напруг, оскільки іони повинні мати досить велику енергію, щоб ефективно вибивати вторинні електрони з катода. Збільшення струму через жевріючий розряд супроводжується збільшенням анодної напруги, необхідної для його підтримки (рис. 10.6).

Починаючи з деякого значення струму  $I'$ , збільшення струму супроводжується вже не зростанням, а зменшенням анодної напруги. Це відбувається тоді, коли під дією бомбардування іонами катода останній розігрівається такою мірою, що здатний випускати термоелектрони. При переході в цей режим іонам вже не потрібні великі енергії для вибивання вторинних електронів з катода. Електрони самі виходять з катода, так би мовити, "добровільно" за рахунок термоемісії. Розряд стає низьковольтним і для його підтримки достатньо лише кількох десятків вольтів. Нагрівання катода здійснюється вже не стільки за рахунок великої енергії іонів, скільки за рахунок їх кількості. Такий розряд дістав назву *дугового розряду*. Типовий режим дугового роз-

ряду — це спад напруги в кілька десятків вольтів і струми, більші за кілька амперів.

Дуговий розряд є нестійким щодо поперечного розподілу густини струму. Якщо в деякому місці на поверхні катода збільшиться густина іонного струму, це місце буде розігріватися сильніше, і з нього піде більший термоелектронний струм, який притягне на себе ще більшу густину зустрічного іонного струму. Це призводить до того, що розряд буде стягуватися за поперечним перерізом, концентруючись на все меншій поверхні катода — так званий *катодній плямі*. Звуження катодної плями обмежуватиметься лише теплопровідністю матеріалу катода.

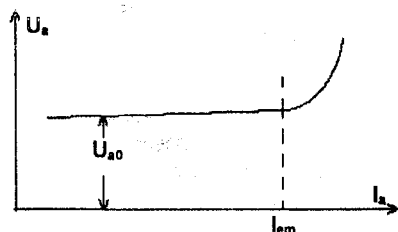


Рис. 10.7

Дуговий розряд можна одержати і шляхом штучного нагрівання катода від зовнішнього джерела тепла до температур, які б забезпечували достатню термоемісію. Для цього катод розжарюють, як у електронних лампах. Тоді анодна напруга  $U_a$ , потрібна для підтримання розряду, може бути малою (порядку 10–20 В) і незалежною від анодного струму (рис. 10.7). Подібний

газонаповнений діод з розжарюваним катодом називають *газотроном*. Вони широко застосовувалися для випрямлення змінного струму (поряд з кенотронами), доки не були витіснені напівпровідниковими діодами.

Напруга на дуговому розряді з розжареним катодом зберігається майже незмінною доти, доки анодний струм не перевищить емісійної здатності катода  $I_{em}$ . При  $I_a > I_{em}$  до видобування електронів з катода, поряд з термоемісією, приєднується вибивання їх іонами, напруга на розряді, необхідна для цього, різко зростає, і розряд переходить у режим, подібний до режиму жевріючого розряду. Бомбардування катода швидкими іонами призводить до його сильного розпорошування. Для приладів з ефективними термокатадами (наприклад, з оксидним катодом) такий режим виявляється згубним і його слід усіяко уникати.

## 10.6. АВТОЕЛЕКТРОННА ДУГА

Із вищевикладеного складається уявлення, що для дугового розряду є обов'язковим сильне розігрівання катода, але деякі експерименти переконливо доводять про можливе існування дугового розряду із холодним катодом. Прикладом цього може бути дуговий розряд з рідким ртутним катодом або катодом, що швидко рухається.

Як згадувалось вище, коли йшлося про термоелектронну дугу, розряд має тенденцію стягуватися на катоді в катодну пляму малих розмірів. Аналогічна картина спостерігається й у дузі із холодним катодом.

У місці збільшення густини розрядного струму скорочується ширина катодного падіння потенціалу, збільшується густина іонного струму, що йде на катод, і зростає напруженість поля на поверхні катода. Це призводить до збільшення густини струму, який ще більше стягує на себе потік іонів. Унаслідок такої нестійкості густина струму з катода зростає до величезних значень порядку  $10^5$  А/см<sup>2</sup>, ширина катодного падіння потенціалу скорчується до часток мікрона, а напруженість електричного поля на поверхні катода зростає до  $10^6$ – $10^7$  В/см, яке може підтримувати автоелектронну емісію. Розряд на катоді концентрується на катодній плямі площею в кілька квадратних мікронів, яка зазвичай "чіпляється" за мікронерівності на поверхні катода. Зокрема, у випадку катода з рідкої ртуті сильне електричне поле може навіть "витягувати" на себе вістря на поверхні ртуті, створюючи тим самим власні нерівності на поверхні катода.

У багатьох випадках, як наприклад у електрозварювальних дугах, термо-і автоелектронна емісії співіснують, створюючи так званий термопольовий дугувий розряд. Автоелектронна емісія може забезпечувати величезні струми без істотних витрат енергії, тому вона використовується в потужних випрямлячах з ртутними катодами для випрямлення змінного струму в промисловості.

## 10.7. ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД

В електричному полі високої частоти  $E(t) = E_m e^{i\omega t}$  заряди (електрони та іони) перебувають у коливальному русі зі змінною швидкістю  $v(t)$ . Якщо частота поля  $\omega$  набагато більша за частоту зіткнень  $\nu$ , то рух зарядів можна вважати коливальним з амплітудою  $a_m = \frac{eE_m}{m\omega^2}$ . Цю величину можна одержати шляхом інтегрування рівняння руху зарядженої частинки в електричному полі  $m\ddot{x} = eE(t)$ . Наприклад, при  $E_m = 300$  В/см і частоті  $f = 3$  ГГц ( $\lambda = 10$  см) величина  $a_m$  виявляється рівною лише  $10^{-3}$  см, а амплітуда швидкості  $v_m = 2 \cdot 10^7$  см/с.

Для іонів ці величини будуть набагато менші. Таким чином, можна вважати, що в полі високої частоти заряджені частинки майже не мають спрямованого руху, як у розрядах постійного струму. Усі процеси народження заряджених частинок зосереджені в об'ємі газу, а їх видалення з об'єму відбувається за рахунок таких повільних процесів, як дифузія та об'ємна рекомбінація. Тому, напруга, що необхідна для підтримки подібного високочастотного розряду, виявляється набагато меншою, ніж для жевріючого розряду за аналогічних умов.

Ситуація ускладнюється, якщо амплітуда коливних рухів електронів стає сумірною з шириною міжелектродного проміжку  $d$ , але залишається меншою від неї. Тоді, при коливаннях частина електронів, що знаходиться

ся поблизу електродів, буде потрапляти на них. В об'ємі залишаються майже нерухомі у високочастотному полі іони, котрі утворюють там надлишковий об'ємний заряд і високий позитивний просторовий потенціал. Цим полем іони дещо зменшують відтік електронів на електроди, але й самі прискорюються в напрямку до електродів. Це призводить до того, що між об'ємом розрядного проміжку та електродами виникає розряд, подібний до жевріючого розряду постійного струму з усіма наслідками останнього – катодним спадом потенціалу й розпорошенням електродів іонами. Розряд постійного струму накладається на високочастотний розряд і співіснує з ним.

Цікаво відмітити, що всі ці процеси відбуватимуться навіть у випадку, якщо металеві електроди будуть покриті прошарком діелектрика або напівпровідника. У цьому випадку потік "вистрілюваних" з об'єму іонів дорівнюватиме потоку електронів, що залишають об'єм розряду за рахунок свого коливального руху. Подібний розряд часто використовується з технологічною метою, коли виникає потреба розпорошити діелектричні або напівпровідникові матеріали. Такий процес використовується, наприклад, при виготовленні інтегральних мікросхем.

### Контрольні запитання

1. У чому полягає механізм розмноження електронів у таунсендівському розряді?
2. Від яких параметрів залежить величина першого коефіцієнта Таунсенда  $\alpha$ ?
3. Який внесок дають позитивні іони до газового підсилення в таунсендівському розряді?
4. Як несамотійний (таунсендівський) розряд переходить у самотійний?
5. Чи необхідна якась первинна іонізація для утворення самотійного електричного розряду?
6. У чому полягає закон Пашена?
7. Як встановлюється усталений самотійний жевріючий розряд?
8. Чим визначається ширина катодного падіння в жевріючому розряді?
9. Яку роль відіграє позитивний стовп у жевріючому розряді?
10. Як жевріючий розряд переходить у дуговий?
11. Які особливості дугового розряду з розжарюваним катодом? Яке практичне використання електровакуумних приладів з таким розрядом ви знаєте?
12. Що таке автоелектронна дуга?
13. У чому полягає відмінність високочастотного розряду в газі від розряду постійного струму?
14. Чому у високочастотному розряді потенціал горіння може бути набагато меншим, ніж у розряді постійного струму?
15. Чому і як у високочастотному розряді можливе іонне розпорошення електродів?

## Контрольні задачі

1. Підрахувати перший коефіцієнт Таунсенда  $\alpha$  за таких умов: довжина вільного пробігу електрона  $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-2}$  см, потенціал іонізації атомів газу  $U_i = 20$  В, напруженість електричного поля  $E = 500$  В/см, "коефіцієнт запасу"  $a = 1.5$ .
2. Підрахувати величину газового підсилення в таунсендівському розряді, якщо  $\alpha = 2.45$  см $^{-1}$ , а міжелектродна відстань  $d = 1.5$  см.
3. Яким буде газове підсилення для умов попередньої задачі, якщо врахувати ще й коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії (другий коефіцієнт Таунсенда)  $\gamma = 0.02$ ? Яким буде коефіцієнт зростання  $\mu$ ?
4. Підрахувати, яким буде оптимальний тиск газу  $p_{opt}^*$ , при якому коефіцієнт  $\alpha$  сягає свого максимального значення  $\alpha_{max}$ . Яким буде це значення?
5. Підрахувати потенціал запалювання розряду для умов:  $\lambda_1 = 3 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.;  $U_i = 15$  В;  $a = 3$ ;  $d = 3$  см;  $\gamma = 0.1$ .
6. Для умов попередньої задачі підрахувати оптимальне значення  $(pd)_{opt}$ , при якому потенціал запалювання буде мінімальним. Яким буде цей потенціал?
7. У неоні  $A = 400$  м $^{-1}$ ;  $B = 10^4$  В/м·мм рт. ст.;  $\gamma = 0.02$ . Тиск газу  $p = 10$  мм рт.ст., напруга на електродах  $U = 1000$  В. Якою має бути довжина катодного падіння  $d_k$  в усталеному жевріючому розряді?
8. Анодна напруга газотрона  $U_a = 20$  В; емісійна здатність катода  $I_{em} = 2$  А, напруга живлення  $U_0 = 50$  В. Яким має бути навантажувальний опір  $R_H$  для безпечної роботи газотрона?
9. Якою буде амплітуда коливань електронів у високочастотному розряді на частоті: а)  $f = 3$  ГГц; б)  $f = 3$  МГц? Амплітуда напруженості електричного поля  $E_m = 300$  В/см; частота зіткнень електронів з молекулами газу  $\nu = 5 \cdot 10^8$  с $^{-1}$ .

# 11. ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМИ ТА ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

## 11.1. ПЛАЗМА ЯК ДЖЕРЕЛО СВІТЛА

Найпершим технічним застосуванням плазми газового розряду було використання її як потужного джерела світла. Електрична дуга, відкрита ще на початку XIX ст. російським дослідником В.В.Петровим і пристосована пізніше П.М.Яблочковим для практичних потреб освітлення – це за своєю суттю інтенсивна плазма високого тиску, яка нагрівається електричним струмом, що тече крізь неї. Таку дугу з вугільними електродами і досі застосовують у прожекторах і потужних ліхтарях.

Іншим видом газорозрядного джерела світла є жевріючий чи дуговий розряд низького тиску (порядку кількох мм рт. ст.). Прикладом такого джерела можуть бути рекламні газосвітні трубки, наповнені неоном або аргон-оранжеве світло, що відповідає резонансній лінії у спектрі цього елементу, використовуються для освітлення проїжджої частини доріг. Натрієві лампи найбільш економні з усіх існуючих джерел світла. Однак спектральний склад випромінювання як натрієвих, так і ламп, наповнених іншими парами та газами, являє собою ряд дискретних спектральних ліній. Це світло неприємне і шкідливе для ока. До того ж, у таких джерел світла основна потужність припадає на резонансну лінію, яка в більшості використовуваних парів і газів (крім натрію), лежить у ультрафіолетовій частині спектра. Тому в люмінесцентних лампах, що широко застосовуються, стінки трубок вкривають люмінофором спеціального складу, який перетворює ультрафіолетове випромінювання плазмоутворюючого газу на приємне для ока випромінювання з неперервним спектром у видимій області.

Інший спосіб створення якісних газосвітних джерел заснований на тому, що плазма високого та надвисокого тиску (у десятки та сотні атмосфер) за своїми випромінювальними властивостями наближається до аналогічних властивостей розжареного твердого тіла. Основний внесок у світловий потік створюється гальмівним і рекомбінаційним випромінюванням електронів, спектр якого є континуумом (неперервним спектром). Особливо високі якісні властивості притаманні ксеноновим лампам надвисокого тиску, які майже повністю імітують сонячне світло. На жаль, такі лампи дорогі, потребують водяного охолодження й мають короткий строк служби, тому їх використання поки що дуже обмежене.

Окремим випадком є застосування плазми як джерела світла в газорозрядних лазерах, але це спеціальне питання, яке стосується більше курсу квантової радіофізики, ніж курсу фізичної електроніки.

## 11.2. ВИКОРИСТАННЯ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ ДЛЯ ОДЕРЖАННЯ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Газовий розряд високого (порядку 1 атм) тиску зі створюваною в ньому низькотемпературною плазмою був і продовжує залишатись основним способом отримання найвищих температур, які доступні сучасній техніці. Щодо термінології, то слід зауважити, що низькотемпературною прийнято називати плазму з температурою до  $10^5$  К, плазму ж з температурою понад  $10^5$ – $10^6$  К називають *високотемпературною*. З такою плазмою доводиться мати справу в експериментах з термоядерного синтезу, про що йтиметься далі. У сучасній техніці та технології досі застосовується саме низькотемпературна плазма, хоча отримувані за її допомогою температури досить високі.

Як згадувалось вище, у розрядах низького тиску ( $p < 1$  мм рт. ст.) плазма неізотермічна: у ній при високій електронній температурі в тисячі та десятки тисяч градусів температура нейтрального газу лише не набагато перевищує кімнатну. Тільки при тисках порядку атмосферного, коли електрони, перш ніж залишити об'єм плазми, встигають "прогріти" іони та нейтральний газ, плазма стає ізотермічною, і в каналі розряду температура може сягати багатьох тисяч градусів. Така ізотермічна плазма високого тиску і використовується в технологічних цілях як джерело високих температур.

Практичним і добре знайомим прикладом технологічного застосування подібної плазми може бути електрозварювання електродом, що плавиться. При цьому електрична дуга розплавляє метал зварюваного виробу і сам зварювальний електрод. Температуру електричної дуги можна підвищити, якщо, не змінюючи величини розрядного струму, стиснути плазмовий шнур. Для цього його пропускають крізь вузький отвір, охолоджуваний проточною водою. При стисненні густина струму в шнурі та омичний опір (шнура) зростають, потужність, яка вводиться в одиницю об'єму плазми, підвищується й її температура зростає.

Реалізацією цієї ідеї стало створення *плазмотрона* – плазмового пальника, найбільш високотемпературного джерела тепла, яке використовуються в сучасній техніці. Схематичну будову плазмотрона показано на рис. 11.1. Спочатку розряд запалюється між катодом (1) і металічною камерою (2). Потім потоком газу, що вдувається крізь отвір (4), плазма видувається назовні крізь вузький канал (3) і тоді розряд горить між катодом і поверхнею виробу (5). Принципова перевага плазмотрона перед звичайним газовим (автогенним) пальником полягає в тому, що в останньому кількість тепла, що виділяється з одиниці маси газів, що витікають, обмежена їх теплотвірною здатністю. Саме це й обмежує максимальну температуру, що досягається в газовому пальнику. У плазмотроні ж потік газів, які витікають із сопла, і кількість введеної в цей газ енергії між собою не пов'язані, оскільки від джерела енергії (електростанції) можна ввести у плазму будь-яку кількість енергії. Тому температура газів, що витікають з



плазмотрона, може бути дуже високою й обмежується лише такими технологічними чинниками, як теплова стійкість камери.

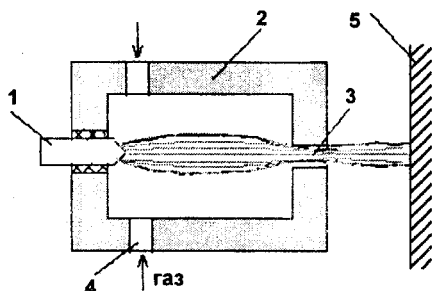


Рис. 11.1

На практиці велике значення має вибір плазмоутворювального газу. Так, в атмосфері гелію вдалось досягти температури 36 000 K, в аргоні – 26 000 K, але фізичні властивості цих газів дозволяють використовувати для нагрівання лише близько половини введеної в них потужності. Більший к.к.д. (до 80 %) мають плазмотрони, в яких плазмоутворювальним газом є азот або водень, але температури тут не перевищують 10–12 тисяч градусів, чого, зазвичай, вистачає для більшості технологічних процесів.

Область практичного використання плазмотронів дуже широка: зварювання та різання металів, різання неметалічних матеріалів, плазмова металургія, плазмохімія тощо. Припускають, що плазмотрони з надзвучковими швидкостями витікання струменя плазми в майбутньому можуть бути використані як реактивні двигуни в космонавтиці.

### **11.3. ІОННО-ПЛАЗМОВА ОБРОБКА ПОВЕРХОНЬ МАТЕРІАЛІВ**

Якщо до металічного тіла, зануреного у плазму, прикласти досить велику від'ємну напругу, то позитивні іони, витягнуті з плазми цією напругою, будуть бомбардувати поверхню тіла й розпорошувати її (іонне розпорошення). Цей процес можна застосувати для очищення поверхні, її полірування або травлення. Розпорошений матеріал буде осідати на стінках робочої камери, забруднюючи їх, але його можна використати для осадження плівок на спеціально підготовлену поверхню виробів. При цьому, на відміну від звичайного напилування тепловим випаровуванням, плівка, осаджена з плазми, утворюється значно міцнішою. Справа в тому, що при іонному розпорошенні частинки розпорошеної речовини мають значну

енергію, вони, як цвяхи, міцно "вбиваються" в поверхню виробу, на якій і закріплюються.

Вплив плазми на поверхню стає ще інтенсивнішим, якщо в робочу камеру додатково введений ще якийсь хімічно-активний газ – кисень, хлор чи фтор. Тоді до іонного бомбардування додаються ще й хімічні реакції. Такий процес називають *плазмо-хімічним травлінням*. Швидкість подібного травлення становить одиниці нанометрів за секунду. Неважко також підібрати умови, за яких утворюються хімічні сполуки, які осідають на підкладках у вигляді однорідних діелектричних або напівпровідникових плівок. Отже, результатом іонно-плазмової обробки поверхні може бути або травлення цієї поверхні, або осадження плівок з розпорошених продуктів. Цими можливостями визначаються галузі застосування процесів іонно-плазмової обробки в технології. До них належить:

- очищення поверхонь підкладок перед нанесенням на них різного роду покриттів;
- розпорошення матеріалів для нанесення плівок на підкладки;
- іонне полірування поверхонь;
- травлення матеріалів для створення на поверхні дрібномасштабних рельєфних рисунків.

Останній процес широко використовується у виробництві мікросхем.

## 11.4. ПЛАЗМОВИЙ МАГНІТО-ГІДРОДИНАМІЧНИЙ ГЕНЕРАТОР

*Магніто-гідродинамічний генератор* (МГД-генератор) – це пристрій для безпосереднього перетворення теплової енергії на електричну. Він заснований на принципі електромагнітної індукції, тобто виникнення струму в провіднику, який перетинає магнітні силові лінії. Як рухомий провідник у МГД-генераторі застосовують плазму. Схематично принцип будови МГД-генератора подано на рис. 11.2.

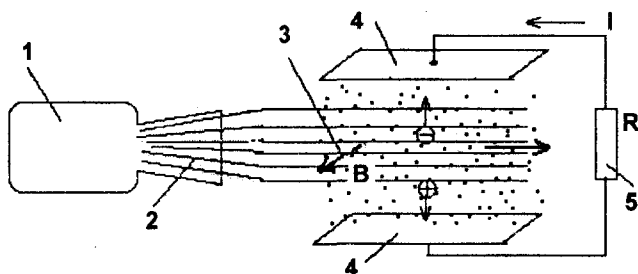


Рис. 11.2

Гарячі гази, які утворились у робочій камері (1) при спалюванні в ній палива, виходячи з надзвуковою швидкістю із сопла (2), перетинають силові лінії магнітного поля (3), створеного потужним зовнішнім електромагнітом. У робочій камері газ набуває такої температури, що частина його атомів виявляється іонізованою, і цей газ стає низькотемпературною слабоіонізованою плазмою. Іноді для підвищення ступеня іонізації до палива додають присадку з речовин, які легко іонізуються, наприклад, солі калію (поташ  $K_2CO_3$ ). Під дією сили Лоренца (правило правої руки) позитивні заряди (у позначеннях рис. 11.2) зміщуються вниз, негативні – вгору. У плазмі виникає електричний струм  $I$ , який з електродів (4) виводиться на навантаження (5). Наприклад, при швидкості витікання плазми  $v = 500$  м/с, індукції магнітного поля  $B = 3$  Тл і ширині каналу  $l = 1$  м напруга, яка утворюється між електродами, становить 1500 В.

МГД-генератори передбачається використовувати як перший ступінь для отримання електричного струму на потужних електростанціях. Гарячі гази, які утворюються в топці котла електростанції, мають температуру в 2–3 тисячі градусів, тоді як робоча пара нагрівається лише до 500–600 °С. Отже, для отримання пари такі гарячі гази не потрібні, можна обійтись і холоднішими, але такі гарячі гази можуть бути використані в МГД-генераторах. Лише після виходу з цього генератора, частково охолоджені, але все ще достатньо гарячі, гази можна подавати у традиційні котельні системи. Вважається, що таке використання МГД-генераторів на 20–25 % підвищить к.к.д. електростанцій, який на сьогодні не перевищує 40 %.

Поки що ця прекрасна ідея не знайшла ще технічного втілення. Головні складнощі полягають у технологічному характері і обумовлені недостатньою тепловою стійкістю матеріалу сопла, каналу та електродів, що істотно обмежує строк служби експериментальних моделей існуючих МГД-генераторів.

## **11.5. ПЛАЗМОВІ МОНІТОРИ**

Для побудови екранів-моніторів великих розмірів (порядку метрів) зараз починають використовуватися так звані плазмові панелі. Справа в тому, що для побудови моніторів таких розмірів і великої яскравості електропроменеві трубки або системи на рідких кристалах виявляються непридатними.

Плазмова панель являє собою матрицю з невеликих (з розмірами порядку міліметрів) окремих ізольованих комірок, в яких запалюються жевріючі електричні розряди. Ці розряди живляться системою схрещених електричних провідників. Система горизонтально спрямованих провідників відповідає рядкам зображення, а вертикально розташованих – його колонкам. Напруга, що подається на один з провідників рядка, неспроможна запалити розряд у комірках, але при одночасній подачі напруги ще й на один з провідників колонок загальної різниці напруг вистачає аби запалити розряд у комірці, яка знаходиться на перехресті цих провідників. Яскравість світіння розряду залежить від загальної різниці потенціалів на вказаних провідниках. Сканують

чи напруги на системі горизонтальних і вертикальних провідників можна таким чином створювати на моніторі бажане зображення.

Цим можна було б і вдовольнитися, і перші плазмові панелі працювали саме за таким принципом. Слід, однак, зважити на те, що загальна енергія, яка міститься у світінні розрядів в інертних газах (а саме такими газами, зокрема ксеноном, наповнюються розрядні комірки) у видимому діапазоні світла набагато менша, ніж та енергія, яка припадає на випромінювання розрядів в ультрафіолетовому діапазоні довжин хвиль. Тому для утилізації цієї енергії та збільшення яскравості світіння поверхню комірок зазвичай вкривають ще й люмінофором. Залежно від виду люмінофору можна одержувати світіння різних кольорів – червоного, синього або зеленого. Тому окремий елемент зображення – піксель – складається з трьох елементарних комірок, які видають зображення в цих кольорах. Таким чином, вдається одержати вже не монохроматичне, а кольорове зображення.

Такими великими плазмовими панелями – моніторами обладнуються зараз великі зали, аудиторії або рекламні щити в людних місцях.

## **11.6. ПЛАЗМА ТА ПРОБЛЕМА КЕРОВАНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ**

Проблема керованого термоядерного синтезу (КТЯС) є, безсумнівно, проблемою "номер один" сучасної науки та техніки, оскільки тільки її реалізація може дати людству в майбутньому невичерпне й екологічно безпечне джерело енергії. Термоядерний синтез, як відомо, полягає в злитті ядер дейтерію та тритію з утворенням ядер гелію (ДТ реакція). Вихід енергії при такому елементарному акті становить 17,6 МеВ. Щоб така реакція відбулась, потрібно зблизити ядра реагентів до дуже малих відстаней, перемагаючи при цьому силу кулонівського відштовхування. Найбільш ефективно це можна здійснити нагріванням суміші реагентів до високих температур порядку  $10^7$ – $10^8$  К (звідки й назва – "термоядерна реакція"). Оскільки за таких температур будь-яка речовина перебуває в стані повністю іонізованої високотемпературної плазми, то проблема керованого термоядерного синтезу фактично виявляється частиною фізики високотемпературної плазми.

Перша проблема, що виникає на шляху здійснення КТЯС – це початкове нагрівання реагентів до необхідних температур. Але, як це може здатися дивним, для розв'язання цієї задачі не потрібні надто великі енерговитрати. Зробимо підрахунок: скільки енергії потрібно, щоб нагріти до температури  $10^7$  К один літр водню (або його ізотопів), який перебуває під тиском  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст. (саме такий тиск здебільшого використовується в експериментальних установках КТЯС). При такому тиску в 1 л будь-якого газу міститься  $N = 3,54 \cdot 10^{16}$  молекул. За високих температур відбудеться

іонізація газу й з нього утвориться  $4N$  частинок (атомарних іонів та електронів). Загальна енергія всіх частинок дорівнюватиме

$$4NkT = 4 \cdot 3,54 \cdot 10^{16} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^7 \approx 20 \text{ Дж.}$$

Як бачимо, для розігрівання речовини до фантастично високих температур зовсім не потрібна фантастично велика енергія. Причина полягає в дуже малій кількості вихідної речовини (у даному випадку – порядку  $10^{-7}$  г). Нагрівання можна здійснити, пропускаючи крізь плазму струм (омічне нагрівання); за допомогою іонно-циклотронного та електронно-циклотронного резонансу, або деякими іншими специфічними способами.

Значно складніша інша проблема – як утримати таку високотемпературну плазму і запобігти її контакту зі стінками робочої камери? Справа в тому, що для того, щоб термоядерна реакція розвинулась і дала позитивний енерговихід, потрібна не тільки висока температура, але й скінченний час, який визначається так званим *критерієм Лоусона*. Так, для ДТ (дейтерієво-трітійової) реакції за температури  $4 \cdot 10^7$  К добуток концентрації плазми на час її утримання повинен бути більшим за  $3 \cdot 10^{14}$  с·см<sup>-3</sup>.

Генеральний шлях, яким йшли й продовжують рухатись експериментатори з КТЯС, запропонований ще в 1952 р. І.Е.Таммом та А.Д.Сахаровим, – це використання магнітного поля для ізоляції гарячої плазми від стінок реактора. Як відомо, траєкторія зарядженої частинки "намотується" на магнітні силові лінії. Якщо створити таке магнітне поле, силові лінії якого не доторкалися б стінок реактора, то й заряджені частинки не потрапляли б на них, але це твердження не цілком точне. Під час руху заряджені частинки зазнаватимуть співударів (кулонівських), у результаті чого вони все ж таки будуть зміщуватись (зазнавати дифузії) поперек магнітних силових ліній. Однак за високих температур і в сильних магнітних полях швидкість такої дифузії не буде великою й можна сподіватись, що магнітне поле зможе утримати плазму.

Великий клопіт завдає експериментаторам діамagnetизм плазми. Через нього плазма "витискається" з областей із сильним магнітним полем і намагається переміститися в області, де поле слабкіше, тобто "вислизнути" таким чином з магнітного поля.

Діамagnetизм плазми є причиною численних нестійкостей, з якими довелось зустрітись експериментаторам. Плазму здатне утримати тільки магнітне поле такої конфігурації, напруженість якого зростає в усіх напрямках від місця розташування плазми. За більш як чотири десятиріччя, що пройшли з моменту початку робіт з КТЯС, були випробувані найрізноманітніші конфігурації магнітних полів. Зупинимось лише на одній, яка виявилась більш вдалою й дала на сьогодні найкращі результати. Це система типу "Токамак", розроблена в 60-ті рр. групою радянських фізиків під керівництвом акад. Л.А.Арцимовича (рис. 11.3).

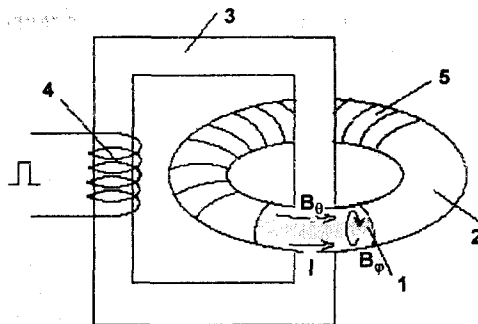


Рис. 11.3

камері виникає сильне вихрове електричне поле, яке іонізує газ у ній. Струм  $I$ , що протікає крізь утворену плазму, нагріває її аж до високих температур (омічне нагрівання). Цим же струмом створюється і власне магнітне поле струму  $B_\phi$ , яке утримує плазму від контакту зі стінками реактора. Щоб надати плазмовому витку стійкості, зовнішньою обмоткою (5), накладеною на камеру, створюється ще сильніше магнітне поле  $B_\theta$ , силові лінії якого паралельні струму у плазмі. Сумарне магнітне поле має вигляд спіральних ліній, які обволікають плазмовий шнур і стабілізують його положення вздовж осі тороїдальної камери.

Токамаки – великі установки, їх об'єм сягає кількох кубічних метрів. На даний час у деяких країнах побудовані і функціонують кілька десятків таких установок. Наведемо найкращі результати, отримані на Токамаках: температури до  $10^8$  К; час утримання плазми з  $n \approx 10^{14}$  см $^{-3}$  – кілька часток секунди. Це лише в кілька разів менше часу, який потрібного за критерієм Лоусона. На жаль ці "рекордні" параметри були одержані в різний час і на різних установках. Цілком вірогідно, що найближчими роками потрібні параметри будуть досягнуті, можливість здійснення керованого термоядерного синтезу в лабораторних умовах буде доведена і програма КТЯС перейде до наступного етапу – побудови демонстраційного термоядерного реактора з позитивним енергобалансом, в якому вироблювана енергія принаймні покрити витрати на обслуговування цієї установки.

Окрім систем з магнітним утриманням існує й альтернативний шлях – здійснення КТЯС нагріванням реагентів лазерним випромінюванням. В установках такого типу надпотужний імпульс лазерного випромінювання фокусується з кількох сторін на мішені – крихітному зернятку з матеріалу, здатного до термоядерної реакції (замороженій ДТ суміші). Енергія лазерного імпульсу становить сотні Дж, що при малій масі мішені ( $10^{-6}$  г) вияв-

ляється достатнім для нагрівання її матеріалу до температур у десятки мільйонів градусів. Нагрівання здійснюється настільки швидко (частки наносекунди), що утворена при цьому плазма не встигає скільки-небудь розширитись, а тиск світла, який сягає  $10^9$  атм, ще більше стискує й "пресує" плазму, що утворилась. При цьому густина стає більшою за густину твердого тіла і може сягати  $10^{24}$ – $10^{25}$  см<sup>-3</sup>, тому, незважаючи на швидкоплинність процесу ( $10^{-9}$  с), критерій Лоусона буде виконаним. Хоча сліди термоядерних реакцій у цих експериментах і спостерігались, але до позитивного енерговиходу тут ще досить далеко.

### Контрольні запитання

1. Чому світіння плазми газового розряду низького тиску не використовується безпосередньо з метою освітлення?
2. Чому для освітлення використовується саме плазма розрядів високого й надвисокого тиску?
3. За яких значень температури плазма вважається низькотемпературною, а за яких – високотемпературною?
4. Чому для одержання високих температур з технологічною метою використовують газові розряди високого тиску?
5. Чому у плазмотронах можна одержати температури значно вищі, аніж при хімічному спалюванні горючих газів?
6. Яке практичне застосування плазмотронів?
7. Чому плівки, нанесені шляхом іонного розпорошування, значно міцніші, аніж плівки, одержані шляхом термічного випаровування?
8. З якою метою використовуються в мікроелектронних технологіях іонно-плазмові методи?
9. За яким принципом працюють МГД-генератори?
10. Для чого в паливо МГД-генераторів додають поташ ( $K_2CO_3$ )?
11. Які переваги та недоліки у МГД-генераторів порівняно з традиційними шляхами одержання електричної енергії?
12. У чому полягає сутність керованого термоядерного синтезу? Поясніть зміст терміну "термоядерний".
13. Які проблеми постають на шляху здійснення керованого термоядерного синтезу?
14. Чому проблема керованого термоядерного синтезу має відношення до фізики плазми?
15. У чому полягає принцип дії Токамака?
16. Навіщо в Токамаку створюють повздовжнє магнітне поле?
17. У чому полягає принцип лазерного термоядерного синтезу?

## Контрольні задачі

1. Освітлювальна натрієва лампа (випромінює кванти з довжиною хвилі  $\lambda = 0.59$  мкм) дає світловий потік у  $1,5 \cdot 10^{19}$  квантів за секунду. Режим розряду: струм  $I = 2$  А; напруга  $U = 50$  В. Який к.к.д. подібного освітлювального приладу?
2. Плазмотрон працює в режимі: струм  $I = 50$  А; напруга  $U = 100$  В при витраті газу (аргону), приведеної до температури  $0^\circ\text{C}$  та тиску в  $1$  атм., у  $10$  л/хв. Нагрівання газу здійснюється з к.к.д. у  $35\%$ . Яку температуру матиме газ, що витікає із плазмотрона?
3. Іон, що падає на поверхню, може вибити з неї в середньому  $0,5$  атомів. За який час із поверхні може бути видалений шар товщиною в  $1$  мкм? Параметр кристалічної ґратки (ґратку вважати кубічною)  $a = 2\text{Å}$ . Потік іонів  $j_i = 1 \text{ mA/cm}^2$ .
4. У МГД-генераторі газ витікає зі швидкістю  $v = 500$  м/с. Відстань між електродами  $l = 0.5$  м, магнітне поле  $B = 0.5$  Тл. Яку напругу вироблятиме цей МГД-генератор?
5. Яку енергія треба витратити для того щоб нагріти  $1$  л дейтерію, що перебуває при температурі  $0^\circ\text{C}$  та тиску в  $0.1$  мм рт. ст., до температури в  $4 \cdot 10^7$  К?
6. У лазерному експерименті з термоядерного синтезу речовина (дейтерієво-трітієва суміш) стискається до густини у  $n_d = 10^{24} \text{ cm}^{-3}$ . Яку тривалість повинний мати лазерний імпульс для того щоб було виконано критерій Лоусона?



## ФІЗИЧНІ КОНСТАНТИ

Найменування величини	Округлене значення в системі СІ -273 <sup>0</sup> С
Абсолютний нуль (за шкалою Цельсія)	
Число Лошмідта – $n_0$ – кількість молекул у 1 м <sup>3</sup> при $T = 0^{\circ}\text{C}$ і тиску в 1 торр (мм рт. ст.)	$3,54 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$
Стала Больцмана – $k$	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж.град}^{-1}$
Стала Стефана – Больцмана – $\sigma$	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ град}^4$
Заряд електрона – $e$	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$
Маса електрона – $m$	$9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Маса протона – $m_p$	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Питомий заряд електрона – $e/m$	$1,76 \cdot 10^{11} \text{ К/кг}$
Стала Планка – $h$	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж. с}$
Елементарний момент кількості руху $h/2\pi$	$1,04 \cdot 10^{-34} \text{ Дж. с}$
Швидкість світла у вакуумі – $c$	$3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Довжина хвиль світла, що відповідає енергії кванта 1 еВ	$1,24 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 12400 \text{ А}$
Один електронвольт у джоулях	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Співвідношення маси протона до маси електрона – $m_p/m$	1836,5
Діелектрична проникність вакууму – $\epsilon_0$	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнітна проникність вакууму – $\mu_0$	$1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$
Механічний еквівалент теплоти	4,19 Дж/кал
Перехідний коефіцієнт від торр (мм рт. ст.) до одиниць у системі СІ (Па)	$133,3 \text{ Нм}^{-2}/\text{торр}$

## Розмірність і співвідношення електричних і магнітних одиниць

Для переведення будь-якої величини із системи СІ в іншу систему (CGSE або CGSM) треба кількість одиниць у системі СІ помножити на множник, що вказаний у відповідній графі. Для зворотного переведення кількість одиниць у системі CGSE або CGSM слід поділити на вказаний множник.

Величина		Назва в системі СІ	Розмірність у системі СІ				Множник для переведення в систему	
			м	кг	с	а	CGSE	CGSM
Заряд	$Q$	Кулон	0	0	1	1	$3 \cdot 10^9$	0.1
Сила струму	$I$	Ампер	0	0	0	1	$3 \cdot 10^9$	0.1
Поверхнева густина заряду	$\sigma$	—	-2	0	1	1	$3 \cdot 10^5$	$10^{-5}$
Об'ємний заряд	$\rho$	—	-3	0	1	1	$3 \cdot 10^3$	$10^{-7}$
Напруженість електричного поля	$E$	—	1	1	-3	-1	$1/3 \cdot 10^{-4}$	$10^6$
Електрична індукція	$D$	—	-2	0	1	1	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^5$	$4\pi \cdot 10^{-5}$
Електрична напруга	$U$	Вольт	2	1	-3	-1	1/300	$10^8$
Ємність	$C$	Фарада	-2	-1	4	2	$9 \cdot 10^{11}$	$10^{-9}$
Опір	$R$	Ом	2	1	-3	-2	$1/9 \cdot 10^{-11}$	$10^9$
Провідність	$g$	Сименс	-2	-1	3	2	$9 \cdot 10^{11}$	$10^{-9}$
Діелектрична проникність	$\epsilon$	—	-3	-1	4	2	$4\pi \cdot 9 \cdot 10^9$	$4\pi \cdot 10^{-11}$
Напруженість магнітного поля	$H$	—	-1	0	0	1	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^7$	$4\pi \cdot 10^{-3}$
Магнітна проникність	$\mu$	—	1	1	-2	-2	$1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^{13}$	$10^7/4\pi$
Магнітна індукція	$B$	Тесла	0	1	-2	-1	$1/3 \cdot 10^{-6}$	$10^4$
Потік магнітної індукції	$\Phi$	Вебер	2	1	-2	-1	1/300	$10^8$
Індуктивність, взаємна	$L, M$	Генрі	2	1	-2	-2	$1/9 \cdot 10^{11}$	$10^9$

## РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Наука, 1972. – 224 с.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Госатомиздат, 1961. – 322 с.
3. Гапонов В.И. Электроника. – М.: Физматизд, 1960. – Т. I. – 516 с.; Т. II. – 512 с.
4. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Высш. шк., 1966. – 456 с.
5. Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – К.: Изд-во КГУ, 1964. – 212 с.
6. Левитський С.М., Сигаловський Д.Ю. Плазма служити людині. – К.: Наук. думка, 1981. – 240 с.
7. Левитський С.М., Сигаловський Д.Ю. Работают электронные и ионные лучи. – К.: Изд-во КГУ, 1987. – 200 с.
8. Левитський С.М., Кошечая С.В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. – К.: Вища шк., 1986. – 272 с.
9. Левитский С.М. Плазма и новые технологии. – К.: В помощь лектору: общество "Знание", 1988. – 16 с.
10. Поп С., Шароді І. Фізична електроніка. – Львів: Євросвіт, 2001. – 248 с.
11. Райзер Ю.Н. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 512 с.
12. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Электричество. – М.: Наука, 1983. – 688 с.
13. Франк-Каменецкий Д.А. Плазма – четвертое состояние вещества. – М.: Госатомиздат, 1961. – 128 с.
14. Шимони К. Физическая электроника. – М.: Энергия, 1977. – 606 с.
15. Бедселл Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 348 с.

**Навчальне видання**

**ЛЕВИТСЬКИЙ Сергій Михайлович**

## **ФІЗИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА**

**Підручник**

**Редактор Л.П.Львова**  
**Технічний редактор К.Г.Степаненку**

Оригінал-макет виготовлено Видавничо-поліграфічним центром "Київський університет"



Підписано до друку 26.12.05. Формат 60x84<sup>1/16</sup>. Вид. № 389. Гарнітура Arial. Папір офсетний.  
Друк офсетний. Наклад 125. Ум. друк. арк. 8,9. Обл.-вид. арк. 11,7. Зам. № 25-2991.

Видавничо-поліграфічний центр "Київський університет"

01601, Київ, б-р Т.Шевченка, 14, кімн. 43,

☎ (38044) 239 3222; (38044) 239 3172; тел./факс (38044) 239 3128.

E-mail: [vydav\\_polygraph@univ.kiev.ua](mailto:vydav_polygraph@univ.kiev.ua)

WWW: <http://vpc.univ.kiev.ua>

Свідоцтво внесено до державного реєстру ДК № 1103 від 31.10.02.



КИЇВСЬКИЙ  
НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
ІМЕНІ ТАРАСА ШЕВЧЕНКА

**С.М. ЛЕВИТСЬКИЙ**

**ФІЗИЧНА ЕЛЕКТРОНІКА**

<b>ПЕРЕДМОВА</b> .....	7
<b>1. ЕЛЕКТРОННА БАЛІСТИКА</b> .....	9
1.1. Рух зарядів в однорідному електричному полі .....	9
1.1.1. Енергетика взаємодії електричних зарядів з електричним полем .....	9
1.1.2. Рух зарядів у гальмуючому електричному полі .....	10
1.1.3. Відхилення зарядів поперечним електричним полем .....	11
1.1.4. Рух зарядів у циліндричному конденсаторі .....	12
1.2. Рух зарядів в однорідному магнітному полі .....	13
1.2.1. Обертний рух зарядженої частинки в однорідному магнітному полі .....	14
1.2.2. Відхилення електронного пучка в однорідному магнітному полі .....	15
1.2.3. Магнітні мас-спектрометри та мас-сепаратори .....	16
Контрольні запитання .....	17
Контрольні задачі .....	18
<b>2. ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ РУХУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТНОМУ ПОЛІ</b> .....	19
2.1. Дрейф у магнітному полі .....	19
2.2. Градієнтний дрейф .....	22
2.3. Магнітне дзеркало .....	23
2.4. Магнітна пастка .....	25
2.5. Радіаційні пояси .....	26
Контрольні запитання .....	27
Контрольні задачі .....	27
<b>3. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ З ВИСОКОЧАСТОТНИМИ ЕЛЕКТРИЧНИМИ ПОЛЯМИ</b> .....	28
3.1. Фазове фокусування .....	28
3.2. Уповільнюючі системи .....	29
3.3. Взаємодія електронних потоків з уповільненими біжучими електромагнітними хвилями .....	31
3.4. Лампа біжучої хвилі .....	32
3.5. Лінійний прискорювач .....	33
3.6. Циклотронний резонанс .....	33
3.7. Омегатрон .....	35
3.8. Взаємодія електронів з неуповільненою електромагнітною хвилею .....	36
Контрольні запитання .....	36
Контрольні задачі .....	37

<b>4. ЕЛЕКТРОННА ОПТИКА</b>	<b>38</b>
4.1. Заломлення траєкторії заряду у подвійному електричному шарі	38
4.2. Фокусування зарядів в аксіально-симетричному електричному полі	39
4.3. Імерсійний об'єктив	41
4.4. Імерсійна лінза	42
4.5. Одиночна лінза	42
4.6. Електронна гармата (електронний прожектор) сучасної електронно-променевої трубки	43
4.7. Магнітна лінза	44
4.8. Електронний мікроскоп	47
<i>Контрольні запитання</i>	48
<i>Контрольні задачі</i>	49
<b>5. ПРОСТОРОВИЙ ЗАРЯД</b>	<b>50</b>
5.1. Розбухання пучків заряджених частинок	50
5.2. Способи утримання пучків від розбухання	52
5.3. Просторовий заряд у вакуумному діоді	53
5.3.1. Закон "3/2"	53
5.3.2. Віртуальний катод	56
5.4. Тріод	57
5.5. Робота тріода в динамічному режимі	59
5.6. Тетрод	60
5.7. Пентод	62
<i>Контрольні запитання</i>	65
<i>Контрольні задачі</i>	65
<b>6. ЕМІСІЙНА ЕЛЕКТРОНІКА</b>	<b>67</b>
6.1. Термоелектронна емісія металів	67
6.2. Автоелектронна емісія	69
6.3. Плівкові терmokатоди	71
6.4. Напівпровідникові терmokатоди	72
6.5. Фотоелектронна емісія	74
6.5. Вторинно-електронна емісія	76
6.7. Взаємодія іонів з поверхнею	80
6.7.1. Вторинна іонно-електронна емісія	80
6.7.2. Іонне розпорошування	80
6.7.3. Іонна імплантація	81
6.7.4. Іон-іонна емісія	81
6.8. Термоіонна емісія	81
6.9. Термоелектронний перетворювач енергії	82
<i>Контрольні запитання</i>	83
<i>Контрольні задачі</i>	83

<b>7. ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ ПРИ СПІВУДАРЯННЯХ ЧАСТИНОК.....</b>	<b>85</b>
7.1. Парні пружні співударання.....	85
7.2. Імовірність співударянь. Поперечний переріз. Довжина вільного пробігу.....	87
7.3. Ефективний переріз пружного зіткнення електрона з молекулою газу.....	88
7.4. Кулонівські співударання.....	89
7.5. Явища переносу заряджених частинок у газі. Дифузія та рухливість.....	90
7.6. Непружні співударання.....	92
7.6.1. Перезарядження.....	92
7.6.2. Збудження коливальних і обертальних рівнів.....	93
7.6.3. Збудження електронних рівнів.....	94
7.6.4. Іонізація.....	96
7.6.5. Східчасті процеси.....	97
7.6.6. Деякі особливі випадки іонізації.....	98
7.6.7. Оже-ефект.....	99
7.7. Фотозбудження і фотоіонізація.....	99
7.7.1. Фотозбудження.....	99
7.7.2. Фотоіонізація.....	100
7.8. Налипання електронів.....	100
7.9. Зворотні процеси. Співударання другого роду (надпружні співударання).....	100
7.10. Рекомбінація.....	101
7.10.1. Радіаційна рекомбінація.....	101
7.10.2. Рекомбінація при потрійному співударанні.....	102
7.10.3. Дисоціативна рекомбінація.....	103
7.10.4. Іон-іонна рекомбінація.....	103
7.11. Принцип детальної рівноваги.....	103
Контрольні запитання.....	104
Контрольні задачі.....	105
<b>8. ФІЗИКА ПЛАЗМИ (ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ).....</b>	<b>107</b>
8.1. Квазінейтральність плазми.....	108
8.2. Ленгмюрівська частота плазмових коливань.....	108
8.3. Дебаївський радіус екранування.....	109
8.4. Амбіполярна дифузія.....	110
8.5. Діамагнетизм плазми.....	111
8.6. Електронна температура.....	112
Контрольні запитання.....	114
Контрольні задачі.....	115



<b>9. КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ У ПЛАЗМІ</b>	117
9.1. Діелектрична проникність плазми	117
9.2. Поширення поперечних електромагнітних хвиль у плазмі	119
9.3. Надвисокочастотні методи вимірювання концентрації плазми	121
9.4. Повздовжні електронні хвилі	122
9.5. Іонно-звукові хвилі	124
9.6. Взаємодія електронних пучків із плазмою	125
Контрольні запитання	127
Контрольні задачі	128
<b>10. ЕЛЕКТРИЧНИЙ РОЗРЯД У ГАЗАХ</b>	129
10.1. Таунсендівський розряд	129
10.1.1. Перший коефіцієнт Таунсенда	130
10.1.2. Врахування позитивних іонів	131
10.2. Запалювання самостійного розряду	132
10.3. Встановлення самостійного розряду	134
10.4. Жевріючий розряд	135
10.5. Дуговий розряд	136
10.6. Автоелектронна дуга	137
10.7. Високочастотний розряд	138
Контрольні запитання	139
Контрольні задачі	140
<b>11. ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМИ ТА ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ</b>	141
11.1. Плазма як джерело світла	141
11.2. Використання газорозрядної плазми для одержання високих температур	142
11.3. Іонно-плазмова обробка поверхонь матеріалів	143
11.4. Плазмовий магніто-гідродинамічний генератор	144
11.5. Плазмові монітори	145
11.6. Плазма та проблема керованого термоядерного синтезу	146
Контрольні запитання	149
Контрольні задачі	150
ДОДАТОК 1. Фізичні константи	151
ДОДАТОК 2. Розмірність і співвідношення електричних і магнітних одиниць	152
РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА	153

## ПЕРЕДМОВА

*Електроніка* – це наука про прилади та пристрої, в основу роботи яких покладено рухи заряджених частинок (електронів та іонів) у вакуумі, газі або твердому тілі. Її складовою частиною є фізична електроніка, що вивчає фізичні процеси, які обумовлюють роботу подібних пристроїв. Залежно від того, в якому саме середовищі відбувається рух заряджених частинок, розрізняють вакуумну, газову та твердотільну електроніку.

Електроніка виникла завдяки відкриттю Дж.Дж.Томсоном більше 100 років тому елементарної електрично зарядженої частинки – електрона. Зараз електроніка об'єднує цілу низку галузей науки та інженерії й значною мірою визначає загальний прогрес науки і техніки.

У навчальному плані спеціальності "Прикладна фізика" серед циклу професійно-орієнтованих дисциплін передбачено кілька курсів, які можна вважати окремими розділами електроніки, а саме: курси напівпровідникової електроніки, квантової радіофізики, техніки і електроніки НВЧ, фізичних основ мікроелектроніки, а також, власне, курс під назвою "Фізична електроніка".

Оскільки все, що стосується роботи напівпровідникових, твердотільних, квантових приладів і фізичних процесів у них, передбачається для викладання в курсах квантової радіофізики, напівпровідникової та мікроелектроніки, то на долю курсу фізичної електроніки припадають питання, що стосуються руху електронів й іонів у вакуумі та газовому середовищі.

Для вивчення цього курсу студентам зазвичай рекомендують цілу низку докладних, хоча й дещо застарілих підручників і посібників [3, 4, 10, 14]. На жаль, усі ці досить хороші книги стали вже рідкістю й здебільшого недоступні для студентів. З іншого боку, це фундаментальні видання, що розраховані на докладне вивчення фізичної електроніки на відповідних спеціалізаціях у спеціальних курсах.

На відміну від цього, курс фізичної електроніки за навчальним планом спеціальності "Прикладна фізика" є курсом ознайомчим і на нього відведено лише 36 навчальних годин. Отже, і підручник, який міг би супроводжувати цей курс, мав би бути якоюсь мірою адаптованим до нього, відповідаючи

йому за обсягом і змістом, а також, містив би описи основних явищ вакуумної й газової електроніки та ілюстрації до їх практичного застосування.

Саме таке завдання постало при складанні даного підручника. У його основі лежить курс, який неодноразово був прочитаний студентам радіофізичного факультету Київського університету. Однак цей підручник міг би бути придатним і корисним не лише для тих, хто вивчає "Прикладну фізику", а й для фізичних факультетів університетів, педагогічних інститутів і технічних вузів, де вивчення фізичної електроніки має не спеціальний, а ознайомчий характер.

Підручник складається з 11 розділів, в яких розглянуто питання, пов'язані з рухами заряджених частинок в електричних і магнітних полях у вакуумі, питання емісійної електроніки, елементарні процеси у газовому середовищі, питання фізики плазми та газового розряду. Деякі питання, що докладно викладаються в курсах загальної фізики, подаються дещо скорочено. До кожного розділу додається список контрольних запитань і задач, які полегшують самостійну роботу студентів з вивчення матеріалу. Для розв'язання задач наприкінці книги наведено довідкові матеріали.

За духом і стилем викладання підручник наслідує схему курсу, який викладав у свій час відомий вчений, засновник Київської наукової школи фізичної електроніки чл.-кор. АН УРСР, проф. Н.Д.Моргуліс.

При викладанні кожного розділу автор намагався дотримуватися триступеневої схеми: розгляд фундаментального явища в "чистому" вигляді, цього ж явища в ускладнених обставинах і, як ілюстрація, його практичне застосування в деяких реальних пристроях.

Як певна методична новація до курсу можуть бути рекомендовані пакети комп'ютерних програм PDP1 та ES1, які ілюструють в анімації різні фізичні процеси, що розглядаються в даному курсі. Такі програми можуть бути застосовані як для індивідуального спостереження студентами на персональному комп'ютері, так і (за наявності відповідної апаратури) для лекційних демонстрацій в аудиторії на великому екрані. Ці програми та пояснення щодо користування ними можна знайти в [15].

Насамкінець я хочу щиро подякувати академіку НАН України А.Г.Наумовцю за ті цінні зауваження та рекомендації, які були зроблені ним при рецензуванні цього підручника.

# 1. ЕЛЕКТРОННА БАЛІСТИКА

## 1.1. РУХ ЗАРЯДІВ В ОДНОРІДНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

### 1.1.1. Енергетика взаємодії електричних зарядів з електричним полем

Рух заряду  $e$  з масою  $m$  в електричному полі  $\vec{E}$  описується рівнянням

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} = e \vec{E}. \quad (1.1)$$

Для розрахунків енергетичної взаємодії помножимо рівняння (1.1) на  $\frac{d\vec{r}}{dt}$ :

$$m \frac{d^2 \vec{r}}{dt^2} \frac{d\vec{r}}{dt} = e \frac{d\vec{r}}{dt} \vec{E} \quad \text{або} \quad m \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{2} \frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 = e \frac{d\vec{r}}{dt} \vec{E}. \quad (1.2)$$

Інтегруючи рівняння (1.2), одержимо

$$\frac{m}{2} d \left( \frac{d\vec{r}}{dt} \right)^2 \Big|_{v_1}^{v_2} = e \vec{E} d\vec{r} \Big|_{r_1}^{r_2} = e dU \Big|_{U_1}^{U_2}.$$

За початкових умов  $U_1 = 0$ ;  $v_1 = 0$  при позначенні  $v_2 = v$ ;  $U_2 = U$ , одержимо

$$m \frac{v^2}{2} = eU \quad \text{або} \quad v = \sqrt{\frac{2eU}{m}}. \quad (1.3)$$

Зміст одержаного результату полягає в тому, що заряд, який пройшов в електричному полі шлях з різницею потенціалів  $U$ , набуває кінетичної

енергії  $m \frac{v^2}{2} = eU$ . Щодо електронів, то для зручності розрахунків можна

користуватися наближеною формулою

$$v(\text{м/с}) \approx 6 \cdot 10^5 \sqrt{U(\text{В})}. \quad (1.3, \text{а})$$

У наведеному розрахунку вважаємо, що поле  $E$  є незмінним у часі. Тому для руху зарядів у змінних полях одержані результати є непридатними. Однак, якщо за час руху зарядів  $\tau$  у полі  $E$  останнє зазнає неістотних змін, то поле можна вважати квазістаціонарним і одержаними результатами можна все ж таки користуватись.

Умовою квазістаціонарності є  $\tau \ll T$ , де  $T$  – характерний час зміни поля  $E$  (наприклад, період для гармонічних сигналів).

### 1.1.2. Рух зарядів у гальмуючому електричному полі

Під час руху зарядів у гальмуючому електричному полі заряд втрачає свою швидкість і може бути повністю зупинений і повернутий назад. При гальмуванні заряду його енергія передається електричному полю.

Розглянемо, як приклад, рух позитивного заряду в системі, зображеній на рис. 1.1. Позитивні заряди  $q$  у вигляді струму  $i_0$  вкидаються зі швидкістю  $v_0$  у систему, що складається з двох плоских електродів. Нижній електрод має нульовий потенціал, верхній (колектор) – позитивний потенціал  $U_K$ . Між електродами утворюється поле  $E_x$ , яке гальмує заряди, що до нього входять. Заряджена частинка  $q$  може потрапити на колектор, лише маючи енергію більшу за роботу  $eU_K$ , яку треба здійснити проти сил гальмуючого поля. Таким чином, на колектор потрапляють лише ті частинки, що мають енергію  $W = mv_0^2 / 2 \geq eU_K$ .

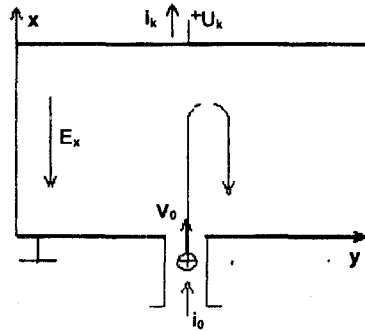


Рис. 1.1

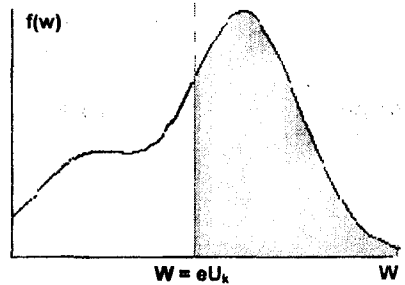


Рис. 1.2

Подібну систему можна використовувати для вимірювання функції розподілу за енергією  $f(W)$  потоку частинок, що входять у систему у вигляді струму  $i_0$ . На колектор потрапляють лише ті частинки, енергія яких більша за  $eU_K$  (на рис. 1.2 – заштрихована область), і струм на колектор дорівнюватиме

$$i_K(U_K) = i_0 \int_{eU_K}^{\infty} f(W) dW \quad (1.4)$$

(при цьому функція розподілу вважається нормованою  $\int_0^{\infty} f(W) dW = 1$ ).

Якщо продиференціювати виміряну вольт-амперну характеристику  $i_K(U_K)$ , можна одержати функцію розподілу

$$f(W) = - \frac{1}{e i_0} \frac{d i_k}{d U_k} \quad (1.5)$$

Слід мати на увазі, що тут (і раніше) йшлося про енергію  $W$  або  $W_0$ , що відповідає повздовжній швидкості руху зарядів  $v \equiv v_{0x}$ . Енергія пов'язана з поперечною швидкістю  $v_{0y}$  у цьому методі вимірювання функції розподілу не враховується. Правильні результати описаний метод буде давати лише для потоків, у яких  $v_{0x} \gg v_{0y}$ . Тому потік до того, як він потрапить в аналізатор енергій, слід спочатку коліміювати.

### 1.1.3. Відхилення зарядів поперечним електричним полем

Розглянемо тепер особливості руху заряду в електричному полі, поперечному до початкової швидкості заряду  $v_0$ . Заряд (електрон) вводиться у плоску систему електродів зі швидкістю  $v_0$ , перпендикулярною до поля (рис. 1.3). Довжина електродів  $l$ , відстань між ними  $d$ , різниця потенціалів між електродами  $U$ . Рух заряду в  $x$ -ому напрямку описується рівнянням

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = e E_x = e E.$$

Інтегруючи його, одержимо

$$\frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E t + v_{0x}; \quad \text{при } v_{0x} = 0, \quad \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E t, \quad x = \frac{e}{m} E \frac{t^2}{2} + x_0.$$

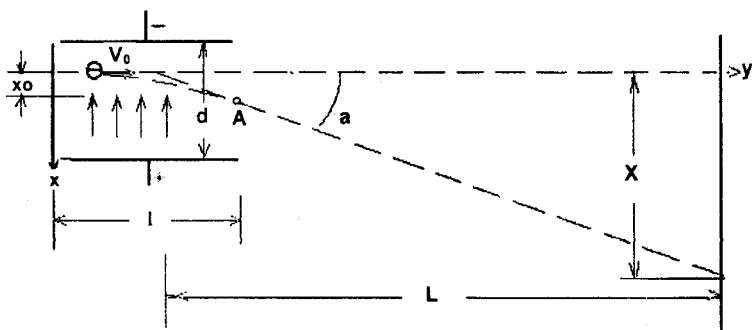


Рис. 1.3

На виході з електродів (у точці  $A$ ) поперечна швидкість електрона дорівнюватиме

$$v_x = v_{\perp} = \frac{dx}{dt} = \frac{e}{m} E \tau = \frac{e}{m} E \frac{l}{v_0},$$

де  $\tau$  – час руху електрона в полі електродів. Таким чином, кут  $\alpha$ , під яким електрон виходить з поля електродів, дорівнюватиме

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{v_{\perp}}{v_0} = \frac{dx/dt}{dy/dt} = \frac{e U l}{m d v^2} = \frac{1}{2} \frac{U l}{U_0 d}.$$

Дотична проведена в точці  $A$  до траєкторії електрона перетне вісь  $y$  при  $l/2$ . Тому  $X$  – відхилення електрона на відстані  $L$  (від середини електродів) буде

$$X = L \operatorname{tg} \alpha = \frac{L l U}{2 d U_0}.$$

Подібна система, в якій напруга, що відхиляє електронний пучок, є прикладеною до дефлекторних (тобто відхиляючих) пластин, використовується в осцилографічних трубках. Відхилення на екрані трубки виявляється пропорційним до напруги  $U$ . Слід ще раз підкреслити, що одержаний результат є справедливим лише для квазістаціонарних полів, коли час прольоту електрона у полі дефлекторних пластин  $\tau = l/v_0$  набагато менший від характерного часу змін потенціалу (напр. його періоду  $T$ ). Задаючись, наприклад, типовими значеннями  $l = 4$  см та напругою, що прискорила електрони,  $U_0 = 1000$  В, можна оцінити час  $\tau$ . Він виявляється порядку  $2 \cdot 10^{-9}$  с. Отже, звичайні осцилографічні трубки спроможні працювати аж до частот порядку кількох сотень мегагерц.

#### 1.1.4. Рух зарядів у циліндричному конденсаторі

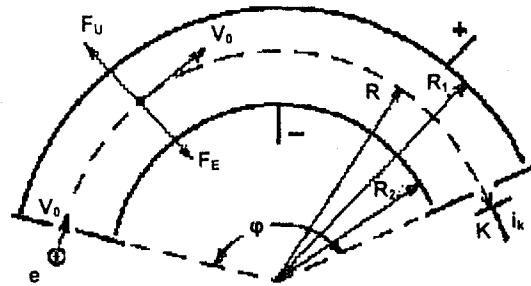


Рис. 1.4

Циліндричний конденсатор, зображений на рис. 1.4, являє собою пару коаксіально вигнутих пластин з радіусами  $R_1$  і  $R_2$ . При  $R_1 - R_2 \ll R_1$ ;  $R_2$  – поле між пластинами можна вважати однорідним і рівним

$$E \approx \frac{U}{R_1 - R_2} = \frac{U}{d},$$

де  $U$  – різниця потенціалів між пластинами.

Розглянемо рух частинки  $e$ , що вводиться на середню лінію конденсатора зі швидкістю  $v_0$ . На частинку діятимуть сили: електрична

$$F_E = eE = \frac{eU}{d} \text{ і відцентрова } F_U = \frac{mv_0^2}{R}, \text{ де } R - \text{середній радіус конденса-}$$

тора  $(R_1 + R_2)/2$ . Для того, щоб заряд утримувався на середній лінії, ці дві сили повинні дорівнювати одна одній

$$\frac{eU}{d} = \frac{mv_0^2}{R} \text{ або } W_0 = \frac{R}{2d} eU,$$

де  $W_0 = \frac{mv_0^2}{2}$  – енергія, яку має заряджена частинка, введена в циліндричний конденсатор.

Таким чином, на колектор  $K$ , що стоїть у кінці конденсатора, потраплятимуть і будуть створювати струм  $i_K$  лише ті заряди, котрі матимуть енергію  $\frac{R}{2d} eU$ . Вимірюючи залежність  $i_K(U)$ , можна безпосередньо одержати функцію розподілу за енергіями тих зарядів, які вводяться до циліндричного конденсатора.

Кут  $\varphi$  може бути довільним, але найкращі результати можна одержати при  $\varphi = 127^\circ$ . У цьому випадку заряди, що входять у конденсатор під деякими невеликими кутами до середньої лінії, фокусуються на вихідному отворі циліндричного конденсатора.

## 1.2. РУХ ЗАРЯДІВ В ОДНОРІДНОМУ МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Основне рівняння руху зарядів у магнітному полі має такий вигляд (рівняння Лоренца):

$$m\ddot{\vec{r}} = e[\vec{B}\dot{\vec{r}}].$$

Помноживши його на  $\dot{\vec{r}}$ , одержимо

$$m\dot{\vec{r}}\ddot{\vec{r}} = m \frac{d}{dt} \left( \frac{\dot{\vec{r}}^2}{2} \right) = e\dot{\vec{r}}[\vec{B}\dot{\vec{r}}] = 0.$$

Це означає, що магнітне поле не може змінити кінетичну енергію заряду, що в ньому рухається. Із фізичної точки зору це цілком зрозуміло, адже лоренцева сила  $e[\vec{B}\dot{\vec{r}}]$  завжди перпендикулярна до швидкості заряду й може змінити лише її напрямок, а не абсолютну величину.



### 1.2.1. Обертний рух зарядженої частинки в однорідному магнітному полі

Розглянемо випадок, коли електрон рухається в однорідному й постійному в часі магнітному полі  $B$  (рис. 1.5). Нехай швидкість електрона спрямована перпендикулярно до силових ліній магнітного поля й дорівнює  $v$ .

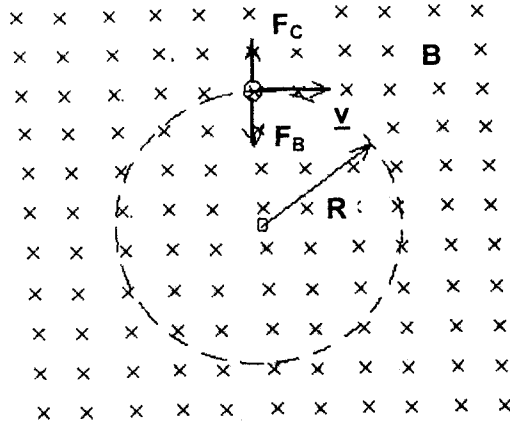


Рис. 1.5

На електрон діятиме сила  $\vec{F}_B = m\vec{r}'' = e[\vec{B}\vec{v}]$ , перпендикулярна швидкості руху електрона. Така ситуація (коли сила, що діє на тіло, завжди перпендикулярна до його швидкості) реалізується при коловому русі тіла, а сила є центроспрямованою. Вона врівноважує відцентрову силу  $F_C$ , тобто

$$\frac{mv^2}{R} = eBv,$$

де  $R$  – радіус траєкторії електрона. З умови  $F_B = F_C$  він дорівнює  $R = \frac{mv}{eB}$ , а період обертання

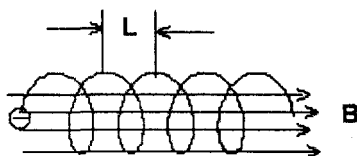
$$T_H = \frac{2\pi R}{v} = \frac{2\pi m}{eB} \quad (\text{для електрона } T_H(c) = \frac{3.52 \cdot 10^{-11}}{B(\text{Тл})}).$$

Важливо відмітити що період  $T_H$  і відповідна до нього колова (гіромагнітна) частота обертання заряду в магнітному полі  $\omega_H = \frac{eB}{m}$  не залежать від його швидкості (енергії).

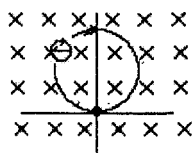
У розглянутому вище прикладі електрон обертається в полі за годинниковою стрілкою. Позитивний заряд обертася б, очевидно, проти годинникової стрілки.

Якщо окрім поперечної (відносно магнітного поля) швидкості  $v_{\perp}$  заряд має ще й повздовжню компоненту швидкості  $v_{\parallel}$ , то його траєкторія являтиме собою суперпозицію обертального руху навколо силових ліній поля та поступального руху вздовж них. Такою траєкторією буде спіраль з кутом закручування  $\alpha$  (так званим пітч-кутом, тобто кутом між напрямком швидкості заряду і магнітними силовими лініями) (рис. 1.6 а)

$$\alpha = \arccos \frac{v_{\parallel}}{\sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}}, \text{ де крок спіралі } L = v_{\parallel} T_H = \frac{2\pi m}{eB} v_{\parallel}.$$



а)



б)

Рис. 1.6

Цікаво відмітити, що по здійсненню витка заряд знову повертається на ту саму силову лінію, з якої він почав його описувати (рис. 1.6, б). Це може бути використано для фокусування зарядів. Дійсно, якщо заряди входять у магнітне поле з однієї точки, але під різними невеликими кутами  $\alpha$  (параксiальний пучок), то їх повздовжні швидкості  $v_{\parallel}$  будуть майже

дорівнювати їх повній швидкості  $v_0 = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$ , і якщо вони входять у магнітне поле з деякої силової лінії, то вони повернуться на ту саму лінію через відстань  $L, 2L, 3L...$  тощо.

### 1.2.2. Відхилення електронного пучка в однорідному магнітному полі

Електрон, що має швидкість  $v_0$ , входить у однорідне магнітне поле  $B$  довжиною  $d$ . У цьому полі він рухається по коловій траєкторії з радіусом

$$R = \frac{mv_0}{eB}, \text{ описуючи дугу } O\hat{A}, \text{ що відповідає куту } \varphi = \frac{\hat{OA}}{R} \approx \frac{d}{R} \text{ (рис. 1.7).}$$

З магнітного поля він виходить відхилений на кут  $\varphi$  до свого попереднього напрямку. Пройшовши далі шлях  $L$ , електрон буде відхилен-

ний від свого попереднього напрямку на відстань  $X = L \operatorname{tg} \varphi$ . Якщо кут  $\varphi$  не надто великий, можна наближено вважати  $\operatorname{tg} \varphi \approx \varphi$  і визначати лінійне відхилення  $X$  як

$$X \approx L\varphi = L \frac{d}{R} = Ld \frac{eB}{mv_0},$$

тобто відхилення є пропорційним до магнітного поля.

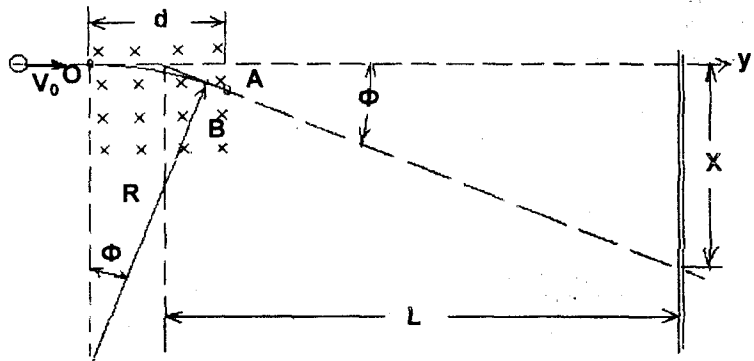


Рис. 1.7

Подібна система використовується в приймальних телевізійних трубках (кінескопах), де горизонтальне (рядкове) та вертикальне (кадрове) відхилення електронного пучка здійснюється поперечними магнітними полями відхиляючих (дефлекторних) котушок. Переваги такого методу відхилення, порівняно з електричним, очевидні: усередину трубки не потрібно вводити дві пари дефлекторних пластин; конструкція трубки спрощується і здешевлюється. До того ж, на дефлекторні пластини треба було б подавати напругу сумірну з тою, якою прискорюється електронний пучок, а в телевізійних трубках ця напруга становить зазвичай кілька десятків кіловольтів.

### 1.2.3. Магнітні мас-спектрометри та мас-сепаратори

Оскільки рух зарядів у магнітному полі залежить від їх маси, магнітне поле можна використати для розділення зарядів за масами. На цьому принципі базується робота цілої низки різновидів мас-спектрометрів. Розглянемо, як приклад, один із найпростіших мас-спектрометрів подібного роду – мас-спектрометр Бейнбріджа (рис. 1.8), який здатний розділяти за масами потік позитивних або негативних іонів.

У мас-спектрометрі Бейнбріджа іони, що мають швидкість  $v_0$  водяться через вхідну щілину (1) в однорідне магнітне поле  $B_0$ , де вони описують напівколо з радіусом  $R = \frac{Mv_0}{eB_0}$ . На відстані  $L$  від вхідної щілини зна-

ходить вихідна щілина (2) через яку іони потрапляють на колектор (3). Очевидно, що на колектор потрапляють лише ті іони, для яких  $R = L/2$ . Таким чином, маса іона, що потрапив на колектор, однозначно пов'язана з величиною магнітного поля:

$$M = \frac{L}{2} \frac{e}{v_0} B_0.$$

Змінюючи  $B_0$  можна виміряти масовий склад усіх іонів, що входять у мас-спектрометр.

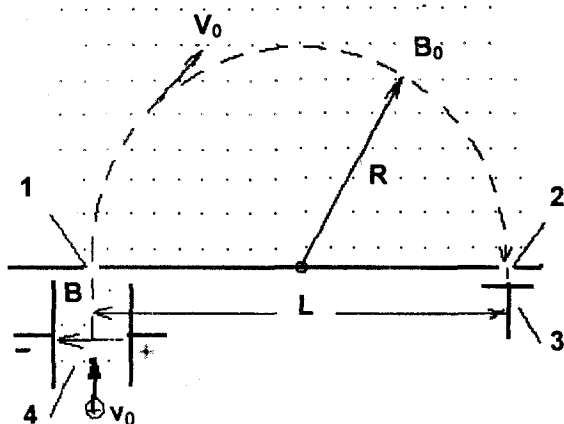


Рис. 1.8

Необхідною умовою успішної роботи описаного мас-спектрометра є те, щоб усі іони, що до нього входять, мали однакову швидкість  $v_0$ . Для цього до входження в мас-спектрометр здійснюється сепарація іонів за швидкостями. Це відбувається в монокінетизаторі (4), де потік іонів пропускається через схрещені постійні поля  $E$  та  $B$ . Через монокінетизатор пройдуть лише ті іони, для яких електрична сила буде скомпенсована магнітною  $eE = ev_0B$ .

Мас-спектрометри з високою продуктивністю, що дозволяють накопичувати достатньо великі кількості чистих ізотопів, називають мас-сепараторами.

### Контрольні запитання

1. Як можна виміряти функцію розподілу за енергіями електронів у електронному потоці?
2. Як здійснюється відхилення електронного променя в кінескопі?
3. Що визначає граничну частоту, до якої може успішно працювати електронно-променева трубка з електростатичним відхиленням променя?

4. Чи можна за допомогою циліндричного конденсатора розділити потік іонів за масами?
5. Як визначається напрямок обертання зарядженої частинки в однорідному магнітному полі?
6. Чому під час руху в стаціонарному магнітному полі енергія зарядженої частинки зберігається незмінною?
7. Доведіть, що час обертання зарядженої частинки в магнітному полі не залежить від її швидкості.
8. У яких випадках доцільно використовувати електричне відхилення електронного променя, а в яких – магнітне?
9. Навіщо у мас-спектрометрі Бейнбріджа треба робити попереднє монокінетизування потоку іонів?
10. Який вигляд має траєкторія зарядженої частинки в однорідному стаціонарному магнітному полі?

### Контрольні задачі

1. Яку швидкість набуває однозарядний іон аргону ( $A = 40$ ), пройшовши різницю потенціалів у 400 В?
2. У гальмівне електричне поле вводиться потік електронів зі струмом  $i_0 = 10$  мА. Функція розподілу електронів за енергіями  $f(W)$  відповідає температурі  $T_e = 5 \cdot 10^4$  К (тобто  $f(W) = A \exp(-W/kT_e)$ ). Який буде струм у колі колектора, якщо напруга на ньому становить  $U_K = -15$  В?
3. Яку напругу слід прикласти до дефлекторних пластин електронно-променевої трубки, щоб відхилити електронний промінь на  $X = 3$  см?  $L = 30$  см;  $l = 4$  см;  $d = 0.8$  см;  $U_0 = 1200$  В.
4. До яких частот може успішно працювати електронно-променева трубка, розглянута в попередній задачі?
5. Іон гелію, прискорений до енергії в 2000 еВ, рухається в однорідному магнітному полі  $B = 0.1$  Тл зі швидкістю, перпендикулярною до поля. Якими будуть період і радіус його обертання в цьому полі?
6. Якою має бути напруга між пластинами циліндричного конденсатора, щоб іон водню з енергією  $W = 200$  еВ через нього пройшов?  $R_1 = 2.4$  см;  $R_2 = 2.0$  см. Якою має бути ця напруга, якщо на заряд діятиме ще й магнітне поле  $B = 500$  Гс, спрямоване вздовж осі циліндричного конденсатора (для обох можливих напрямків магнітного поля)?
7. Електрон рухається в однорідному магнітному полі під деяким кутом  $\alpha$  до нбго. Яким буде просторовий період  $L$  руху електрона? Енергія електрона 200 еВ; магнітне поле  $B = 100$  Гс; кут  $\alpha = 10^\circ$ .
8. Яким має бути магнітне поле щоб відхилити електронний промінь у кінескопі (рис. 1.7) на  $15^\circ$ ? Прискорююча напруга  $U = 20$  кВ;  $L = 20$  см;  $d = 4$  см.
9. У мас-спектрометрі Бейнбріджа (рис. 1.8) відстань  $L = 3$  см, швидкість іонів, що до нього вводяться  $v = 10^7$  см/с. Яким має бути магнітне поле, щоб на колектор потрапляли іони гелію?

## 2. ДЕЯКІ ОСОБЛИВОСТІ РУХУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

### 2.1. ДРЕЙФ У МАГНІТНОМУ ПОЛІ

Як показано вище, в однорідному магнітному полі заряд (електрон) обертається поперек магнітних силових ліній по колу з радіусом  $R = \frac{mv}{eB}$  і

періодом  $T_H = \frac{2\pi m}{eB}$  (рис. 2.1, пункт). Якщо ж на заряд окрім того діятиме деяка сила  $F$ , що прискорюватиме його зверху вниз, то в нижній точці траєкторії (точка "b") заряд матиме швидкість більшу, ніж у верхній точці "a". Вважаючи рух заряду у вертикальному напрямку рівномірно прискореним, можна записати  $m(v_b - v_a) = F \frac{T_H}{2}$ . Відповідно, у верхній

частині траєкторії радіус її кривини  $R_a = \frac{mv_a}{eB}$  буде меншим, ніж у її ниж-

ній частині  $R_b = \frac{mv_b}{eB}$ . Тоді траєкторія заряду набуває петлеподібного вигляду і при кожному оберті заряд буде зсуватися в горизонтальному напрямку на відстань  $2(R_b - R_a)$ . Такий рух називають дрейфом заряду і його швидкість дорівнює

$$v_{dp} = \frac{1}{T_H} 2(R_b - R_a) = \frac{2}{T_H} \frac{m}{eB} (v_b - v_a) = \frac{2}{T_H} \frac{1}{eB} F \frac{T_H}{2} = \frac{F}{eB}.$$

Найчастіше сила  $F$  має електричну природу  $F = eE$ . Тоді  $v_{dp} = \frac{E}{B}$  і дрейф відбувається в напрямку, перпендикулярному як до поля  $\vec{E}$ , так і до поля  $\vec{B}$ , і при тому його швидкість не залежить ані від маси, ані від знака заряду.

Наведений розрахунок є вельми наближеним (хоча б тому, що траєкторія заряду не складається з двох "половинок" з незмінними радіусами  $R_a$  і  $R_b$ ). Точний розгляд руху заряду у схрещених полях  $\vec{E}$  і  $\vec{B}$  базується на розв'язанні рівняння

$$m\ddot{\vec{r}} = e[\dot{\vec{r}}\vec{B}] + e\vec{E}. \quad (2.1)$$

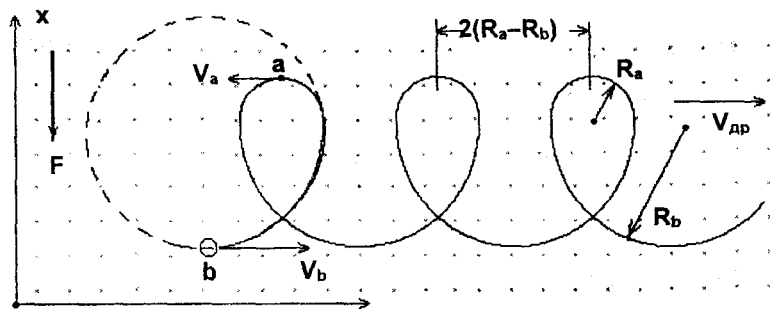


Рис. 2.1

Якщо обрати систему координат так, щоб було  $\vec{E} \parallel OX$  і  $\vec{B} \parallel OY$ , то проекції рівняння (2.1) на її осі матимуть вигляд

$$\begin{aligned} m\ddot{x} &= eE - eB\dot{z}, \\ m\ddot{y} &= 0, \\ m\ddot{z} &= eB\dot{x}. \end{aligned} \quad (2.2)$$

За початкових умов

$$\begin{aligned} t = 0, \quad x &= x_0; \quad y = z = 0, \\ v_x &= v_y = 0; \quad v_z = v_0 \end{aligned}$$

розв'язок системи (2.2) буде такий:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + r \left(1 - \frac{v_0}{v_{dp}}\right) (1 - \cos \omega_H t), \\ y &= 0, \\ z &= v_{dp} t - r \left(1 - \frac{v_0}{v_{dp}}\right) \sin \omega_H t, \end{aligned} \quad (2.3)$$

$$\text{де } r = \frac{m}{e} \frac{E}{B^2}; \quad \omega_H = \frac{eB}{m}; \quad v_{dp} = r\omega_H.$$

Вирази (2.3) описують петлеподібну криву, що лежить у площині  $y = 0$ . Вона подібна до зображеної на рис. 2.1 і називається *трохоїдою*. Рухаючись циклічно, заряд одночасно поступально пересувається вздовж осі  $OZ$  (перпендикулярно до  $\vec{E}$  і  $\vec{B}$ ) із середньою швидкістю

$$v_{dp} = r\omega_H = \frac{E}{B}.$$

Розглянемо деякі частинні випадки одержаного результату:

а)  $v_0 = v_{др}$  – заряджена частинка потрапляє у схрещені поля зі швидкістю, що за напрямком та величиною збігається з дрейфовою швидкістю. Тоді  $x = x_0; z = v_{др}t$ , тобто частинка летить прямолінійно вздовж осі  $z$ <sup>1</sup>.

Дійсно, підставивши в перше з рівнянь (2.2) значення  $\dot{z} = v_{др} = \frac{E}{B}$ , одержимо  $\ddot{x} = 0$ , тобто електрична сила  $eE$  і магнітна сила  $eBv_z$  у даному випадку компенсують одна одну;

б) особливий практичний інтерес має випадок, що відповідає нульовим початковим умовам  $x_0 = 0; v_0 = 0$ , коли заряджена частинка потрапляє в систему з поверхні  $x_0 = 0$  і має нульову початкову швидкість. Вирази (2.3) при цьому спрощуються:

$$\begin{aligned} x &= r(1 - \cos \omega_H t), \\ y &= 0, \\ z &= r(\omega_H t - \sin \omega_H t). \end{aligned} \quad (2.4)$$

Така крива називається циклоїдою.

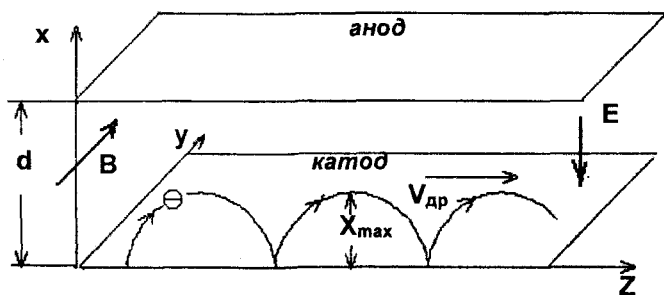


Рис. 2.2

Подібна ситуація реалізується в системах, де джерелом електронів є плоский від'ємний електрод – катод (рис. 2.2). Виходячи з нього електрони в перші моменти часу прямують до позитивного анода. Але, оскільки вони набувають вертикально спрямованої швидкості, магнітне поле викривлює їх траєкторії, завертає вниз і повертає на катод. При  $x = 0$  повернуті електрони мають нульову швидкість і починають новий виток циклоїди. Такими "стрибками" вони пересуваються праворуч, уздовж осі  $z$  із середньою швидкістю  $v_{др}$ .

Так буде виглядати картина руху електронів, якщо відстань до анода  $d$  є достатньо великою, більшою за  $x_{max} = 2r$ . В іншому випадку, при

<sup>1</sup> Саме така ситуація реалізується в монокінетизаторі мас-спектрометра Бейнбріджа.



$2r > d$ , електрони потраплятимуть на анод. Граничним є випадок, коли  $x_{\max} = d$ . Йому відповідає критичне магнітне поле

$$B_{кр} = \sqrt{2 \frac{m}{e} U_a},$$

де  $U_a$  – напруга на аноді. Подібна залежність анодного струму від магнітного поля зображена на рис. 2.3. При  $B < B_{кр}$  електрони потрапляють на анод; при  $B > B_{кр}$  магнітне поле запирає анодний струм.

Усі ці процеси та явища мають місце і в аксіально-симетричних системах, де радіальне електричне поле перпендикулярне до аксіального магнітного. У таких системах електрони також рухаються по петлеподібних траєкторіях – *епітрохоїдах*, дрейфуючи навкруг осі системи в азимутальному напрямку (рис. 2.4).

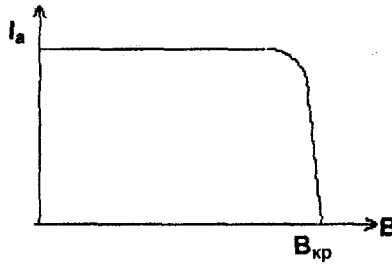


Рис. 2.3

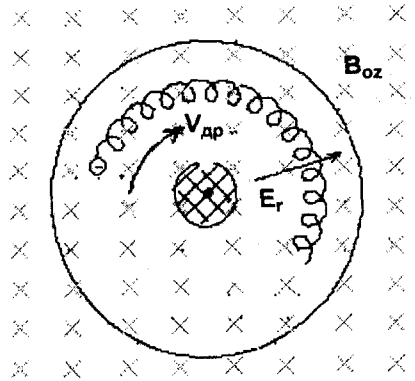


Рис. 2.4

Розглянутий вище випадок "б" реалізується на практиці в цілому класі електронних приладів НВЧ – магнетронах та їх сучасних різновидах – платинатронах, амплітронах і стабілітронах. Випадок "а" реалізується в іншому класі НВЧ приладів зі схрещеними полями: у лампах біжучої хвилі або зворотної хвилі з магнітним полем – ЛБХМ та ЛЗХМ.

## 2.2. ГРАДІЄНТНИЙ ДРЕЙФ

Дрейф заряджених частинок може мати місце і без дії якихось зовнішніх сил, а лише через неоднорідність магнітного поля. (рис. 2.5). Якщо в такому полі заряджена частинка має компоненту швидкості, перпендику-

лярну до магнітних силових ліній, то там, де магнітне поле слабкіше, кривина траєкторії буде меншою, а в області сильного магнітного поля – більшою. У результаті заряджена частинка зазнає дрейфу в перпендикулярному напрямку як до магнітного поля, так і його градієнта. Швидкість дрейфу пропорційна градієнту магнітної індукції та обернено пропорційна до самої індукції.

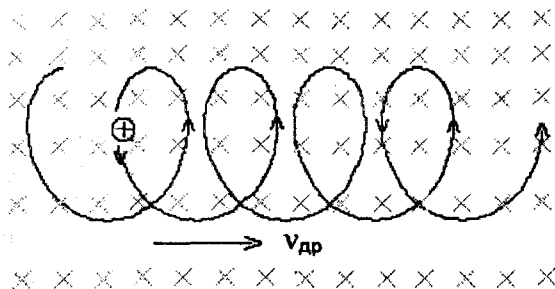


Рис. 2.5

### 2.3. МАГНІТНЕ ДЗЕРКАЛО

Розглянемо особливості руху зарядженої частинки (електрона) у неоднорідному аксіально-симетричному магнітному полі, схематично зображеному на рис. 2.6. Силові лінії магнітного поля, однорідного в лівій частині рисунка, поступово згущаються праворуч, отже напруженість магнітного поля зростає зліва направо.

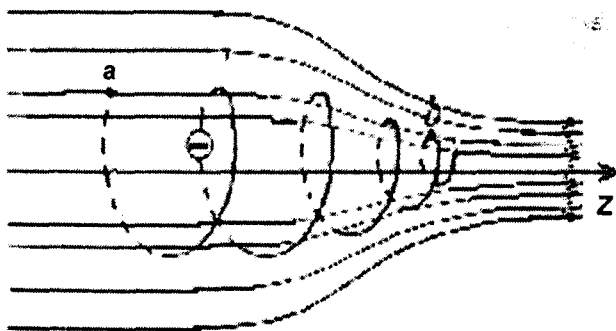


Рис. 2.6

Як було показано вище (рис. 1.6, а), в однорідному магнітному полі заряд рухається по спіральній траєкторії уздовж пучка магнітних силових ліній, "намотуючись" на них таким чином, що магнітний потік через поперечний переріз спіралі зберігається незмінним, дорівнюючі  $\pi R^2 B$ , де  $R = mv / eB$  – ларморівський радіус. Якщо магнітне поле вздовж напрямку руху заряду змінюється не надто швидко, то це твердження зберігається й у випадку неоднорідного магнітного поля (рис. 2.6). Отже, магнітний потік  $\Phi$ , охоплений спіральною траєкторією заряду, зберігається незмінним, тобто  $\pi \left( \frac{mv_{\perp}}{eB} \right)^2 B = \text{const}$ , або  $v_{\perp}^2 / B = \text{const}$ . Це так званий *адіабатичний інваріант*.

Як видно, у міру зростання величини магнітного поля пропорційно зростає також і кінетична енергія поперечного руху заряду. Оскільки загальна кінетична енергія зарядів під час руху в стаціонарному магнітному полі є величиною незмінною, то це зростання  $v_{\perp}$  відбувається за рахунок зменшення швидкості повздовжнього руху  $v_{\parallel}$ .

Якщо пітч-кут, тобто кут між напрямком руху заряду та магнітною силовою лінією, позначити як  $\alpha$ , то адіабатичний інваріант можна записати у вигляді  $v^2 \sin^2 \alpha / B = \text{const}$ , де  $v = \sqrt{v_{\parallel}^2 + v_{\perp}^2}$  – повна швидкість заряду.

Отже, у міру заглиблення заряду в сильне магнітне поле має зростати його пітч-кут  $\alpha$ . Але, оскільки синус не може бути більшим за одиницю, то у своєму повздовжньому русі заряд зупиниться там, де  $\alpha$  досягне  $\pi/2$ , втративши всю енергію, пов'язану з  $v_{\parallel}$ . Далі заряд почне рухатися назад ліворуч, знову набуваючи повздовжньої швидкості, тобто заряд буде відбитий від області сильного магнітного поля. Тому така конфігурація магнітного поля називається *магнітним дзеркалом*.

Якщо в лівій частині магнітного дзеркала однорідне магнітне поле дорівнює  $B_0$  і електрон рухається під пітч-кутом  $\alpha_0$ , а праворуч магнітне поле досягає свого максимального значення  $B_m$ , то умовою відбивання буде

$$\sin^2 \alpha_0 > \frac{B_0}{B_m}.$$

Тому електрон, що мав початковий кут закручування менший від  $\alpha_{00} = \arcsin \sqrt{B_0 / B_m}$ , пройде через магнітне дзеркало, не зазнавши відбивання. Такі електрони, що мають пітч-кут  $\alpha_0 < \alpha_{00}$  потрапляють до так званого конуса втрат, тобто належать до тих, які магнітним дзеркалом не відбиваються. Усе вищевикладене є справедливим також і для іонів.

## 2.4. МАГНІТНА ПАСТКА

Два магнітних дзеркала, розташованих навпроти одне до одного, утворюють магнітну пастку для заряджених частинок (рис. 2.7). Практично така пастка утворюється довгим соленоїдом (1), підсиленням на кінцях додатковими короткими соленоїдами (2).

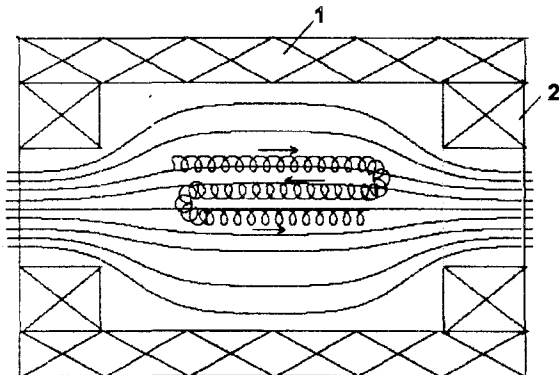


Рис. 2.7

Заряджена частинка, потрапивши до такого магнітного поля, буде по чергову відбиватися то від правого, то від лівого магнітного дзеркала. Але при кожному відбиванні вона зазнаватиме деякого азимутального дрейфу, отже, напрямок її зворотної траєкторії не буде збігатися з напрямком попередньої. Справа в тому, що в області магнітного дзеркала поле має не лише аксіальний, але й радіальний градієнт напруженості<sup>2</sup> й зростає в міру віддалення від осі  $z$ , що і призводить до появи азимутального градієнтного дрейфу.

Отже, заряджена частинка, яка має початковий кут закручування  $\alpha_0 > \alpha_{00}$ , не потрапить у конус втрат і буде утримуватися в магнітному полі як завгодно довго, по чергову відбиваючись від магнітних дзеркал. Тому такий пристрій дістав назву *магнітної пастки*.

Слід, однак, зауважити, що таке ідеальне утримання можливе лише у випадку, коли в об'ємі магнітної пастки знаходиться лише одна-однісінька частинка. Якщо ж таких частинок кілька, то можливі їх зіткнення, у наслідок яких швидкість частинок змінюється довільно як за величиною, так і за на-

<sup>2</sup> Це з очевидністю випливає з умови  $\text{div} \vec{B} = 0$ , отже, якщо  $\frac{\partial B_z}{\partial z} \neq 0$ , то має бути і

$\frac{\partial B_r}{\partial r} \neq 0$  ( $\frac{\partial B_\phi}{\partial \phi} = 0$  через аксіальну симетрію системи).

Текст "Мех."

прямоком, і вони можуть потрапити до конуса втрат. Якщо таке трапилось, то частинка негайно залишить об'єм магнітної пастки.

Подібні магнітні пастки (інколи дуже великих розмірів – з об'ємом у десятки кубічних метрів) використовувалися у свій час при спробах утримування гарячої плазми в експериментах з керованого термоядерного синтезу.

## 2.5. РАДІАЦІЙНІ ПОЯСИ

У перших же експериментах зі штучними супутниками Землі виявлено, що геомагнітне поле має властивості магнітної пастки. Дійсно, силові лінії геомагнітного поля згущаються в околі південного і північного магнітних полюсів (рис. 2.8). Заряджена частинка в такому полі буде здійснювати рух, що складається з трьох компонент з дуже відмінними характерними часами:

а) швидке обертання навколо магнітних силових ліній з характерним часом  $T_H$  (для протонів це буде кілька мілісекунд);

б) коливний рух від одного полюса до другого в широтному напрямку (характерний час – порядку секунди);

в) повільний азимутальний (довготний) дрейф навколо земної кулі з характерним часом у кілька годин.

Час утримання зарядженої частинки (наприклад протона) може досягати тут кількох років. Заряджені частинки – протони та електрони накопичуються в такій природній магнітній пастці й утворюють **радіаційні пояси** – тороїдальні області над екватором з досить високою концентрацією частинок.

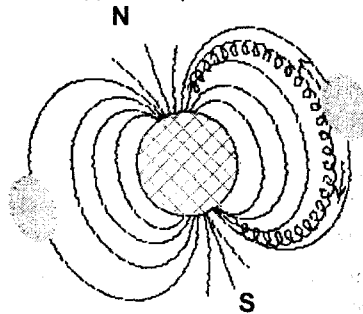


Рис. 2.8

Джерела наповнення радіаційних поясів досі ще цілком не з'ясовані. Припускається, що основний внесок дають космічні промені, утворюючи за рахунок ядерних реакцій з атомами повітря у верхніх шарах атмосфери заряджені частинки з великими енергіями.

Розрізняють внутрішній радіаційний пояс, розташований на відстані в кілька тисяч кілометрів над поверхнею Землі, і зовнішній радіаційний пояс – на висоті в кілька десятків тисяч кілометрів. Ці радіаційні

пояси являють неабияку небезпеку для космонавтів і електронної апаратури космічних літальних апаратів, тому траєкторії таких апаратів прокладають таким чином, щоб уникнути проходження через радіаційні пояси.

Радіаційні пояси не є специфікою нашої Землі – вони існують і навколо інших планет, які мають власне магнітне поле; наприклад, виявлені досить потужні радіаційні пояси навколо Юпітера та Сатурна.

## Контрольні запитання

1. Що являє собою траєкторія електрона у схрещених  $E$  та  $B$  полях? Чим вона відрізняється від траєкторії позитивного іона?
2. Як виглядає залежність анодного струму в магнетроні від величини магнітного поля? Поясніть цю залежність.
3. За якої умови рух заряду у схрещених  $E$  та  $B$  полях буде рівномірний і прямолінійний?
4. Чи залежить напрямок градієнтного дрейфу від знака заряду частинки?
5. Який характер має рух заряджених частинок у магнітному дзеркалі?
6. Що таке конус втрат у магнітному дзеркалі?
7. Що являє собою магнітна пастка? Чи залежить ефективність утримання заряджених частинок у магнітній пастці від знака заряду частинок?
8. Чим обмежується час утримання заряджених частинок у магнітній пастці?
9. Як відбувається рух заряджених частинок у радіаційному поясі Землі?
10. Чому в радіаційних поясах час утримання заряджених частинок набагато довший, ніж у лабораторних магнітних пастках?

## Контрольні задачі

1. З якою швидкістю дрейфуватиме однозарядний іон аргону ( $A = 40$ ) у магнітному полі Землі на екваторі (де магнітне поле спрямоване горизонтально) під дією сили тяжіння? На екваторі  $B = 0.5$  Гс.
2. У плоску систему електродів, подібну до зображеної на рис. 2.2, паралельно до осі  $OZ$  вкидається електрон з енергією 100 еВ. Магнітне поле  $B = 200$  Гс. Якою має бути напруженість електричного поля, щоб електрон і далі рухався паралельно до осі  $OZ$ ?
3. У магнітному дзеркалі  $B_0 = 0.2$  Тл;  $B_m = 1$  Тл. Визначити критичний кут  $\alpha_{00}$  конуса втрат.
4. У магнітній пастці концентрація частинок (електронів)  $n = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>; середня швидкість їх руху  $\bar{v} = 10^9$  см/с, а поперечний переріз їх зіткнень з іонами  $q = 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. При зіткненнях частинки розсіюються ізотропно, магнітне поле в пастці  $B_0 = 0.2$  Тл;  $B_m = 1$  Тл. Визначити середній час утримання частинок у пастці.
5. Підрахувати критичне значення  $B_{кр}$  для плоского магнетрона (рис. 2.2). У магнетроні  $d = 0.5$  см;  $U_a = 1000$  В.
6. Використовуючи спрощений метод зображення траєкторії заряду, що дрейфує, як комбінацію з двох напівкіл (рис. 2.1) вивести формулу для швидкості градієнтного дрейфу у неоднорідному магнітному полі.
7. Протон у радіаційному полі Землі має енергію 2 МеВ (половину з неї – уздовж геомагнітного поля). Визначити період обертання протона в цьому полі та період його коливань між полюсами Землі. Магнітне поле в радіаційному поясі  $B \approx 0.1$  Тл, відстань руху між полюсами  $L \approx 40000$  км.

### 3. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ З ВИСОКОЧАСТОТНИМИ ЕЛЕКТРИЧНИМИ ПОЛЯМИ

#### 3.1. ФАЗОВЕ ФОКУСУВАННЯ

Розглянемо процеси, що відбуваються в системі, зображеній на рис. 3.1. Вона складається з двох близько розташованих одна до одної плоских металевих сіток і вільного екіпотенціального простору нижче й вище цих сіток. Знизу на сітку надходить рівномірний у часі потік електронів, які мають швидкість  $v_0$ . У координатах  $x - t$  їх траєкторії мають вигляд прямих, нахил яких відповідає цій швидкості. Між сітками прикладено напругу  $U(t)$ , яка монотонно зростає в часі. Відстань між сітками мала настільки, що можна вважати, що електрони пролітають крізь них миттєво. Електрон, який пройшов крізь сітку в момент часу  $U(t_0) = 0$ , збереже свою початкову швидкість  $v_0$  і нахил прямої, що зображає цю траєкторію, буде таким самим, яким він був спочатку.

Ті ж електрони, які пройшли крізь сітку раніше, при  $U(t) < 0$ , зменшать свою швидкість, і їх траєкторії матимуть менший нахил. А електрони, що пройшли крізь сітку при  $U(t) > 0$ , збільшать свою швидкість і їх траєкторії проходитимуть крутіше. У результаті пізні, але більш швидкі електрони наздоганятимуть раніші, але повільніші електрони, і всі вони зустрічатимуться разом у момент  $t_\phi$  на відстані  $x_\phi$  від верхньої сітки. Електронний потік, який спочатку був рівномірним, стягнеться у згусток великої концентрації на координаті  $x = x_\phi$ . Далі траєкторії електронів почнуть розходитися і згусток розповзеться. Це явище називається *фазовим фокусуванням*, а точка  $\Phi$ , де зустрічаються траєкторії всіх електронів, що пройшли крізь сітку від моменту часу  $t_1$  до  $t_2$ , називається *фазовим фокусом*.

Для точної зустрічі всіх електронів в одній точці фазового фокуса потрібна напруга  $U(t)$ , що змінюється в часі за певним законом. На практиці задовільного ущільнення електронного потоку вдається досягти й при напрузі довільної форми, аби вона мала ділянку, де вона зростає в часі. Наприклад, цілком задовільного фазового фокусування вдається досягти і при  $U(t)$ , що змінюється в часі за законом  $U_m \sin \omega t$ . Фазового фокусування зазнаватимуть електрони, що проходять крізь сітку у фазах напруги  $-\pi/2 < \omega t < \pi/2$ .

Явище фазового фокусування знаходить практичне застосування в надвисокочастотних (НВЧ) приладах, які називають *клістропами*. Схематичне зображення так званого пролітного клістропа подано на рис. 3.2. Він являє собою систему з двох порожнистих резонаторів (1) і (2) тороїдальної форми, центральні частини яких затягнуті прозорими металевими сітками. Електронний потік формується електронною гарматою (3), проходить через резонатори і потрапляє на колектор (4).

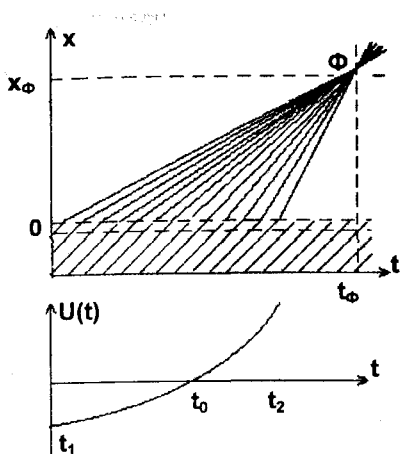


Рис. 3.1

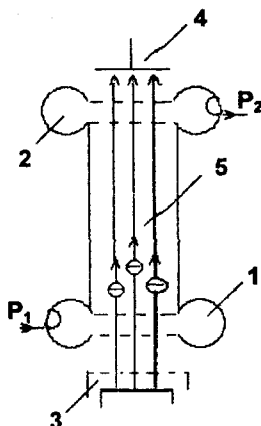


Рис. 3.2

До першого, вхідного резонатора вводиться зовнішній гармонічний сигнал резонансної частоти потужністю  $P_1$ , який збуджує між сітками резонатора напругу і модулює електронний потік за швидкістю. У просторі дрейфу (5) електрони зазнають групування й надходять до другого, вихідного резонатора вже у вигляді згрупованих густоків. Режим клістрона обирається так, щоб відстань між резонаторами відповідала фазовому фокусу.

Пролітаючи між сітками другого резонатора, електронні густки збуджують у ньому коливання, потужність яких  $P_2$  значно більша за витрачену в резонаторі (1) на їх модуляцію за швидкістю. Таким чином, подібний клістрон є підсилювачем високочастотних коливань, а якщо замкнути його вхід з виходом, можна за певних умов перетворити його на генератор НВЧ коливань.

### 3.2. УПОВІЛЬНЮЮЧІ СИСТЕМИ

Для ефективного обміну енергією між електроном, що рухається зі швидкістю  $v_0$  і біжучою електромагнітною хвилею необхідно, щоб остання мала такі властивості:

- ✓ фазова швидкість хвилі  $v_\phi$  має бути близькою до швидкості електронів  $v_0$ , яка зазвичай буває значно меншою від швидкості світла. При  $v_\phi$ , що сильно різниться від  $v_0$ , сила, яка діє на електрон з боку поля, буде швидко осцилювати і протягом більш-менш тривалого часу її дія усередниться в нуль;
- ✓ хвиля повинна мати по вздовжню компоненту електричного поля, яка збігалася б за напрямком зі швидкістю електронів  $v_0$ . Лише в цьому



випадку сила, що діє на заряди, збігається з напрямком їх швидкості й потужність їх взаємодії відрізнятиметься від нуля.

З цих вимог випливає, що ані звичайна поперечна електромагнітна хвиля, що поширюється у вільному просторі, ані хвилі у двопровідних або коаксіальних лініях не здатні до взаємодії з електронними потоками. Хвилі у хвильоводах (типу ТН) мають позаддовжню компоненту  $E$ -поля, але фазова швидкість їх більша за швидкість світла, отже перша з умов не виконується.

У техніці НВЧ для одержання хвиль з потрібними властивостями застосовується спеціальний клас передавальних ліній, що мають назву *уповільнюючих систем*. У них електричне поле має позаддовжню компоненту, а фазова швидкість може бути меншою від швидкості світла.

Найпростішим прикладом уповільнюючої системи може вважатися спіраль (рис. 3.3). Електромагнітна хвиля поширюється вздовж дроту, що утворює спіраль, зі швидкістю світла  $c$ . При переміщенні на один виток

спіралі хвиля проходить вздовж дроту шлях  $S = \sqrt{(2\pi a)^2 + h^2}$ , тоді як вздовж осі спіралі хвиля переміститься лише на  $h$  – крок спіралі. Отже швидкість її поширення вздовж осі спіралі буде в  $S/h$  разів менша за швидкість світла, а фазова швидкість хвилі становитиме  $v_\phi = c \frac{h}{S} \approx c \frac{h}{2\pi a}$ .

У першому наближенні можна вважати, що фазова швидкість хвиль у спіралі не залежить від частоти (тобто дисперсія відсутня).

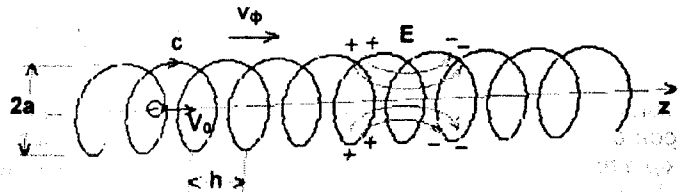


Рис. 3.3

У спіралі виконується і друга вимога про наявність у хвилі позаддовжньої компоненти  $E$ -поля. Дійсно, від ділянок спіралі, що мають у даний момент позитивний потенціал, відходять силові лінії до ділянок з негативним потенціалом, і ці силові лінії мають істотну позаддовжню компоненту.

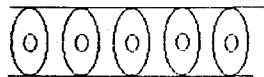


Рис. 3.4

Уповільнюючі системи можна утворити також і з ланцюжка періодично розташованих і зв'язаних один з одним порожнистих резонаторів (наприклад, у вигляді діафрагмованого хвильоводу (рис. 3.4)).

За малого ступеня зв'язку перетікання енергії між суміжними резонаторами буде відбуватись досить повільно; відповідно малими будуть групові та фазові швидкості в подібних системах.

### 3.3. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПОТОКІВ З УПОВІЛЬНЕНИМИ БІЖУЧИМИ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИМИ ХВИЛЯМИ

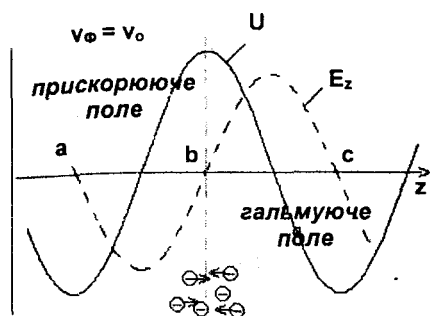


Рис. 3.5

Розглянемо тепер як саме буде відбуватися рух електронів у полі хвилі, яка задовольняє сформульовані вище вимоги. Спочатку вважатимемо, що фазова швидкість хвилі точно збігається зі швидкістю електронів. Рух електронів зручно розглядати в системі координат, що пов'язана з електромагнітною хвилею (рис. 3.5). Спочатку електрони розподілені рівномірно вздовж осі  $z$ . Однак під дією по-

вздовжнього електричного поля хвилі електрони почнуть зсуватися до точки  $b$  – в область максимального позитивного потенціалу, тобто на дно потенціальної ями, що утворюється хвилею. В околі точки  $b$  утворюється електронний згусток. Він рухається в області, де поле  $E$  проходить через нуль, тобто, кількість електронів, що прискорюються, і тих що уповільнюються, дорівнюють одна одній і загальна енергія сукупності електронів залишається незмінною.

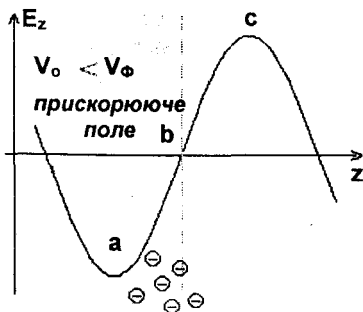


Рис. 3.6

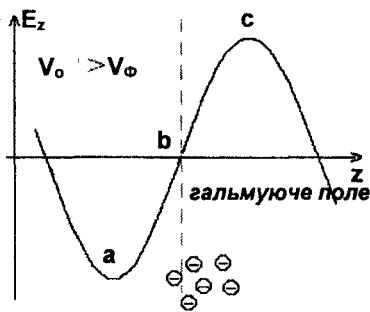


Рис. 3.7

Інша картина матиме місце, якщо  $v_0 \neq v_\phi$ . Нехай, наприклад, буде  $v_0 \leq v_\phi$ . Процес групування буде в загальних рисах відбуватися подібно до вищеописаного. Але тепер згусток буде трохи відставати від хвилі (рис. 3.6) і його центр опиниться в області, де електричне поле буде для нього прискорюючим. Електрони здебільшого будуть прискорюватися й відбирати енергію від хвилі.

Якщо ж  $v_0 \geq v_\phi$ , то згусток, який утвориться, буде трохи зсунутий вперед, в область, де є гальмуюче поле (рис. 3.7). Основна маса електронів буде уповільнюватися, віддаючи свою енергію хвилі, яка від цього зростатиме за амплітудою.

### 3.4. ЛАМПА БІЖУЧОЇ ХВИЛІ

Лампа біжучої хвилі (ЛБХ) – надвисокочастотний електронний прилад, що використовується для підсилення НВЧ сигналів (рис. 3.8).

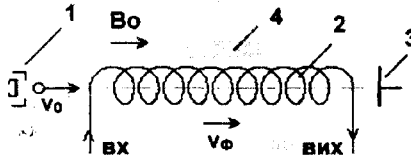


Рис. 3.8

У ЛБХ електронний пучок, що утворюється електронною гарматою (1), взаємодіє з полем хвилі, яка поширюється у спіралі (2). Вийшовши з спіралі, електрони видаляються на колектор (3). Швидкість електронів  $v_0$  підбирається так, щоб вона була трохи (на кілька відсотків) більша за фазову швидкість хвилі  $v_\phi$ . У цьому випадку електрони групуються в області гальмуючого поля і віддають свою енергію хвилі. Амплітуда хвилі зростає, її групувальна дія зростає, що збільшує ефективність передачі енергії від електронів до хвилі. Ступінь групування та амплітуда хвилі експоненціально зростають уздовж спіралі. Підсилена хвиля виводиться з правого кінця спіралі.

Основною перевагою ЛБХ у порівнянні з іншими НВЧ-підсилювачами (наприклад з клістроном) є її широкосмуговість, оскільки вимога синхронізму (тобто  $v_0 \approx v_\phi$ ) виконується в широкому діапазоні частот. При цьому коефіцієнт підсилення може становити декілька порядків. Для того щоб електрони йшли вздовж осі спіралі, у ЛБХ утворюють досить сильне супроводжувальне постійне магнітне поле  $B_0$ , яке не дозволяє електронам осідати на спіраль. Поглинач (4) поглинає хвилю, що відбилась від вихідного кінця спіралі, а, повернувшись на вхід ЛХ, може утворити позитивний зворотний зв'язок і призвести до самозбудження.

ЛБХ широко застосовуються техніці НВЧ як для підсилення слабких сигналів з малим коефіцієнтом внутрішніх шумів, так і для підсилення сигналів великої потужності з високим к.к.д.

### 3.5. ЛІНІЙНИЙ ПРИСКОРЮВАЧ

Зворотний процес – прискорення заряджених частинок за рахунок відбирання енергії від біжучої електромагнітної хвилі – використовується в триладах, що називаються *лінійні прискорювачі*. Уповільнююча система в них являє собою ланцюжок зв'язаних резонаторів (рис. 3.4). Ступенем і характером зв'язку можна керувати дисперсійними властивостями системи регулювати величину фазової швидкості. Фазова швидкість повинна бути дещо більша за швидкість прискорюваних частинок і має зростати в міру їх прискорення. Живлення уповільнюючої системи здійснюється від потужних ВЧ генераторів (найчастіше від потужних клістронів).

Переваги лінійних прискорювачів виявляються при застосуванні їх для прискорення електронів. По-перше, швидкість релятивістських електронів у процесі їх прискорення майже не змінюється і, отже, немає клопоту щодо зміни  $v_{\phi}$  уздовж системи. По-друге, (і це найголовніше) у лінійних прискорювачах електрони рухаються прямолінійно (на відміну від руху в синхротронах) і тут не виникає проблем із втратами енергії на синхротронне випромінювання. Тому в лінійних прискорювачах вдається зберігати енергії електронів у багато Гев.

І, нарешті, по-третє – у лінійних прискорювачах не потрібні потужні електромагніти, які становлять основну вагу і вартість усіх циклічних прискорювачів (циклотронів, фазотронів, синхротронів тощо).

### 3.6. ЦИКЛОТРОННИЙ РЕЗОНАНС

Під час руху зарядженої частинки у схрещених постійному магнітному і високочастотному електричному полях можливий ефективний обмін енергією між зарядженою частинкою та електричним полем. Особливо ефективним він стає, коли частота електричного поля близька до гіромагнітної частоти  $\omega_H$ . Нехай перпендикулярно до постійного магнітного поля  $B_0$  прикладене високочастотне електричне поле  $E(t) = E_m e^{i\omega t}$  спрямоване вздовж осі  $x$  (рис. 3.9). Відповідну компоненту швидкості обертання електрона в однорідному магнітному полі можна записати як

$$v_x(t) = v_{\perp} \exp i(\omega_H t + \varphi_0),$$

де  $v_{\perp}$  – компонента швидкості, перпендикулярної до магнітного поля,  $\omega_H = eB/m$  – гіромагнітна частота електрона,  $\varphi_0$  – зсув фази між  $v_x(t)$  і  $E(t)$ .

Миттєва потужність взаємодії між електричним полем і електроном дорівнює  $p(t) = eE(t) \cdot v_x^*(t) = eE_m v_{\perp} \exp i(\omega t - \omega_H t - \varphi_0) = eE_m v_{\perp} \exp i\Delta\varphi(t)$ ,

де під  $\Delta\varphi(t)$  слід розуміти різницю фаз між електричним полем і коли-  
ним рухом електрона вздовж осі  $x$ .

При виконанні резонансної умови  $\omega = \omega_H$  середня потужність взає-  
модії дорівнюватиме

$$\langle P \rangle = \frac{eE_m v_{\perp}}{2} \cos \varphi_0.$$

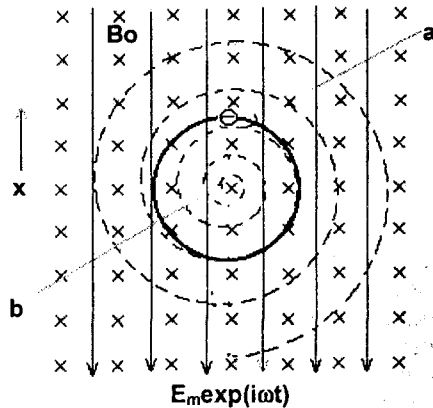


Рис. 3.9

При  $\cos \varphi_0 > 0$  ( $-\pi/2 < \varphi_0 < \pi/2$ ) ця потужність буде позитивною. Це означає, що електрон буде безперервно прискорюватись електричним полем. Енергія і швидкість електрона будуть зростати; разом з цим зростатиме і радіус його обертання. Траєкторія електрона набуває вигляду спіралі, що розкручується (випадок "а"). Якщо ж  $\cos \varphi_0 < 0$ , то електрон буде рухатись проти електричного поля, яке буде його гальмувати. Швидкість електрона і радіус його обертання будуть зменшуватись. Траєкторія матиме вигляд спіралі, що скручується (випадок "б").

При довільному значенні  $\varphi_0$  половина всіх електронів ансамблю буде прискорюватись, а половина гальмуватись. Оскільки амплітуда коливань для електронів групи "а" більша, ніж для групи "б", то й енергетичний баланс буде в цілому на користь прискорення.

Описане явище називають *електронно-циклотронним резонансом*, який може служити ефективним засобом "накачування" енергії до ансамблю електронів. При зіткненнях рух електронів хаотизується, енергія, набу-  
та за рахунок циклотронного резонансу переходить у теплову енергію  
врешті-решт електронно-циклотронний резонанс призводить до нагрівання  
електронів. Усе це справедливе й для іонів. Електронний та іонний цикло

тронний резонанси служать потужним засобом нагрівання електронів та іонів і тому широко використовуються в експериментах з керованого термоядерного синтезу для нагрівання плазми до дуже високих температур.

### 3.7. ОМЕГАТРОН

Циклотронний резонанс широко застосовується для прискорення заряджених частинок до дуже високих енергій. Саме на ньому базується робота більшості сучасних великих прискорювачів (циклотронів, фазотронів, синхрофазотронів та ін.)<sup>3</sup>. Не будемо торкатися цієї дуже специфічної області й обмежимося розглядом маленького і мініатюрного пристрою – *омегатрона*, що застосовується для цілей мас-спектрокопії та визначення парціальних тисків залишкових газів у вакуумних приладах.

Схематичну будову омегатрона подано на рис. 3.10. Змінне високо-частотне електричне поле  $E$  перпендикулярне до постійного магнітного поля  $B_0$  і утворюється між двома плоскими електродами (1), підключеними до високочастотного генератора (2). По центру системи проходить тонкий електронний промінь (3), який іонізує молекули залишкових газів. Утворені іони виходять з об'єму променя і ті з них, для яких виконується умова циклотронного резонансу  $qB_0 / M = \omega$  (де  $M$  і  $q$  – маса і заряд іона,  $\omega$  – частота ВЧ генератора) прискорюються ВЧ полем і потрапляють на колектор (4). Змінюючи частоту генератора (або величину магнітного поля), фіксують піки колекторного струму й по них судять про склад газу іонізованого електронним променем (3).

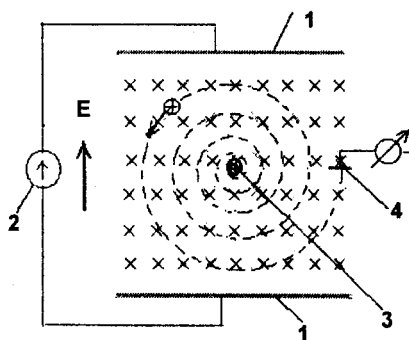


Рис. 3.10

<sup>3</sup> Зокрема, звідси й назва – "циклотронний".

### 3.8. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОНІВ З НЕУПОВІЛЬНЕНОЮ ЕЛЕКТРОМАГНІТНОЮ ХВИЛЕЮ

Як згадувалось вище, для ефективної взаємодії електронів з біжучою електромагнітною хвилею остання повинна мати фазову швидкість, близьку до швидкості електронів, а її електричне поле – повздовжню компоненту. Але ці вимоги можуть бути зняті, якщо в системі існує постійне повздовжнє магнітне поле, паралельне до швидкості електронів. У цьому випадку може бути здійснений електронно-циклотронний резонанс з поперечним електричним полем біжучої хвилі  $E_{\perp}(t) = E_m e^{i(\omega t - kz)}$ , де  $k = \omega / v_{\text{TM}}$  – хвильове число. Для цього потрібно лише, щоб фаза електричного поля хвилі  $\omega t - kz = \omega t(1 - \frac{k}{\omega} \frac{z}{t})$  збігалася із фазою гіромагнітного обертання електронів  $\omega_H t$ , тобто

$$\omega(1 - \frac{v_0}{v_{\phi}}) = \omega_H \quad \text{або} \quad \omega = \frac{\omega_H}{1 - \frac{v_0}{v_{\phi}}},$$

де  $v_0 = z/t$  – повздовжня швидкість електронів. Одержаний вираз є не чим іншим, як перерахуванням за ефектом Допплера гіромагнітної частоти  $\omega_H$  до системи координат, що рухається з фазовою швидкістю хвилі.

За цим принципом працює цілий клас приладів НВЧ – гіротронів, в яких електронний пучок взаємодіє з неуповільненими поперечними електромагнітними хвилями, фазова швидкість яких може бути навіть більшою за швидкість світла (як, наприклад, у хвильоводах).

#### Контрольні запитання

1. У чому полягає принцип фазового фокусування?
2. З яких міркувань слід обирати прискорювальну напругу в клістріні?
3. Чому звичайний хвилевід не може бути уповільнюючою системою? Які рекомендації можна дати, щоб перетворити його на уповільнюючу систему?
4. Чому ЛБХ може мати значно більшу смугу підсилюваних частот, аніж клістрон?
5. Чим, на вашу думку, обмежується коефіцієнт підсилення ЛБХ?

6. Що може бути причиною самозбудження коливань у ЛБХ? Як позбутися цього явища?
7. Які переваги має лінійний прискорювач електронів порівняно з циклічними прискорювачами (наприклад, з синхротроном)?
8. У чому полягає явище циклотронного резонансу?
9. Який вигляд мають траєкторії зарядів при циклотронному резонансі?
10. Який вигляд має траєкторія заряду, якщо умова циклотронного резонансу виконується не зовсім точно?
11. Для яких цілей використовується омегатрон?
12. За яким принципом працюють гіротрони?

### Контрольні задачі

1. У системі, зображеній на рис. 3.1, перший електрон проходить через координату  $x = 0$  у момент  $t_1$  зі швидкістю  $v_1 = 10^8$  см/с. Другий електрон проходить через  $x = 0$  пізніше, у момент  $t_2 = t_1 + \tau$ , де  $\tau = 10^8$  с. Яку він повинен мати швидкість, щоб наздогнати перший електрон на відстані  $x = d$  ( $d = 5$  см). Через який час  $\Delta t$  після свого виходу другий електрон наздожене перший?
2. Визначити крок спіралі  $h$  у ЛБХ. Діаметр спіралі  $2a = 0.5$  см, потенціал, яким прискорюються електрони  $U_0 = 400$  В.
3. У ЛБХ з попередньої задачі крок спіралі зроблено  $h = 0.05$  см. Який коефіцієнт корисної дії можна очікувати в подібній ЛБХ?  
*Вказівка:* у ЛБХ може бути використана енергія, яка утворюється за рахунок надлишку швидкості  $v_0$  електронів над фазовою швидкістю хвилі у спіралі.
4. Яку енергію набирає в омегатроні іон калію ( $A = 39$ ), якщо колектор знаходиться на відстані  $R = 2$  см від осі системи? Скільки обертів зробить іон, щоб дістатися до колектора? Напруженість електричного поля в омегатроні  $E = 0.02$  В/см, напруженість магнітного поля  $H = 300$  Е.
5. У гіротроні, що працює на частоті  $f = 10$  ГГц, фазова швидкість хвилі  $v_{\text{тм}} = 3.5 \cdot 10^8$  м/с. Електрони прискорені напругою  $U = 10$  кВ. Яким має бути постійне магнітне поле?



## 4. ЕЛЕКТРОННА ОПТИКА

### 4.1. ЗАЛОМЛЕННЯ ТРАЄКТОРІЇ ЗАРЯДУ НА ПОДВІЙНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ШАРІ

На рис. 4.1 зображено подвійний електричний шар, на якому відбувається перепад напруги від  $U_1$  до  $U_2$  ( $U_1 > U_2$ ). Праворуч і ліворуч від подвійного шару – безпольовий екіпотенціальний простір, в якому заряди рухаються рівномірно й прямолінійно.

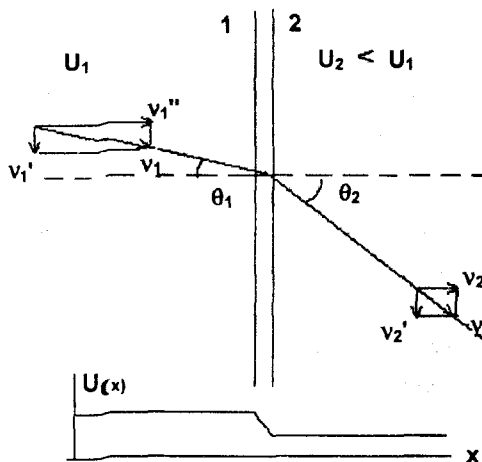


Рис. 4.1

Зліва на подвійний шар під кутом  $\theta_1$  до нормалі падає негативний заряд, що має швидкість  $v_1 = \sqrt{2 \frac{eU_1}{m}}$ . Пройшовши подвійний шар він

набуває швидкість  $v_2$ , що відповідає потенціалу  $U_2$ :  $v_2 = \sqrt{2 \frac{eU_2}{m}}$ . Оскільки в подвійному шарі на заряд діє лише нормальна сила, тангенціальна швидкість заряду не змінюється ( $v_2' = v_1' = \text{const}$ ), тобто

$$v_1 \sin \theta_1 = v_2 \sin \theta_2. \quad (1)$$

Переходячи до потенціалів, одержуємо

$$\frac{\sin \theta_1}{\sin \theta_2} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}} \quad (2)$$

формула (2) подібна до закону Снелліуса у світловій оптиці. Роль показника заломлення середовища тут відіграє корінь квадратний з потенціалу.

у неоднорідному електричному полі роль розглянутого нами подвійного шару відіграють сусідні еквіпотенціальні поверхні поля. Проходячи між двома такими поверхнями, траєкторія заряду зазнає викривлення (заломлення). Наприклад, у неоднорідному електричному полі (рис. 4.2) заряд, переходячи від одної еквіпотенціальної поверхні до іншої, зазнає поступового викривлення траєкторії подібно до заломлення світлового променя в середовищі з поступово змінним показником заломлення.

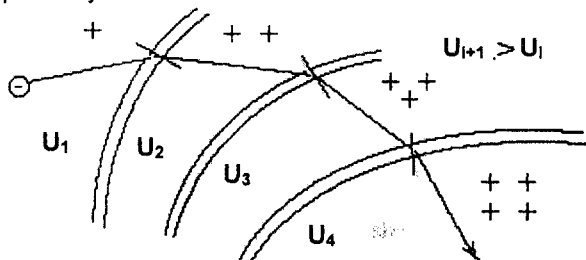


Рис. 4.2

## 4.2. ФОКУСУВАННЯ ЗАРЯДІВ В АКСІАЛЬНО-СИМЕТРИЧНОМУ ЕЛЕКТРИЧНОМУ ПОЛІ

Використовуючи аксіально-симетричне електричне поле  $E(r, z)$ , можна досягти того, щоб початково паралельні до осі  $z$  траєкторії потоку електронів зводились (тобто фокусувались) у певній точці цієї осі. Спробуємо це довести.

Нехай у аксіально-симетричній системі на площину  $z = 0$  падає зліва потік електронів (рис. 4.3). Пунктиром окреслено область, в якій утворено аксіально-симетричне електричне поле, яке має зводити всі траєкторії електронів у точку  $A$ , що знаходиться на відстані  $F$  від точки  $z = 0$ . Розглянемо, які властивості повинні мати це поле. Заряди, що його пройшли і рухались раніше паралельно до осі  $OZ$ , повинні набувати радіальні швидкості  $v_r$ , пропорційні їх відстані  $R$  від осі  $OZ$ . Це означає, що імпульс сили  $mv_r = F_r \tau$ , який вони мають набути у фокусуючому електричному полі, повинен також бути пропорційним до  $R$ . Оскільки час прольоту за-

рядів через область поля однаковий, то і сила  $F_r$ , що діє на заряди, також повинна бути пропорційною до  $R$ .

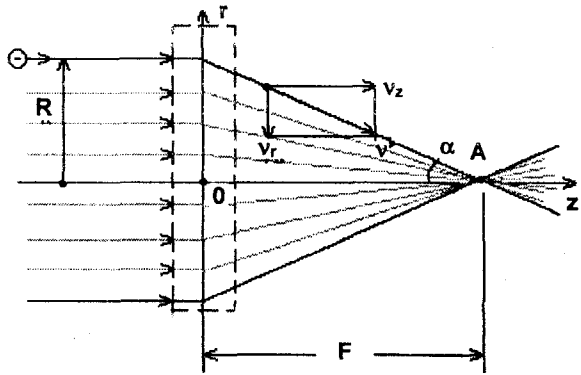


Рис. 4.3

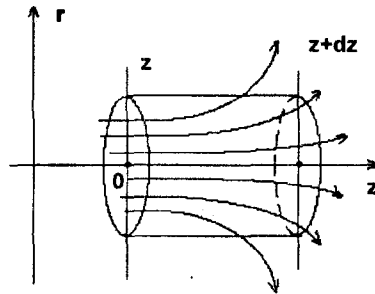


Рис. 4.4

Доведемо тепер, що реальне аксіально-симетричне електричне поле має саме такі властивості. Розглянемо електричне поле  $E(r, z)$  в елементарній циліндричній області поблизу осі  $OZ$  (рис. 4.4). Для малих радіальних відстаней (тобто для параксіальних електронних пучків) можна приблизно вважати, що потенціал  $U(r, z)$  залежить лише від координати  $z$ .

$$U(r, z) \approx U(0, z) \equiv U \quad \frac{\partial U(r, z)}{\partial z} \approx \frac{\partial U(0, z)}{\partial z} \equiv U' \quad \frac{\partial^2 U(r, z)}{\partial z^2} \approx \frac{\partial^2 U(0, z)}{\partial z^2} \equiv U''$$

Згідно з теоремою Гаусса за відсутності просторового заряду  $\text{div } \vec{E} = 0$  або в інтегральній формі  $\int_S \vec{E} d\vec{s} = 0$ , де  $S$  – поверхня деякого об'єму. У нашому ви-

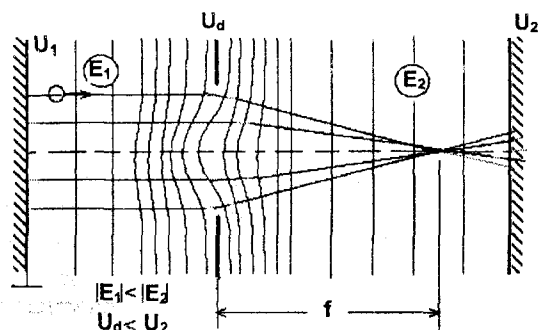
падку це буде  $E_z(z)\pi r^2 - E_z(z+dz)\pi r^2 - 2\pi r dz E_r = 0$  (електричні силові лінії, що входять до об'єму вважаємо позитивними, а ті, що виходять – негативними). Після відповідних скорочень одержуємо

$$E_r = -\frac{r}{2} \frac{dE_z}{dz} = \frac{r}{2} U'' \div r.$$

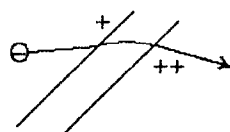
Отже, в аксіально-симетричному електричному полі, де справедлива теорема Гаусса (тобто, немає просторового заряду) радіальна компонента  $E_r$  в області, близькій до осі, завжди пропорційна відстані  $r$ . Це означає, що і сила  $F_r = eE_r$ , і радіальний імпульс сили  $mv_r = F_r \tau$  будуть пропорційні до  $r$  і отже, таке поле дійсно повинне мати фокусуючі властивості.

### 4.3. ІМЕРСІЙНИЙ ОБ'ЄКТИВ

Розглянемо систему, зображену на рис. 4.5, а. Вона складається з двох плоских електродів із потенціалами  $U_1 = 0$  і  $U_2 > 0$ . Між ними розташована діафрагма з круглим отвором, яка має потенціал  $U_d$  ( $0 < U_d < U_2$ ). Електрод з потенціалом  $U_1$  є джерелом електронів (катодом). Вважаємо, що напруженість поля  $E_2 > E_1$  і тому еквіпотенціальні поверхні прогинаються ліворуч, в область слабшого поля.



а)



б)

Рис. 4.5

Розглянемо докладніше виділений фрагмент поля в околі діафрагми (рис. 4.5, б). Легко впевнитись у тому, що заряди набуватимуть імпульс, спрямований до осі системи, тобто відбуватиметься фокусування зарядів. Фокусна відстань у такій системі дорівнює

$$f = -\frac{4U_d}{E_1 - E_2} = \frac{4U_d}{E_2 - E_1}$$

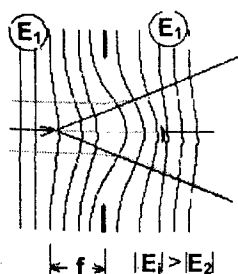


Рис. 4.6

При  $E_2 < E_1$  еквіпотенціальні поверхні прогинатимуться праворуч, електрони зазнаватимуть дефокусування й система буде діяти подібно до розсіювальної лінзи (рис. 4.6).

#### 4.4. ІМЕРСІЙНА ЛІНЗА

Імерсійна лінза може бути утворена двома металевими циліндрами, у середині яких існують екіпотенціальні області з потенціалами  $U_1$  і  $U_2$  (рис. 4.7). Екіпотенціальні поверхні прогинаються в безпольові області – усередину циліндрів. Простежимо за рухом заряду (електрона) у полі такої системи. Будемо вважати  $U_2 > U_1$  (тобто, заряд у такій системі поздовжньо прискорюється). Розглянемо окремо рух заряду в областях *a* і *b* (рис. 4.8). В області *a* заряд зазнає сили, спрямованої до осі системи, тобто в області *a* він фокусується. У симетричній області *b* відбувається дефокусування.

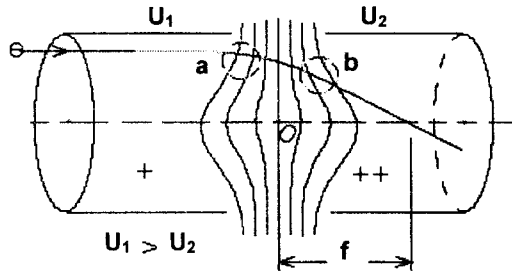


Рис. 4.7

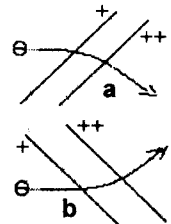


Рис. 4.8

На перший погляд тут має відбуватися компенсація фокусування та дефокусування, але це не так. Хоча радіальна сила в областях *a* і *b* однакова, але через область *b* заряд пролітає швидше (оскільки  $U_2 > U_1$ ) і за короткий час, аніж через область *a*. Тому радіальний імпульс сили в області *a* буде більший, аніж в області *b*, і система в цілому буде фокуруючою. Фокуруючі властивості збережуться й при  $U_2 < U_1$ , тобто імерсійна лінза є завжди фокууючою. Для імерсійної лінзи буде справедливим співвідношення  $1/f = 1/a + 1/b$ , запозичене із світлової оптики.

#### 4.5. ОДИНОЧНА ЛІНЗА

В електронній оптиці часто застосовується пристрій, який називається *одиначною лінзою* (рис. 4.9). Вона складається з трьох діафрагм (або циліндрів), крайні з яких мають однаковий потенціал  $U_1$ , а середня  $U_2$ . Праворуч і ліворуч від лінзи електричне поле відсутнє. Цю лінзу можна розглядати як дві послідовно розташовані імерсійні лінзи, крайні циліндри (або діафрагми) якої мають однакові потенціали. Усередині лінзи поле має складну форму. У крайніх областях *a* і *d* екіпотенціальні поверхні прогинаються назовні, а в областях *b* і *c* вони "обволікають" внутрішню діафрагму, утворюючи сідлову точку *O* в центрі системи.

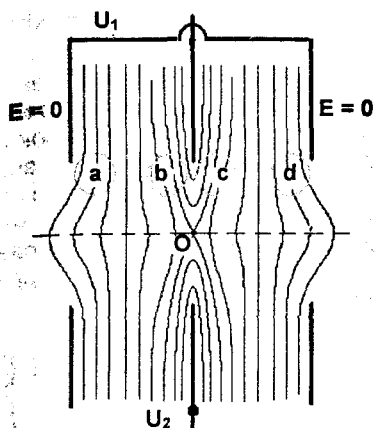


Рис. 4.9

За допомогою іммерсійної або одиночної лінзи можна утворювати у площині фокуса електронне зображення поверхні, що випромінює електрони, тобто катода (рис. 4.10). Залежно від співвідношення відстаней  $a$  та  $b$  (згідно з вищевказаною формулою

$$1/f = 1/a + 1/b)$$

можна утворювати збільшене чи зменшене зображення катода на люмінесцентному екрані:  $A'B'/AB = b/a$ .

Цим, зокрема, користуються в експериментах для вивчення розподілу емітуючих ділянок на поверхні термоелектронного катода або фотокатода.

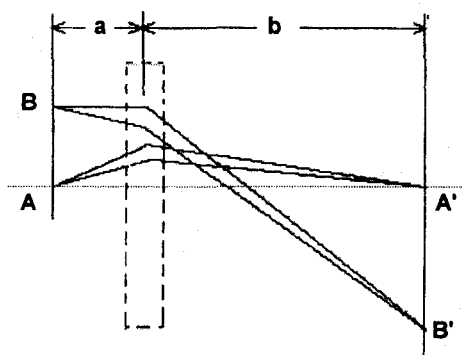


Рис. 4.10

## 4.6. ЕЛЕКТРОННА ГАРМАТА (ЕЛЕКТРОННИЙ ПРОЖЕКТОР) СУЧАСНОЇ ЕЛЕКТРОННО-ПРОМЕНЕВОЇ ТРУБКИ

Як приклад практичного застосування електронно-оптичних систем розглянемо конструкцію й принцип дії електронної гармати, яка формує

тонкий електронний пучок у сучасних електронно-променевих трубках (наприклад, в осцилографічній трубці (рис. 4.11)).

Електрони випускаються плоским розжарюваним катодом  $K$ , потенціал якого вважатимемо нульовим<sup>4</sup>. Катод оточений електродом  $B$ , що має назву *модулятора* або *венельта*. Змінюючи його потенціал, регулюють струм, що відбирається від катода і, отже, яскравість світіння екрана. Катод, венельт і циліндричний електрод  $A_1$  – перший анод – утворюють імерсійний об'єктив, який фокусує електрони в точку  $P$ . У цій точці, яка називається *кросовером*, утворюється сильно зменшене (майже точкове) зображення катода. Далі імерсійна лінза, що утворюється першим і другим анодами, фокусує електрони на екрані  $E$ .

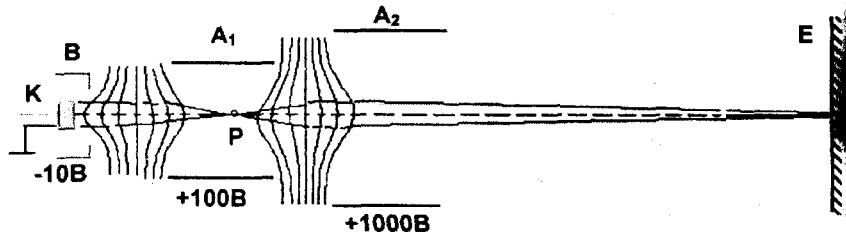


Рис. 4.11

Виникає питання – навіщо так складно? Для того щоб утворити світлову точку на екрані ЕПТ, здавалося б, достатньо скористатися лише імерсійним об'єктивом. Він фокусував би електрони, що виходять з катода, безпосередньо на екрані. Це було б дійсно так, якби катод був точковим. Насправді, при скінченних розмірах катода на екрані утворилося б збільшене його зображення, тому фокусування електронів здійснюють у два етапи: спочатку за допомогою імерсійного об'єктива утворюють у точці  $P$  дуже зменшене зображення катода, а потім відтворюють його за допомогою імерсійної лінзи на поверхні екрана.

## 4.7. МАГНІТНА ЛІНЗА

Оскільки, як було доведено в п.1.2.1, однорідне магнітне поле, створюване довгим соленоїдом, має фокусуючі властивості, електрони, що виходять під малими кутами з деякої точки на осі системи (параксiальні електрони), знову повертаються в одну точку на осі системи на відстані  $L = n\lambda_{\text{де}} T_H$ , де  $n = 1, 2, 3, 4, \dots$ , від вхідної. Таку систему інколи називають *довгою магнітною лінзою*. Однак фокусувати електронний потік може

<sup>4</sup> У дійсності, через техніку безпеки під нульовим потенціалом зазвичай перебуває другий анод  $A_2$  і екран, а катод – під високим негативним потенціалом.

так звана коротка магнітна лінза, що являє собою одиночний виток струму або короткий соленоїд (рис. 4.12).

Магнітне поле в деякій точці  $A$ , що не лежить на осі системи, має аксіальну компоненту  $B_z$  і радіальну компоненту  $B_r$ . Електрон, що рухається паралельно осі системи зі швидкістю  $v_z$ , не зазнає дії сили з боку компоненти  $B_z$ , а взаємодія швидкості  $v_z$  з компонентою поля  $B_r$  породжує силу  $F_\phi = ev_z B_r$ , котра прискорює електрон в азимутальному напрямку (до нас з площини креслення). Коли електрон набере достатню швидкість  $v_\phi$ , на нього починає діяти сила  $F_r = ev_\phi B_z$ , яка буде спрямована до осі системи. Саме вона й спричинятиме на електрон фокусуючу дію.

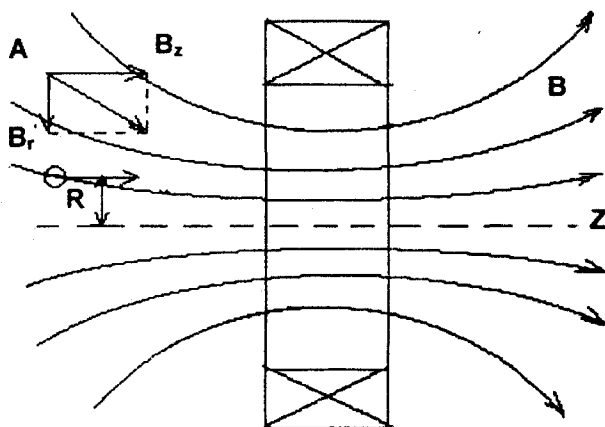


Рис. 4.12

Перейшовши до правої частини системи електрон починає втрачати азимутальну швидкість, оскільки компонента  $B_r$  і сила  $F_\phi$  змінюють свої напрямки. Радіальна сила продовжує діяти і в правій частині системи, прискорюючи електрон до осі, так що в цілому система є фокусуючою. Вона залишається фокусуючою і при зміні напрямку руху заряду, і при зміні його знака, і при зміні напрямку магнітного поля.

Траєкторія руху електрона в полі короткої магнітної лінзи являє собою складну тривимірну криву. У цьому полі електрон неухильно прискорюється до осі системи і виходить з її поля, маючи деяку радіальну компоненту швидкості  $v_r$ . Точний розрахунок показує, що вона пропорційна початковій радіальній відстані  $R$ . Щодо руху в азимутальному напрямку,



то імпульс сили  $F_\phi$ , набутий у лівій частині поля, виявляється скомпенсованим у його правій частині, і під час виходу з поля лінзи електрон азимутальної швидкості не має. Тому його подальша траєкторія за межами магнітного поля перетне вісь системи, хоча й буде зсунута за азимут на деякий кут  $\theta$  по відношенню до траєкторії на вході в поле. Відстань  $f$ , на якій електрон перетне вісь системи, і є фокусною відстанню короткої магнітної лінзи. Кількісний розрахунок відстані  $f$  досить складний, тому наведемо для нього лише готову формулу

$$\frac{1}{f} = \frac{e}{8mU} \int_{-\infty}^{\infty} B_z^2(z) dz,$$

де  $U$  – потенціал, який прискорив електрон. За рахунок зсуву траєкторії за азимутом зображення, сформоване магнітною лінзою, буде обернене на кут  $\theta$

$$\theta = \frac{e}{2mv} \int_{-\infty}^{\infty} B_z(z) dz.$$

Коротка магнітна лінза використовується для фокусування електронного променя в приймальних телевізійних трубках (кінескопах). Ці трубки мають просту електронну гармату, що складається лише з катода, вентиля і першого анода, який фокусує пучок у кросовер, а коротка магнітна лінза вже фокусує його на люмінесцентний екран. Конструкція трубки при цьому спрощується й здешевлюється.

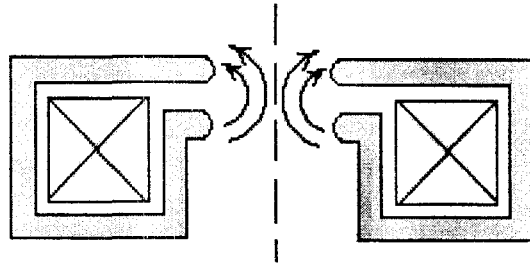


Рис. 4.13

Для збільшення оптичної сили магнітної лінзи (скорочення її фокусної відстані) слід концентрувати магнітне поле. Це можна здійснити, замикаючи короткий соленоїд в оболонку з феромагнітного матеріалу з полюсними наконечниками спеціальної форми (рис. 4.13). Така конструкція дістала назву *панцирної (броньованої) магнітної лінзи*.

## 4.8. ЕЛЕКТРОННИЙ МІКРОСКОП

Як цікавий приклад застосування магнітних лінз може служити такий прилад, як електронний мікроскоп. Для того щоб легше було зрозуміти принцип його дії, нагадаємо про конструкцію й принцип дії добре відомого звичайного оптичного мікроскопа (рис. 4.14, а). Його конденсорна лінза концентрує світло на об'єкті  $ab$ . Об'єктив утворює збільшене проміжне зображення об'єкта  $AB$ . Далі проєкційна лінза дає ще збільшене зображення об'єкта  $A_1B_1$  на екрані.

За своєю конструкцією електронний мікроскоп нагадує конструкцію оптичного мікроскопа (рис. 4.14, б). Запорукою великого збільшення тут є мала відстань від об'єкта  $ab$  до об'єктива при великій відстані від об'єктива до проміжного зображення. Тому збільшення буде тим більшим, чим більш короткофокусним є об'єктив. Те саме слід сказати і про проєкційну лінзу.

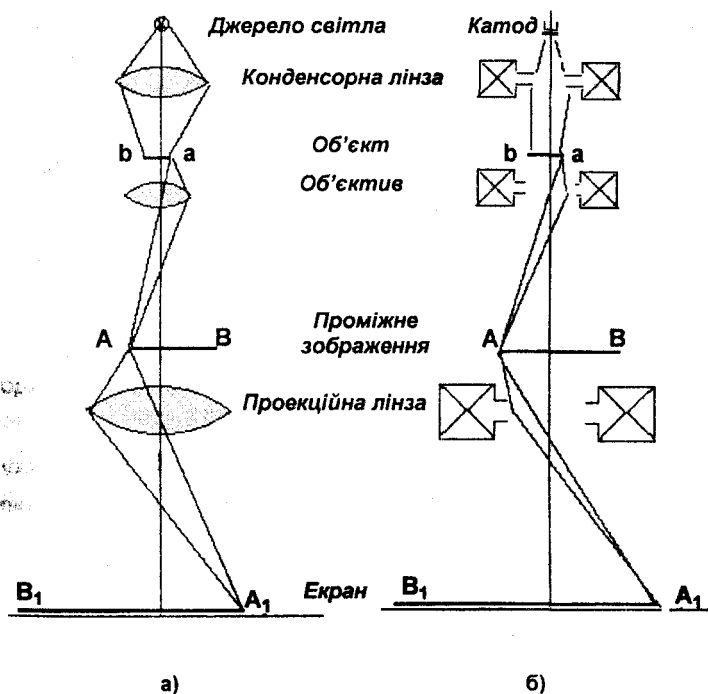


Рис. 4.14

Головна принципова відмінність оптичного мікроскопа від електронного полягає в тому, що контраст зображення в оптичному мікроскопі досяга-

ється за рахунок поглинання світла більш густими частинами об'єкта. В електронному мікроскопі густіші частини об'єкта не стільки поглинають електрони, як розсіюють їх. Розсіяні електрони уходять в боки й у формуванні зображення участі не беруть. Тому густішим частинам об'єкта відповідають темніші місця в зображенні на флуоресцентному екрані. Поглинання електронів у об'єкті є небажаним, оскільки поглинуті електрони призводять до розігрівання об'єкта та навіть до його руйнування. Тому енергія електронів у електронних мікроскопах має бути зазвичай досить великою (100 кеВ і більше). Електрони, що мають такі енергії легко "прострілюють" тонкий об'єкт і не застрягають у ньому. З тих же причин об'єкти в електронному мікроскопі повинні бути не надто товстими.

Головна перевага електронного мікроскопа порівняно з оптичним — це набагато більша роздільна здатність. У оптичному мікроскопі вона обмежується дифракцією світла на дрібних частинах об'єкта, тому гранична роздільна здатність оптичного мікроскопа визначається довжиною світлових хвиль і становить  $10^{-4} - 10^{-5}$  см.

В електронному мікроскопі такої межі, здавалося б, не повинно бути але в дійсності, і тут доводиться враховувати хвильову природу електронів, котра також ставить межу роздільної здатності електронного мікроскопа. Для електронів дебройлівська довжина хвилі визначається формулою

$$\lambda_e = \frac{h}{mv}, \text{ де } v - \text{швидкість електрона. Якщо покласти } U = 150 \text{ кеВ (звичайне значення прискорюючої напруги в електронному мікроскопі), то}$$

урахуванням релятивістських ефектів  $\lambda_e \approx 4 \cdot 10^{-10}$  см. Саме такої роздільної здатності, здавалося б, можна досягти в електронному мікроскопі. Але через сильні аберації (набагато більші, ніж у оптичних системах) цієї межі досягти не вдається, і гранична роздільна здатність сучасних електронних мікроскопів становить кілька ангстремів ( $2-3 \cdot 10^{-8}$  см), що все ж таки на кілька порядків краще, ніж у оптичних мікроскопах.

### Контрольні запитання

1. Виведіть закон заломлення траєкторії зарядженої частинки в подвійному електричному шарі.
2. Які властивості повинно мати аксіально-симетричне електричне поле щоб фокусувати параксіальний потік заряджених частинок?
3. Що являє собою імерсійний об'єктив? Чи залежить його фокусуюча дія від знака зарядів?
4. Доведіть, до імерсійна лінза має здатність фокусувати заряджені частинки незалежно від їх знака.
5. Навіщо в електронній гарматі електрони фокусуються не безпосередньо на екрані, а спочатку в кросовері?

6. Чи залежить фокусуєча дія короткої магнітної лінзи від напрямку руху зарядів?
7. Навіщо короткі магнітні лінзи охоплюються феромагнітним екраном?
8. Чи залежить фокусуєча дія короткої магнітної лінзи від напрямку створеного в ній магнітного поля?
9. Чим відрізняється принцип створення контрасту зображення в електронному мікроскопі порівняно з оптичним?
10. Чим обмежується роздільна здатність електронного мікроскопа?

### Контрольні задачі

1. На подвійний електричний шар падає під кутом  $\theta_1 = 30^\circ$  позитивний іон. Під яким кутом  $\theta_2$  він вийде із шару? Потенціали  $U_1 = -400$  В;  $U_2 = -200$  В. Починаючи з якої напруги  $U_2^*$  він буде відбитий назад?
2. На шляху електронного пучка поставлено два сегменти близько розташованих одна від одної сферичних концентричних сіток, загальний центр яких лежить на осі пучка. Середній радіус сіток  $R = 3$  см. Потенціал зовнішньої сітки  $U_1 = 300$  В, внутрішньої  $U_2 = 500$  В. Доведіть, що система має фокусуєчі властивості та підрахуйте її фокусну відстань.
3. В аксіально-симетричному електричному полі потенціал на осі змінюється за законом  $U(z) = U_0 e^{-\alpha z^2}$ . Розрахуйте закон зміни радіального електричного поля  $E_r(r, z)$  у параксіальній області. Чи буде таке поле мати фокусуєчу здатність для електронів?
4. Аксіально-симетрична електронно-оптична система складається з плоского катода  $k$ , сітки  $c$ , що знаходиться під потенціалом  $U_c = 200$  В, діафрагми  $d$  та анода  $a$ . Діафрагма й анод перебувають під однаковим потенціалом  $U_d$ . Визначити потенціал  $U_d$ , при якому електрони фокусувалися б на аноді. Відстань  $l_{cd} = 0.5$  см;  $l_{da} = 0.8$  см.
5. Відстань від катода до центра імерсійної лінзи  $a = 0.5$  см. Фокусна відстань лінзи  $f = 0.3$  см. У скільки разів буде збільшене зображення катода у площині фокусування лінзи?
6. Підрахувати фокусну відстань  $f$  короткої магнітної лінзи. Лінза являє собою короткий соленоїд радіуса  $R = 1$  см з  $n = 100$  витків дроту, по якому протікає струм  $I = 1$  А. Енергія електронів становить 1000 еВ.
7. Оцініть роздільну здатність електронного мікроскопа, якщо потенціал, який прискорює електрони, становить 100 еВ.

## 5. ПРОСТОРОВИЙ ЗАРЯД

У попередньому розділі (електронна оптика) ми розглядали задачі фокусування та формування електронних пучків, при цьому нехтували дією просторового заряду. Таке наближення справедливе лише для слабких електронних пучків, коли сила струму в них не перевищує кількох мікроамперів. Подібні пучки дійсно знаходять застосування в осцилографічних трубках, кінескопах, електронних мікроскопах та інших електронно-оптичних приладах. Але тоді, коли сила струму в пучку становить кілька міліамперів і більше, дію просторового заряду нехтувати вже не можна. Такі пучки з сильними струмами знаходять застосування в НВЧ електронних приладах, технологічних процесах і фізичних експериментах.

### 5.1. РОЗБУХАННЯ ПУЧКІВ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК

Розглянемо, як приклад, стрічкоподібний електронний пучок (такі пучки застосовуються в потужних НВЧ електронних приладах). Пучок являє собою плоский шар зарядів, що рухаються вздовж осі  $OZ$  зі швидкістю  $v$  (рис. 5.1). Шар будемо вважати нескінченно широким вздовж осі  $OY$ . Густина струму в ньому становить  $j$ .

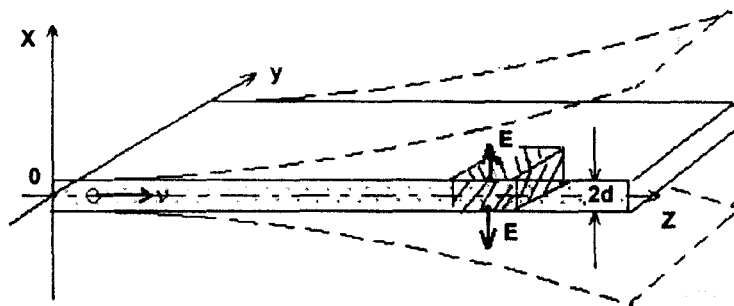


Рис. 5.1

Візьмемо деякий об'єм пучка  $V$  (заштрихований на рис. 5.1.) з повною бічною поверхнею  $A$ . За теоремою Гаусса – Остроградського потік вектора  $\vec{E}$  через бічну поверхню цього об'єму становить

$$\int_A \vec{E} d\vec{s} = \frac{1}{\epsilon_0} \int_V \rho dV, \quad (5.1)$$

де  $\rho$  – густина об'ємного заряду всередині виділеного об'єму,  $\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникливість вакууму. Розподіл густини заряду в

пучку будемо вважати однорідним, тому потік вектора  $\vec{E}$  витікатиме лише через верхню й нижню поверхні виділеного об'єму, котрі мають площу  $S$ . Тоді замість наведеного вище інтеграла можна записати

$$2ES = \rho \frac{2dS}{\epsilon_0} \quad \text{або} \quad E = \frac{\rho d}{\epsilon_0} = \frac{j d}{v \epsilon_0},$$

де  $j = \rho v$ . Якщо позначити  $I = 2jd$  – струм на одиницю ширини пучка (уздовж осі  $OY$ ) і  $v = \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}$ , де  $U_0$  – потенціал, яким було прискорено заряди, то

$$E = \frac{I}{2\epsilon_0 \sqrt{\frac{2eU_0}{m}}} \quad (5.2)$$

За рахунок цього поля заряди на границях пучка зазнаватимуть прискорення в напрямку осі  $OX$

$$\frac{d^2 x}{dt^2} = \frac{eE}{m} \quad (5.3)$$

Пучок буде розширюватись (розбухати) у напрямку цієї осі. Якщо проінтегрувати рівняння (5.3), одержимо вираз для границь пучка, зображених на рис. 5.1 пунктирними лініями:

$$x = \frac{1}{8\sqrt{2}\epsilon_0} \sqrt{\frac{m}{e}} \frac{I}{U_0^{3/2}} z^2 \pm d. \quad (5.4)$$

Наприклад, електронний пучок зі струмом  $I = 10^{-2}$  А/см прискорений потенціалом  $U_0 = 1$  кВ, буде розбухати на відстані  $z = 10$  см на  $\Delta x = \pm 7.5$  мм і його загальна товщина становитиме  $2d + 15$  мм. Формула (5.4) придатна й для іонних пучків. Але, оскільки маса іонів набагато більша за масу електронів, то і дія сил просторового заряду також буде набагато сильнішою.

Одержаний результат якісно справедливий і для пучків циліндричної форми (з круглим перерізом): вони будуть розбухати під дією сил просторового заряду, але при цьому буде зростати їх бічна поверхня. Задача стає нелінійною й не допускає такого простого розв'язання, як для стрічкового пучка.

Слід зауважити, що розбухання пучка заряджених частинок за рахунок кулонівських сил деякою мірою компенсується дією лоренцевої сили, яка за рахунок власного магнітного поля пучка стягує заряди до його осі. Для циліндричного пучка з радіусом  $r_0$ , який несе струм  $I$ , цей струм утворює на поверхні пучка азимутальне магнітне поле

$$B_{\phi} = \frac{\mu_0}{4\pi} \frac{2I}{r_0}$$

яке, взаємодіючи з аксіальною швидкістю електронів  $v_z$ , утворює силу  $F_r = ev_z B_{\phi}$  спрямовану до осі пучка. Однак легко показати, що ця сила стає рівною кулонівській тільки при  $v_z = c$  і може деякою мірою компенсувати електростатичне розбухання лише для релятивістських пучків.

## 5.2. СПОСОБИ УТРИМАННЯ ПУЧКІВ ВІД РОЗБУХАННЯ

Основним способом утримання пучків заряджених частинок від розбухання є створення супроводжуючого постійного магнітного поля  $B_0$ , спрямованого вздовж осі пучка. У такому аксіальному магнітному полі та радіальному електричному полі  $E_r$  просторового заряду електрони зазнаватимуть дрейфу в азимутальному напрямку, а їх траєкторії матимуть вигляд епітрохоїд (рис. 5.2). Таким чином, замість того, щоб під дією сили  $eE_r$  віддалятися від осі пучка, електрони будуть зазнавати навкруг неї обертового дрейфового руху. Розмір завитків епітрохоїди буде тим дрібнішим, чим сильнішим буде магнітне поле, і при  $B_0 \rightarrow \infty$  переріз електронного пучка зберігатиме свій початковий розмір.

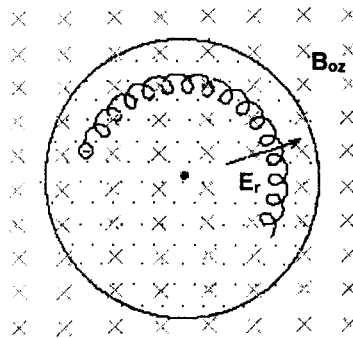


Рис. 5.2

Другий спосіб магнітного утримання полягає в тому, що всьому пучку при його входженні в магнітне поле  $B_{0z}$ , надають обертовий рух з кутовою швидкістю  $\Omega$ . Тепер на електрон, що летить уздовж осі  $z$ , діють три сили: відцентрова  $mr\Omega^2$ , електростатична сила просторового заряду

$eE_r$  та лоренцева сила  $eB_{0z}r\Omega$ . Можна так підібрати значення  $B_{0z}$ , що ці сили будуть скомпенсованими. При цьому, для хорошого утримання потрібне магнітне поле менше, ніж для попереднього випадку.

Нарешті є ще один специфічний метод утримання електронних пучків за рахунок дії іонного просторового заряду (іонне утримання). Справа в тому, що при русі електронного пучка в недосконалому вакуумі, електрони пучка іонізують на своєму шляху молекули газу. Утворені вторинні електрони швидко уходять з об'єму пучка, тоді як набагато важчі іони уходять з об'єму пучка повільно, тим більш що їх руху протидіє поле електронного просторового заряду. В результаті іони накопичуються в об'ємі пучка і повністю або частково нейтралізують просторовий заряд електронів.

Цей ефект виявляється вже при  $p \approx 10^{-6}$  торр і повною мірою діє при  $p \approx 10^{-5} - 10^{-4}$  торр. Тому за реальних умов, коли в електронних приладах або експериментальних установках тиск залишкових газів буває такого порядку, то розбухання електронних пучків буде менше очікуваного.

### 5.3. ПРОСТОРОВИЙ ЗАРЯД У ВАКУУМНОМУ ДІОДІ

#### 5.3.1. Закон "3/2"

Розглянемо "класичну" задачу фізичної електроніки – проходження струму у плоскому вакуумному діоді (рис. 5.3). Один з його електродів (якому надано нульовий потенціал) – катод – має нескінченно велику емісійну здатність. Другий його електрод, до якого прикладений позитивний потенціал  $U_a$  – анод. Міжелектродна відстань дорівнює  $d$ , площа поверхні діода –  $S$ .

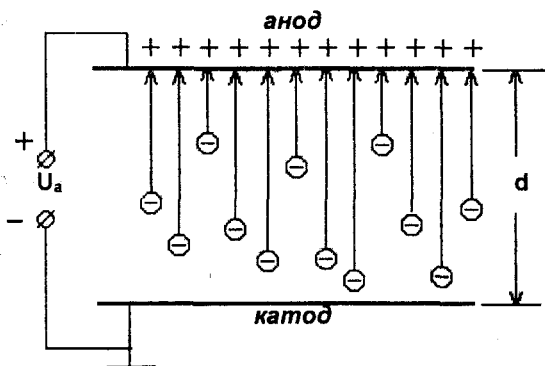


Рис. 5.3



Розглянемо спочатку випадок, коли струм з катода ще не пішов. За рахунок прикладеного потенціалу  $U_a$  на аноді утворюється позитивний поверхневий заряд  $q = CU_a$ , де  $C = \frac{\epsilon_0 S}{d}$  – ємність між анодом і катодом. Коли

починається емісія, міжелектродний проміжок заповнюється електронним просторовим зарядом  $q'$  саме таким, щоб скомпенсувати позитивний поверхневий заряд  $q$  на аноді. Якщо б просторовий заряд  $q'$  був більшим за  $q$ , то поле на поверхні катода стало б негативним, емісія припинилася б і просторовий заряд зник. Якщо ж просторовий заряд менший від  $q$ , то поле на поверхні катода було б прискорюючим і при необмеженій емісійній здатності останнього густина емітованого струму та просторовий заряд у міжелектродному проміжку стали б нескінченно великими. Отже, єдиним несуперечливим варіантом є припущення, що існуючий в об'ємі діода просторовий заряд забезпечує саме нульове електричне поле на поверхні катода, а загальний просторовий заряд у міжелектродному проміжку  $q'$  дорівнює  $q$ .

Визначимо  $q'$  через середнє значення просторового заряду в міжелектродному проміжку  $q' = \rho_{cp} S d$ , де  $\rho_{cp} = \frac{j}{v_{cp}}$ ;  $j$  – густина струму в діоді,  $v_{cp}$  – середня швидкість електронів на шляху від катода до анода. Будемо вважати, що рух електронів під дією потенціалу  $U_a$  є рівномірно прискореним:

$$v_{cp} = \frac{v_a}{2} = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}$$

(це припущення є наближенням, оскільки в дійсності через наявність просторового заряду напруженість електричного поля є неоднорідною вздовж осі  $z$ ). Прирівнюючи  $q'$  і  $q$ , одержимо

$$j = \frac{\epsilon_0}{2} \sqrt{\frac{2e}{m}} U_a^{3/2} \frac{1}{d^2}. \quad (5.5)$$

Це і є густина емісійного струму, яка буде відбиратися від катода анодним потенціалом  $U_a$  – ані більша, ані менша.

Одержаний результат є наближенням зважаючи на неточність, що була припущена при визначенні  $v_{cp}$ . Точний розрахунок, одержуваний шляхом сумісного розв'язування рівняння руху електронів, рівняння неперервності струму та рівняння Пуассона, дають результат відмінний від одержаного нами лише числовим коефіцієнтом: 4/9 замість 1/2. Причиною цього є те, що електрони своїм просторовим зарядом знижують розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку. На відміну від лінійного

розподілу потенціалу  $U(x)$  (який і був закладений у вищерозглянуту модель) дійсний розподіл потенціалу визначається параболічним законом

$U(x) \approx Ax^{\frac{4}{3}}$ . Саме це призводить до того, що середня швидкість електронів буде трохи меншою від  $v_a/2$  і викликати вищезазначену відмінність у одержаному коефіцієнті. Таким чином, формула (5.5), що називається "законом 3/2", якісно вірно описує залежність анодного струму  $I_a = jS$  від змінних, що входять у цей вираз. Ця залежність зберігається й для будь-яких інших геометрій електродів (наприклад, для циліндричних). Різниця міститься лише в числовому коефіцієнті, який залежить від геометрії системи.

Наведений розрахунок ясно показує, що першопричиною обмеження величини анодного струму є інерція електронів. Дійсно, якби маса електронів була безмежно малою, вони б пролітали через міжелектродний проміжок миттєво, не утворюючи там просторового заряду. Звідси випливає, що якби катод емітував не електрони, а важкі іони з масою  $M \gg m$ , то за всіх інших рівних умов струм таких іонів був би в  $\sqrt{M/m}$  разів менший від електронного.

Залежність анодного струму  $I_a$  реального вакуумного діода від анодної напруги має вигляд напівкубічної параболи (рис. 5.4). При негативних  $U_a$  струм відсутній. Для реальних катодів, що мають обмежену емісійну здатність, зростання анодного струму припиняється, коли він досягає значення, яке відповідає емісійній здатності катода. На вольт-амперній характеристиці (ВАХ) з'являється горизонтальна ділянка, що має назву насичення анодного струму (на рис. 5.4. — лінія  $ab$ ).

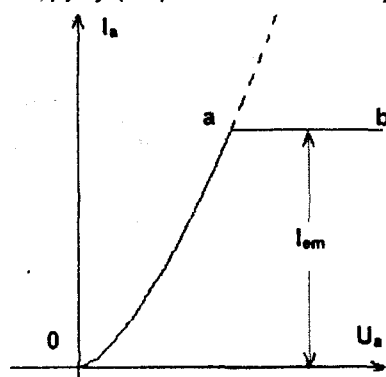


Рис. 5.4

На практиці використовується здатність діодів проводити струм тільки в одному напрямку. Тому вони широко застосовувалися для випрямлення

змінного струму в джерелах живлення радіоелектронних приладів. Такі електронні лампи називають *кенотронами*. Діоди використовувалися також для детектування ВЧ сигналів у радіоприймачах. У зв'язку з появою напівпровідникових діодів вакуумні діоди на сьогодні переважно втратили своє значення. Вони знаходять застосування лише там, де доводиться мати справу з дуже високими напругами (більше 100 кВ), наприклад, як кенетрони для живлення рентгенівських трубок.

### 5.3.2. Віртуальний катод

У попередньому наближеному розгляді вважалося, що енергія, з якою термоелектрони залишають катод, є нульовою, а електричне поле на поверхні катода при роботі в режимі з об'ємним зарядом також дорівнює нулю.

Насправді ж катод має температуру, що дорівнює кільком тисячам градусів, і електрони, що виходять з нього, мають відповідно середню теплову енергію порядку кількох десятків електрон-вольтів. Вони виходять з цими початковими енергіями в надлишку, який, відповідно до міркувань з попереднього розділу, не може бути відтягнутий анодною напругою. Тому, біля поверхні катода на невеликій відстані  $x_m$  цими надлишковими електронами утворюється область з мінімумом потенціалу  $V_m$ , яка пропускає на анод лише той струм, який визначається законом "3/2", і відбиває назад на катод надлишок емітованих електронів. Глибина потенціального мінімуму може бути оцінена з такого співвідношення:

$$j_a = j_{em} e^{-\frac{eV_m}{kT_K}},$$

де  $j_a$  – густина анодного струму, що визначається законом "3/2",  $j_{em}$  – густина струму емісії,  $T_K$  – температура катода. Тобто, дати внесок у струм  $j_a$  і потрапити на анод можуть лише ті електрони, теплова енергія яких перевищує величину  $eV_m$ . Звідси випливає, що глибина потенціального мінімуму має бути

$$V_m = \frac{kT_K}{e} \ln \frac{j_{em}}{j_a}.$$

Відстань  $x_m$  можна визначити за законом "3/2" для області  $x < x_m$ :

$$2j_{em} - j_a = \frac{4\epsilon_0}{9} \left(2\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}} \frac{V_m^{\frac{3}{2}}}{x_m^2}.$$

Тут електрони, що відбиваються від потенціального мінімуму, враховано двічі – як ті, що йдуть до мінімуму, так і ті, що повернуті ним назад.

Таким чином, роль поверхні, що випускає електрони, які йдуть на анод у кількості, визначеній законом "3/2", відіграє тепер цей потенціальний мінімум, який називається *віртуальним катодом* (тобто, уявним катодом).

## 5.4. ТРІОД

Якщо між анодом і катодом розмістити сітку, одержимо прилад, що має назву *тріода* – триелектродної електронної лампи (рис. 5.5). Сітка звичайно розташовується близько до катода. Тому електричні силові лінії, що утворюються поверхневими зарядами сітки (у відсутності емісії з катода), закінчуються здебільше на катоді. На відміну від цього силові лінії, що виходять з анода, закінчуються головним чином на сітці. Лише мала їх частина  $D \ll 1$ , що має назву проникливості сітки, проходить крізь сітку і закінчується на катоді. Електричне поле у катодно-сітковій області, яке обумовлює величину струму, що відбирається від катода, визначається тепер зваженою суперпозицією сіткового і анодного потенціалів.

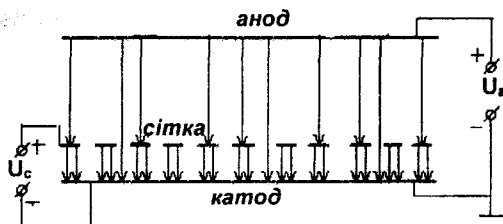


Рис. 5.5

вона визначає величину струму  $I_k$ , що відтягується з поверхні катода

$$I_k = a U_c'^{3/2} = a (U_c + D U_a)^{3/2}, \quad (5.7)$$

де  $a$  – коефіцієнт пропорційності в законі "3/2". Для того, щоб  $I_k$  було відмінним від нуля необхідно, щоб  $U_c'$  було позитивним. Це можливо навіть при  $U_c < 0$ , якщо  $D U_a > |U_c|$ . Саме в такому режимі експлуатуються звичайно тріоди. Тоді на негативну сітку електрони не потрапляють і анодний струм  $I_a$  дорівнює  $I_k$ . Залежність анодного струму  $I_a$  від сіткової напруги  $U_c$  має вигляд напівкубічної параболи зсунутої ліворуч на величину  $D U_a$ . Точка, починаючи з якою струм  $I_a$  стає відмінним від нуля, називається *точкою запирання тріода*  $U_{c_{\text{зат}}}$ .

$$|U_{c_{\text{зат}}}| = D U_a.$$

Залежності  $I_a = f(U_c)$  для різних значень  $U_a$  утворюють сім'ю сіткових характеристик (рис. 5.6).

Таким чином, у триоді вдається керувати величиною анодного струму шляхом зміни сіткової напруги, і триод можна розглядати як керований сітковою напругою генератор струму. При цьому струм сітки відсутній (якщо тільки  $U_c < 0$ ) і керування анодним струмом здійснюється без витрат потужності керуючого сигналу.

Одержаний вище вираз (5.7) можна записати і в дещо іншій формі:

$$I_a = b(U_a + \mu U_c)^{3/2},$$

де  $b = aD^{3/2}$ , а  $\mu = 1/D$  і має назву коефіцієнта підсилення триода. Вважаючи  $U_c$  фіксованим, можна побудувати залежність  $I_a = f(U_a)$ . Це також буде напівкубична парабола, зсунута праворуч на величину  $\mu |U_c|$ . Точка, де  $I_a$  стає нулем, називається точкою запирання за анодною напругою  $U_{a\text{зап}}$ .

Сім'ю характеристик  $I_a = f(U_a)$ , для якої  $U_c$  є параметром, називають сім'єю анодних (або вихідних) характеристик триода (рис. 5.7).

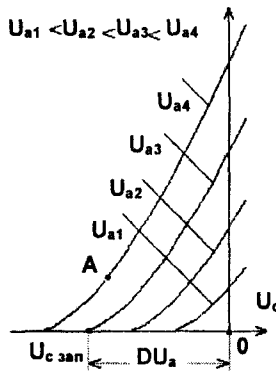


Рис. 5.6

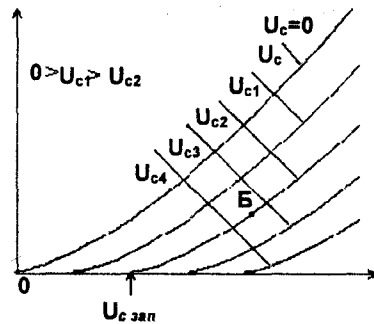


Рис. 5.7

Задаючи фіксовані значення  $U_c$  та  $U_a$ , задаємо режим роботи триода і визначаємо положення робочої точки на сім'ї сіткових або анодних характеристик (наприклад, точка А на сім'ї сіткових характеристик або точка Б на сім'ї анодних характеристик). Надавши сітковій напрузі малий приріст  $\Delta U_c$ , отримаємо приріст анодного струму  $\Delta I_a$ . Їх співвідношення:

$$\frac{\Delta I_a}{\Delta U_c} \approx \frac{dI_a}{dU_c} \Big|_{U_a=\text{const}} = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} = S$$

визначає параметр  $S$  – крутість сіткової характеристики триода, яка кількісно описує ефективність керування анодним струмом за допомогою сіткової напруги. Аналогічно можна ввести параметр

$$R_i = \frac{dU_a}{dI_a} \Big|_{U_c=\text{const}} = \frac{\partial U_a}{\partial I_a},$$

що має назву внутрішнього (або вихідного) опору триода. Легко показати, що  $R_i S = \mu$  (або  $R_i S D = 1$ ).

Звичайна величина  $S$  лежить для триодів у межах від кількох мА/В до кількох десятків мА/В, а внутрішній опір  $R_i$  у межах від кількох кОм до кількох десятків кОм.

## 5.5. РОБОТА ТРИОДА В ДИНАМІЧНОМУ РЕЖИМІ

За допомогою триода можна здійснити підсилення сигналів за напругою. Для цього триод слід навантажити: увімкнути в його анодне коло навантажувальний опір  $R_a$  (рис. 5.8). Тепер анодна напруга  $U_a$  дорівнюватиме

$$U_a = E_a - I_a R_a, \quad (5.8)$$

де  $E_a$  – напруга живлення в колі анода.

Якщо подати на вхід зображеної схеми малий сигнал, що підлягає підсиленню, – приріст сіткової напруги  $\Delta U_c$  – анодний струм також дістане приросту

$$\Delta I_a = \frac{\partial I_a}{\partial U_c} \Delta U_c + \frac{\partial I_a}{\partial U_a} \Delta U_a, \quad (5.9)$$

який залежить, однак, не тільки від  $\Delta U_c$ , але й від приросту анодної напруги, що

визначається формулою (5.8):  $\Delta U_a = -\Delta I_a R_a$ . Підставивши у (5.9) значення  $\Delta I_a = -\Delta U_a / R_a$ , одержимо

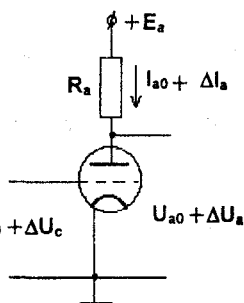


Рис. 5.8

$$\Delta U_a = -\Delta U_c \frac{S}{\frac{1}{R_a} + \frac{1}{R_i}} = -\Delta U_c \frac{SR_a}{1 + \frac{R_a}{R_i}}. \quad (5.10)$$

Величина  $\frac{SR_a}{1 + \frac{R_a}{R_i}}$  може бути значно більшою за одиницю й є коефіцієн-

том підсилення за напругою.

З розгляду схеми, зображеної на рис. 5.8, видно, що збільшення сіткової напруги на  $\Delta U_c$  призводить до збільшення анодного струму на  $\Delta I_a$  і водночас зниження анодної напруги на  $\Delta U_a = |\Delta I_a R_a|$  – величину падіння напруги на навантажувальному опорі  $R_a$ . При цьому приріст анодного струму виявляється меншим, аніж при  $R_a = 0$  (або при  $R_i \rightarrow \infty$ ). Отже, збільшуючи анодний струм шляхом підвищення сіткової напруги, водночас зменшуємо цей струм за рахунок зниження напруги на аноді. Причиною того є залежність анодного струму від напруги на аноді, тобто скінченний (і порівняно невеликий) внутрішній опір триода  $R_i$ .

## 5.6. ТЕТРОД

Малий внутрішній опір, що обмежує підсилення за напругою – це істотний недолік триода. Бажано було б зробити так, щоб анодний струм не залежав від анодної напруги, тобто, щоб внутрішній опір був якомога більшим. Така спроба була зроблена в електронній лампі, яку називають *тетродом*, тобто чотириелектродною лампою (рис. 5.9).

У тетроді, окрім керуючої сітки  $C$ , між нею та анодом встановлено досить густу екранну сітку  $E$ , яка екранує анод від катодно-сіткової частини лампи. Фактично роль анода відіграє тепер саме ця сітка, на якій підтримується незмінний потенціал  $U_{E_0}$ . Частина електронного струму емітованого катодом (20–25 %), звичайно, перехоплюється екранною сіткою, однак більша частина потоку електронів все ж проходить через неї й досягає анода  $A$ , який у тетроді є начебто колектором для електронного струму. Для одержання вихідного сигналу в коло анода зазвичай ввімкнено навантажувальний опір, але спричинені ним зміни анодної напруги не впливають на анодний струм, оскільки його величина визначається лише процесами, що відбуваються в

триодній частині лампи, утворюваною катодом, керуючою та екранною сітками. Екранна сітка надто густа, щоб через неї могли проникнути силові лінії з анода, і якось вплинути на величину струму, яка відбирається від катода.

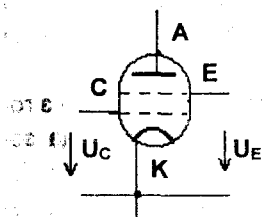


Рис. 5.9

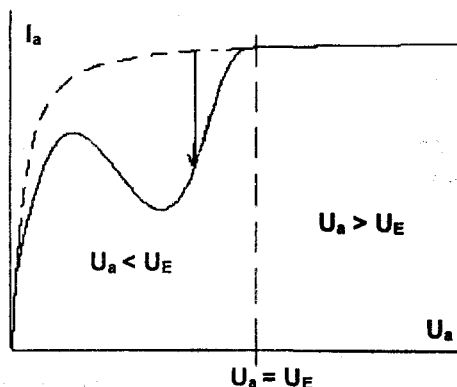


Рис. 5.10

Виходячи з вищевикладеного слід очікувати, що ВАХ тетрода матиме вигляд, зображений пунктиром на рис. 5.10: майже горизонтальна лінія, яка відповідає незалежності анодного струму від анодної напруги.<sup>5</sup> У дійсності, ВАХ тетрода має досить дивний вигляд з провалом  $I_a$  в області  $U_a < U_E$ . Це явище має назву *динатронного ефекту*. Його причиною є вторинно-електронна емісія з анода. Вторинні електрони вибиваються з анода і йдуть на екранну сітку як на найбільш позитивний електрод. Оскільки реальний анодний струм є різницею між потоком електронів, що прийшли на анод, і тими, що з нього вийшли, величина струму в колі анода виявляється меншою від очікуваної. І лише при  $U_a > U_E$  надходження вторинних електронів на екран припиняється, а ВАХ набуває очікуваного вигляду: майже горизонтальна лінія, на якій анодний струм майже не залежить від анодної напруги. Внутрішній опір  $R_i$  у цьому режимі може досягати кількох мегомів.

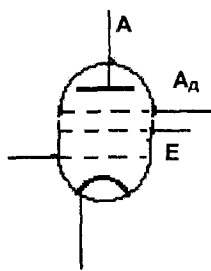
<sup>5</sup> Спад  $I_a$  поблизу  $U_a \approx 0$  цілком природний. Причиною того є майже повне захоплення електронного струму екранною сіткою при  $U_a \ll U_E$ .



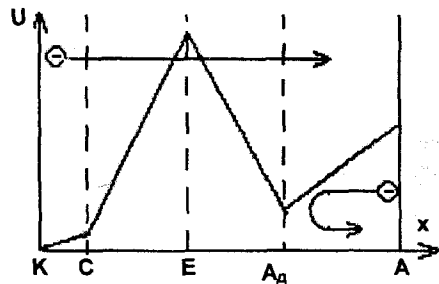
## 5.7. ПЕНТОД

Подавити динатронний ефект вдається в пентоді – трисітковій (п'яти-електродній) лампі (рис. 5.11, а). Для цієї мети між екранною сіткою та анодом ставиться спеціальна (не дуже густа) сітка – так звана антидина-тронна сітка  $A_d$ , на яку подається низький потенціал (здебільшого ця сітка просто приєднується до катода). Електронам, що були емітовані з катода, вдається подолати цей потенціальний мінімум (рис. 5.11, б) і проскочити через нього. Але вторинні електрони, вибиті з анода, на це нездатні і змушені повертатися на анод.

У результаті ВАХ пентода набуває майже ідеального вигляду кривої з горизонтальним "плато". Сім'ю типових анодних характеристик пентода зображено на рис. 5.12. У пентодах усунуто недоліки як тріодів, так і тетродів, тому пентоди були основним видом електронних ламп, що використовувалися протягом кількох десятиліть у більшості радіоелектронних пристроїв. Але з появою напівпровідникових транзисторів (вихідні характеристики яких, до речі, дуже подібні до пентодних) електронні лампи, у т. ч. і пентоди, втра-тили, в основному, своє значення. Вони ще застосовуються в пристроях великої потужності (більше кількох сотень ватів), котрі поки що не вдається реалізувати на напівпровідникових елементах.



а)



б)

Рис. 5.11

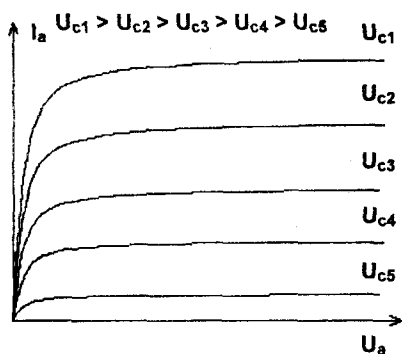


Рис. 5.12

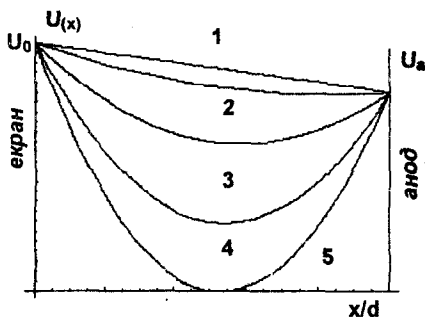


Рис. 5.13

Цікаво відмітити, що динатронний ефект може бути подавлений ще іншим шляхом, без використання спеціальної третьої (антидинатронної) сітки, лише власним об'ємним зарядом електронного потоку. Розглянемо проміжок між екранною сіткою та анодом як систему з плоскими електродами, що несуть на собі потенціали  $U_0$  і  $U_a$  (рис. 5.13). Відстань між цими електродами позначимо як  $d$ , координату  $x$  будемо відраховувати від лівої поверхні.

За відсутності електронного струму розподіл потенціалу  $U(x)$  має вигляд прямої (1). При скінченному струмі  $j_e$  лінія  $U(x)$  прогинається вниз за рахунок об'ємного заряду електронів (2). Починаючи з деякого значення струму  $j_e$ , на кривій  $U(x)$  утворюється потенціальний мінімум (3), який електрони, що йдуть праворуч, легко долають за рахунок своєї початкової енергії  $eU_0$ . Але при достатній глибині цього мінімуму вторинні електрони, емітовані з анода, цей мінімум подолати не зможуть і будуть повернуті назад на анод, подібно до того, як це робилось за допомогою третьої сітки в пентоді.

Ситуація тут описується рівнянням Пуассона

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{\rho(x)}{\varepsilon_0}, \quad \rho(x) = \frac{j_e}{v_e(x)}, \quad v_e(x) = \sqrt{2 \frac{eU(x)}{m}}$$

або

$$\frac{d^2U}{dx^2} = \frac{j_e}{\epsilon_0 \left(2\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}}} \frac{1}{U^{\frac{1}{2}}} = \alpha U^{-\frac{1}{2}}, \text{ де } \alpha = \frac{j_e}{\epsilon_0 \left(2\frac{e}{m}\right)^{\frac{1}{2}}}.$$

Одержане диференціальне рівняння є нелінійним і не має простого розв'язку. Його можна спростити лінеаризувавши, тобто поклавши, що  $U(x) = U_0 + \Delta U$ , де  $\Delta U \ll U_0$  і привести до вигляду

$$\frac{d^2U}{dx^2} \approx \frac{\alpha}{\sqrt{U_0}} = p = \text{const}.$$

Розв'язком цього рівняння є  $U(x) = \frac{px^2}{2} + C_1x + C_2$ . У найпростішому випадку, коли  $U_a = U_0$  і координата  $x$  відрховується від середини міжелектродного проміжку

$$U(x) = U_0 + \frac{p}{2} \left(x^2 - \frac{d^2}{4}\right).$$

Розглянутий ефект утворення потенціального мінімуму й придушення ним вторинно-електронної емісії з анода застосовувався в так званих електронно-променевих тетрадах (наприклад, типу 6ПЗ). У них для збільшення густини струму  $j_e$  шляхом спеціальних електронно-оптичних ефектів електрони, що вводяться в екранно-анодний проміжок, є сфокусованими у вигляді електронних променів (звідси й назва "електронно-променеві"). Цього вистачає, щоб утворити потенціальний мінімум достатньої глибини для усунення динаatronного ефекту.

У загальному випадку потенціал у мінімумі буде при збільшенні струму  $j_e$  зменшуватися й надалі (крива 4). Від цього швидкість електронів  $v$  в околі потенціального мінімуму буде зменшуватися, а густина об'ємного заряду  $\rho$  – збільшуватися, що призведе до подальшого зниження потенціалу. Починаючи з певного значення  $j_e$  цей процес стане розвиватися лавиноподібно, аж доки потенціал у мінімумі не досягне нуля (5). Далі потенціал зменшуватися не може, оскільки в область, де  $U(x) < 0$ , електрони потрапляти не можуть. І тоді посередині між електродами утворюється те, що називають *віртуальним катодом*.

Після утворення віртуального катода частина струму, який раніше потрапляв на анод, буде повернутий на екран, зменшуючи своїм об'ємним зарядом потенціал простору ліворуч від мінімуму. За рахунок цього сам мінімум зсувається ліворуч. Насамкінець встановлюється деякий рівноважний стан, в якому величину струмів праворуч і ліворуч від мінімуму  $U(x)$  можна визначати за законом " $3/2$ ".

### Контрольні запитання

1. Чим обумовлюється розбухання пучків заряджених частинок?
2. Чому іонний пучок розбухає значно сильніше за електронний (за усіх інших рівних умов)?
3. При якій швидкості електронів магнітна сила від власного магнітного поля пучка компенсує електричну силу, що обумовлює розбухання пучка?
4. Якими способами можна утримати електронний пучок від розбухання?
5. Чим обмежується величина анодного струму у вакуумному діоді?
6. Що таке віртуальний катод у вакуумному діоді?
7. Що таке напруга запирання тріода і чим вона визначається?
8. Які переваги має тетрод порівняно з тріодом?
9. У чому полягає динатронний ефект у тетроді і як його можна подолати?
10. Чим відрізняється пентод від тріодів і тетродів?
11. Як долається динатронний ефект у променевому тетроді?

### Контрольні задачі

1. Підрахувати наскільки розбухне стрічкоподібний пучок однозарядних іонів ксенону ( $A = 131$ ) зі струмом  $I = 1$  мкА/см та енергією іонів 1000 еВ на відстані в 20 см.
2. Електрони в циліндричному електронному пучку прискорені потенціалом у 10 кеВ; підрахувати якою мірою сила власного магнітного поля пучка компенсує електричну силу розштовхування.
3. Електронний пучок, що обертається як ціле навколо своєї осі з кутовою швидкістю  $\Omega = 3,56 \cdot 10^9$  с<sup>-1</sup>, рухається в повздовжньому магнітному полі  $B = 400$  Гс. Радіус пучка  $a = 0,2$  см, енергія електронів 500 еВ. При якому струмі пучка електрична, магнітна та відцентрова сили зрівноважаться на границі пучка?

4. У плоскому вакуумному діоді відстань між електродами  $d = 5$  мм, площа електродів  $S = 0,5 \text{ см}^2$ , напруга на аноді  $U_a = 200$  В. Якою буде величина анодного струму?

5. У діоді (з попередньої задачі) струм емісії катода  $I_{em} = 0,2$  А. На якій відстані від катода буде розташований потенціальний мінімум (віртуальний катод) і якою буде його глибина? Температура катода  $T_K = 2700$  К.

6. У діоді, описаному в задачі 4, на малій відстані від катода розташована сітка з прозорістю  $D = 0,02$ . Отже діод перетворений на тріод. Анодна напруга  $U_a = 200$  В. Якою буде напруга на сітці, при якій тріод запирається? Якими будуть внутрішній опір  $R_i$  і крутість  $S$  тріода при  $U_C = -1$  В? Яким буде при цьому анодний струм?

7. Яким має бути коефіцієнт підсилення тріода з попередньої задачі, якщо його навантажити опором  $R_a = 5$  кОм? Якою має бути при цьому напруга живлення?

8. У тетроді з плоскими електродами відстань між екранною сіткою та анодом становить  $d = 5$  мм. Площа електродів  $S = 1 \text{ см}^2$ . Потенціали анода та екрана однакові й дорівнюють  $U_a = 100$  В. Якою має бути густина анодного струму, щоб заглушити вторинно-електронну емісію з анода. Вважати, що початкова енергія вторинних електронів не перевищує 20 еВ.

## 6. ЕМІСІЙНА ЕЛЕКТРОНІКА

*Емісійна електроніка*, тобто наука про сукупність явищ, пов'язаних з виходом електронів з поверхні твердого тіла у вакуум, є частиною загальної науки про приповерхневі явища на межі твердого тіла. Слід відзначити надзвичайно велике значення поверхні і поверхневих явищ для роботи приладів електроніки. Сучасна електроніка використовує поверхневі явища або явища, що створюються під впливом наявної поверхні, більш як у 90 % реальних приладів. З іншого боку, емісійні явища є основою сучасної діагностики твердого тіла, стану його поверхні та роботи різноманітних приладів, і не лише електронних.

### 6.1. ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ МЕТАЛІВ

Із курсу загальної фізики відомо, що при нагріванні до високих температур метали і напівпровідники набувають властивість випускати (емітувати) електрони. Природа цього явища полягає в тому, що електрони, які утворюють у кристалічній ґратці речовини електронний газ, набувають при нагріванні енергії достатньої для того, щоб подолати сили, які їх утримують в об'ємі твердого тіла. Вони випаровуються в оточуючий простір (наприклад у вакуум) подібно до того, як випаровуються нейтральні атоми й молекули з поверхні нагрітої рідини або твердого тіла. Слід підкреслити, що термоелектронна емісія, на відміну від інших емісійних явищ, є процесом рівноважним.

Явище термоелектронної емісії було відкрито Едісоном і докладно вивчене на початку XX ст. Річардсоном, котрий і встановив його основні закономірності. Формула для термоелектронної емісії з металів, одержана Річардсоном і яка має його ім'я, має такий вигляд:

$$j_e = AT^2 e^{-\frac{e\phi}{kT}}, \quad (6.1)$$

де  $j_e$  – густина струму емісії,  $T$  – температура,  $e$  – заряд електрона,  $k$  – постійна Больцмана,  $A$  – константа, що залежить від роду речовини,  $e\phi$  – робота виходу, тобто робота, яку має виконати електрон для виходу назовні з емітуючої поверхні (далі будемо називати цю поверхню *катодом*) у стан з рівною нулю кінетичною енергією і при тому віддалитися на відстань, значно більшу від характерного розміру кристалічної ґратки емітуючого тіла.

Природа сил, які утримують електрон і протидіють його виходу з катода досить ясна. При виході електрона з металу на поверхні останнього утворюється індукований позитивний поверхневий заряд (рис. 6.1). Оскільки силові лінії електричного поля мають входити в поверхню металу нормально, структура і величина поля будуть такими самими, як від по-

III сем. 1 Енерг.

зитивного заряду, що рівний за величиною заряду електрона і віддалений від поверхні на таку ж відстань  $x$ , як і сам електрон (тобто  $e$ , начебто, його дзеркальним відображенням). Сила, що діє на наш електрон від такого дзеркального відображення, дорівнює

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0(2x)^2}, \quad (6.2)$$

а енергія, яку необхідно витратити, щоб перемістити електрон з відстані  $x = r$  до  $x = \infty$ , дорівнює

$$E = \int_r^\infty F(x)dx = -\frac{1}{4\pi\epsilon_0} \int_r^\infty \frac{e^2}{4x^2} dx = \frac{e^2}{16\pi\epsilon_0} \frac{1}{r}. \quad (6.3)$$

На жаль, взяти цей інтеграл у межах від 0 до  $\infty$  і визначити таким чином роботу виходу не вдається, оскільки при  $r$  порядку міжатомних відстаней  $r_0$  формулою (6.2) користуватися вже не можна<sup>1</sup>. Але для  $r \gg r_0$  хід потенціалу має вигляд гіперболи й досить вірно описує цей випадок (рис. 6.2).

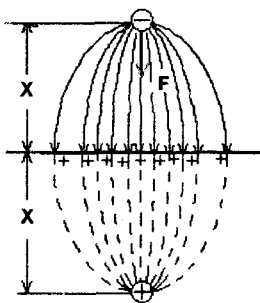


Рис. 6.1

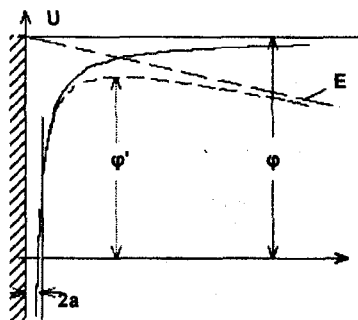


Рис. 6.2

На практиці як матеріал для металевих катодів застосовується зазвичай вольфрам. Хоча робота виходу в нього досить велика ( $e\phi \approx 4.5$  eВ), але він може бути без шкоди нагрітий до велими високих температур порядку 2600–2800 K і дає досить сильну емісію.

<sup>1</sup> На відстанях порядку періоду кристалічної ґратки взаємодія електрона з твердим тілом описується квантовою механікою (обмінно-кореляційними силами). Крім того, у роботу виходу значний внесок дає подвійний електричний шар, що утворюється на поверхні внаслідок незбіжності просторових розподілів позитивного й негативного (електронного) зарядів.

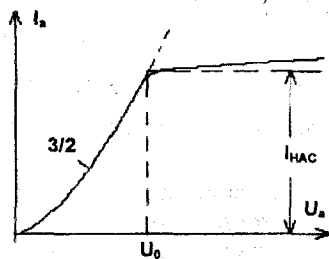


Рис. 6.3

Щоправда, у сильних електричних полях вдається спостерігати деяке подальше невелике зростання густини емісійного струму  $j_e$  (порівняно з формулою (6.1)), обумовлене так званим ефектом Шотткі (рис. 6.3). Він полягає в тому, що сильне електричне поле  $E$  у поверхні катода може дещо знизити роботу виходу (рис. 6.2, пунктир) до величини  $\phi' < \phi$ .

## 6.2. АВТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

При напруженості електричного поля  $E$  більше як  $10^6$  В/см крім додаткової емісії, яка обумовлена ефектом Шотткі (електрон 1 на рис. 6.4), спостерігається також значне збільшення емісійного струму за рахунок тунелювання електронів з порівняно низькими енергіями (електрон 2) через потенціальний бар'єр, що утворюється біля поверхні катода. Це явище має назву автоелектронної емісії. Слід підкреслити, що при автоелектронній емісії з катода виходять не електрони, які знаходяться на "хвості" функції розподілу і мають енергію вищу за висоту потенціального бар'єра, а основна маса електронів, що мають енергію порядку  $W$  – енергії, яка відповідає рівню Фермі.

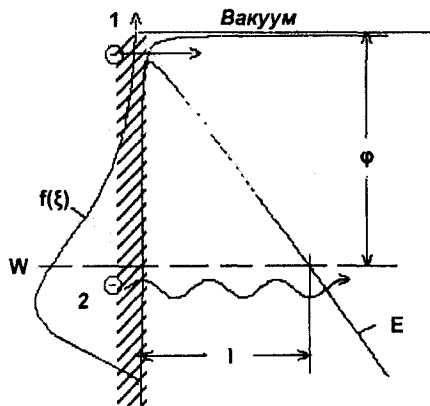


Рис. 6.4

Автоелектронна емісія починається тоді, коли ширина потенціального бар'єра  $l = \phi / E$  для енергій  $W$ , що відповідає рівню Фермі, стає сумір-



ною з дебройлівською довжиною хвилі  $\lambda = \frac{h}{mv}$  для електронів з цією енергією. Наприклад, для вольфраму, у якого  $\phi = 4.52$  еВ, а  $W = 5.8$  еВ, поклавши  $l \approx 3\lambda$ , одержуємо напруженість поля  $E_k$  потрібну для автоелектронної емісії порядку  $\geq 3 \cdot 10^7$  В/см.

Слід підкреслити, що на відміну від інших видів емісії, які можуть бути описані в межах класичних уявлень, автоелектронна емісія й тунелювання електронів крізь потенціальний бар'єр є суто квантовомеханічними явищами.

Потрібне для автоелектронної емісії велике значення напруженості поля  $E_k$  на поверхні катода можна створити, наприклад, у системі, що складається із сферичного анода з радіусом  $r_a$  і сферичного вістря катода з радіусом кривини  $r_k$  (рис. 6.5). У такій системі

$$E_k = \frac{r_a}{r_k(r_a - r_k)} U_a \approx \frac{U_a}{r_k},$$

де  $U_a$  – напруга на аноді. Можна оцінити, що при  $U_a = 3$  кВ одержати  $E_k \approx 3 \cdot 10^7$  В/см можна при радіусі катода в 1 мкм, що цілком реально. Якщо зробити анодну сферу скляною і нанести на її внутрішню поверхню провідний і люмінесцентний шар, можна візуально спостерігати картину розподілу густини емісійного струму з поверхні вістря. При  $r_a = 10$  см збільшення зображення буде порядку  $10^5$  разів. Такий прилад має назву автоелектронного проектора.

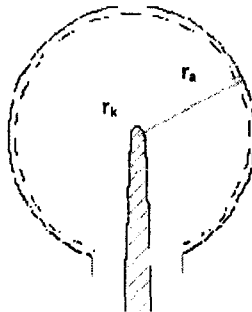


Рис. 6.5.

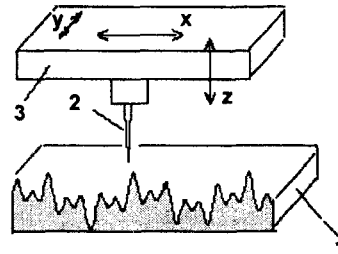


Рис. 6.6.

Оскільки для тунельного проходження через потенціальний бар'єр електрон не потребує додаткової енергії, автоелектронна емісія є най-

більш економним різновидом емісії, що має велике значення для сучасної емісійної електроніки.

На основі явища автоелектронної емісії також працює такий цікавий прилад, як скануючий тунельний мікроскоп (рис. 6.6). У ньому над поверх-

нею зразка (1) на відстані порядку  $3-10 \text{ \AA}$  рухається мініатюрне вістря (2). До нього по відношенню до зразка прикладається напруга порядку кількох мілівольтів (до одного вольт). Цього буває достатньо для створення струму автоелектронної емісії порядку кількох наноамперів. Вістря закріплене на платівці з п'єзокристала (3).

При прикладанні до п'єзокристала напруги можна рухати вістря в трьох координатах, змінюючи відстань від вістря до поверхні зразка та рухаючи вістря у двох координатах паралельно до цієї поверхні (скануючи зразок). При такому скануванні можна за величиною автоемісійного струму судити про рельєф сканованої поверхні з роздільною здатністю

порядку одного ангстрема по  $x$  та  $y$  і  $0.1 \text{ \AA}$  по  $z$ . Це дозволяє бачити окремі атоми, з яких складається поверхня зразка, спостерігати їх адсорбцію на поверхні та пересування по поверхні тощо. Скануючий тунельний мікроскоп є потужним експериментальним засобом сучасної фізичної електроніки та суміжних з нею областей.

Інше новітнє застосування автоелектронної емісії полягає у спробах створення плоских екранів для телевізорів і моніторів. З цією метою над поверхнею люмінофору роблять велику кількість мініатюрних вістрь, розташованих по рядках і стовпцях. Кожне таке вістря забезпечує створення одного пікселя, тобто точки зображення. Для відтворення яскравої точки зображення на відповідний стовпець подається напруга в кілька сотень вольтів. Одночасно така сама напруга подається на відповідний рядок; величина цієї напруги має відповідати яскравості створюваної точки. Ця напруга додається до попередньої і таким чином вістря, що знаходиться на перехресті активованого рядка та стовпця, набуває сумарного потенціалу, який є достатнім для створення автоемісійного струму в кілька мікроамперів. Цього буває досить для того, щоб область люмінофору, яка розташована під вістрям, яскраво засвітилась. Скануючі напруги на рядках і стовпцях і створюють зображення на екрані.

### **6.3. ПЛІВКОВІ ТЕРМОКАТОДИ**

Емісійну здатність вольфрамового термокатада можна істотно збільшити, наносячи на його поверхню плівку з атомів електропозитивної речовини, наприклад, барію або торію.

Висаджені на поверхні катада атоми поляризуються, стаючи диполями й утворюючи подвійний електричний шар (рис. 6.7), який знижує роботу виходу на величину

$$\Delta\varphi = \frac{N_d p}{\varepsilon_0} = \frac{N_d e l}{\varepsilon_0},$$

де  $N_d$  – кількість атомів на одиницю поверхні катода,  $p$  – їх дипольний момент. Можна легко оцінити, що при  $N_d \approx 10^{14} \text{ см}^{-2}$  (моноатомний шар) і  $l \approx 10^{-8} \text{ см}$  (характерний розмір атома) робота знизиться на  $\Delta\varphi \approx 1-2 \text{ еВ}$ . За рахунок тунельного ефекту електрони легко долають такий потенціальний бар'єр товщиною  $l$  і висотою  $\Delta\varphi$ .

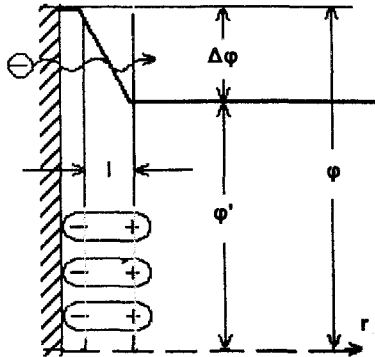


Рис. 6.7

На жаль, сильно нагрівати такий термокатод не можна, оскільки зі збільшенням температури атоми, що утворюють плівку, починають десорбувати, випаровуватись, і плівка, так би мовити, злітає. Злітає вона поволі й при нормальній температурі катода. Тому для поповнення кількості атомів на поверхні активна речовина має бути введена в об'єм матеріалу катода, звідки вона поступово дифундує на поверхню. Торій додають у вольфрам як легуючу домішку, а барій-вольфрамові катоди виготовляють з губчастого вольфраму, просякненого барієм. Запас барію може бути достатнім для довготривалої роботи термокатада. Такі Ва-W-катоди мають назву L-катодів і часто застосовуються в сучасних потужних електровакуумних приладах.

#### 6.4. НАПІВПРОВІДНИКОВІ ТЕРМОКАТОДИ

У напівпровідниках концентрація вільних електронів на кілька порядків менша, ніж у металах. Тому, слід очікувати, що сили дзеркального електростатичного зображення будуть значно меншими, і робота виходу в напівпровідникових матеріалів має бути нижчою, ніж у металів.

Але мала концентрація електронів у зоні провідності означає, що малою буде й кількість "кандидатів" на вихід – вільних електронів, які можуть брати участь у термоemisії. Тобто, слід потурбуватися про те, щоб концентрація електронів у зоні провідності була достатньою. Це можна зробити шляхом введення донорної домішки.

Таким чином термоemisія у напівпровідниках відбувається, так би мовити, у два етапи: спочатку слід перевести електрон із зв'язаного стану в зону провідності – на це витрачається робота  $e\mu$ , що має назву *внутрішньої роботи виходу*. Далі електрон із зони провідності повинен вийти у вакуум, на що витрачається робота  $e\chi$  – зовнішня робота виходу. Загальна робота виходу є сумою  $e\mu$  і  $e\chi$ .

Хоча напівпровідникових матеріалів існує превелика кількість (набагато більше, ніж чистих металів), практичне застосування дістав лише один із них – оксид барію – BaO. Він найкраще поєднує термоелектронні властивості з термостійкістю, довговічністю та технологічністю. Оксидні катоди набули великого поширення й є основним видом термокатодів у сучасних малопотужних електровакуумних приладах.

Донорною домішкою в барій-оксидних катодах є металічний барій, який утворюється за рахунок термічної дисоціації BaO. Ці ж барієві атоми, продифундувавши на поверхню, утворюють на ній плівку, що знижує зовнішню роботу виходу. Загальна робота виходу в сучасних оксидних катодах становить 1.0–1.5 еВ і є найнижчою серед усіх опанованих промисловістю термокатодів. Оксидний термокатод працює при температурі 1000–1100 К і дає густину струму emisії 0.1–1.0 А/см, а також має найвищу серед катодів ефективність, тобто відношення струму emisії до потужності, що витрачається на нагрівання катода.

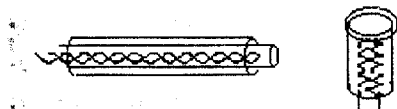


Рис. 6.8

Конструктивно оксидний катод являє собою нікелеву трубку або циліндр (кern), на поверхню яких нанесений тонкий шар оксиду барію. Kern підігрівається зсередини підігрівачем – ізолюваною вольфрамовою спіралькою (рис. 6.8).

Технологія виготовлення доброго оксидного катода – досить складний і тонкий процес, а сам катод являє собою вельми ніжний об'єкт. Він легко втрачає свої високі якості при необережній експлуатації: перегрівання, недогрівання або потрапляння на нього хімічно активних газів (наприклад, кисню або пари води).

Оксидні катоди були винайдені ще на початку XX ст. Венельтом, але на напівпровідниковий характер їх термоemisії вперше вказав у 30-ті рр. засновник кафедри фізичної електроніки в Київському університеті проф. Н.Д. Моргуліс.

## 6.5. ФОТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

Явище фотоелектронної емісії полягає у випусканні електронів з поверхні твердих тіл під дією квантів електромагнітного випромінювання (фотонів). Під таким випромінюванням зазвичай розуміють видиме світло, ультрафіолетове, рентгенівське або інфрачервоне випромінювання. Справа полягає в тому, що квант світла потрапляючи на фотокатод збуджує в його матеріалі електрони, передаючи їм свою енергію. Якщо енергія таких збуджених електронів достатньо велика і перевищує роботу виходу, то вони зможуть вийти із фотокатода. Таким чином, необхідною умовою фотоемісії є вимога, щоб енергія кванта була більшою за роботу виходу  $h\nu > e\phi$ . Якщо ця нерівність виконується, то фотоелектрон що вийшов з катода, може мати надлишкову кінетичну енергію  $W \leq h\nu - e\phi$ . Рівність  $h\nu = e\phi$  визначає

мінімальне значення частоти світла  $\nu_{\min} = \frac{e\phi}{h}$ , починаючи з якої можлива фотоемісія.

Ця частота (або відповідна їй довжина хвилі  $\lambda_{\max} = c/\nu_{\min}$ ) має назву *червоної межі фотоефекту*. Для більшості металів, у яких  $e\phi$  порядку 3–5 еВ, червона межа припадає на короткохвильову частину видимого спектра або на ближній ультрафіолет.

Фотоефект є результатом трьох послідовних процесів: поглинання фотона і поява електрона з високою (порівняно з середньою) енергією, рух цього електрона до поверхні, протягом якого частина енергії може втратитися на зіткнення з іншими електронами, виходу електрона з поверхні назовні. Кількісною характеристикою фотоефекту є квантовий вихід  $Y$  – кількість емітованих електронів, що припадає на один фотон, який впав на поверхню.

У металах глибина, на якій поглинаються фотони з енергіями порядку кількох електрон-вольтів, становить  $\approx 10^{-5} - 10^{-6}$  см, тоді як довжина вільного пробігу електронів  $\approx 10^{-6} - 10^{-7}$  см. Тому більшість збуджених електронів втрачають свою енергію, не дійшовши до поверхні, і квантовий вихід у металах становить лише  $\approx 10^{-4} - 10^{-5}$ . Тільки при  $h\nu \approx 10 - 20$  еВ (м'який рентген)  $Y$  може досягати величини порядку  $10^{-2} - 10^{-1}$ .

У напівпровідниках електрони збуджуються із заповненої зони й тому енергія, що необхідна для їх виходу, становить  $W > W_g + e\chi$ , де  $W_g$  – ширина забороненої зони, а  $e\chi$  – зовнішня робота виходу<sup>2</sup>. Оскільки концентрація вільних електронів у напівпровіднику невелика (порівняно з металами), то збуджений електрон може дійти до поверхні з малими втратами енергії. Враховуючи ще й те, що зовнішня робота виходу з на-

<sup>2</sup> Можливе збудження електронів і з домішкових рівнів.

півпровідників порівняно невелика, слід очікувати, що квантовий вихід з них може бути значно більший, ніж у металів.

Практичне застосування знаходять два види ефективних напівпровідникових фотокатодів: киснево-цезієвий (срібно-киснево-цезієвий) і сурм'яно-цезієвий. У киснево-цезієвому фотокатоді робочою речовиною є оксид цезію  $\text{Cs}_2\text{O}$  донорно легований атомами цезію і висадженим на срібній підкладинці. Зовнішня робота виходу становить  $e\chi = 0.3$  еВ, а внутрішня робота виходу з домішкових рівнів цезію  $e\epsilon_i \approx 0.8$  еВ, так що загальна робота виходу становить  $e\phi \approx 1.1$  еВ. Це відповідає червоній межі

$\lambda_{\max} \approx 12000 \text{ \AA}$  або 1.2 мкм, яка лежить таким чином у ближній інфрачервоній області. Максимальний квантовий вихід припадає на  $\lambda \approx 0.8$  мкм і ви-  
являється близьким до 1 %.

Сурм'яно-цезієвий фотокатод утворюється напівпровідником  $\text{SbCs}_3$ . Зовнішня робота виходу знижується за рахунок моноатомної плівки цезію на поверхні; загальна робота виходу становить  $e\phi \approx 1.9 - 2.0$  еВ. Це більше, ніж у киснево-цезієвого фотокатода, але в області максимальної чутливості ( $\lambda \approx 0.3 - 0.4$  мкм) квантовий вихід  $\text{Sb-Cs}$  катода може досягати 25–30 %. Такий високий квантовий вихід обумовлюється ефективністю передачі енергії фотонів при їх поглинанні збуджуваними електронами.

Вказані фотокатоди у свій час широко застосовувалися для виготовлення фотоелементів – найпростіших фотоелектронних приладів, що складалися із фотокатода та анода й використовувалися для перетворення світлових сигналів на електричні. Зараз вони витіснені напівпровідниковими фотодіодами, але у складних фотоелектронних приладах (наприклад у передавальних телевізійних трубках – ортіконах, суперортіконах та ін.) фотокатоди продовжують застосовуватися.

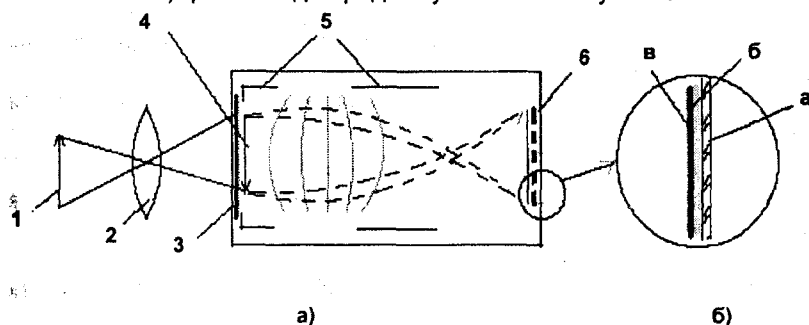


Рис. 6.9

Як приклад сучасного фотоелектронного приладу розглянемо електронно-оптичний перетворювач (ЕОП), який використовується для нічного

бачення або в приладах для візуалізації невидимого оком зображення в УФ або ІЧ променях (рис. 6.9, а).

Промені від об'єкта 1 за допомогою об'єктива 2 фокусуються на плоский фотокатод 3 і утворюють на ньому оптичне зображення 4. Емітовані фотоелектрони прискорюються та фокусуються за допомогою електроно-оптичної системи, що складається з електродів 5, котрі утворюють імерсійний об'єктив. Електрони фокусуються на люмінесцентний екран 6. Щоб одержати більш яскраве світіння екрана в ЕОП використовується велика прискорююча напруга – порядку кількох десятків кіловольтів.

Щоб одержане світлове зображення не засвітлювало назад на фотокатод, люмінесцентний шар "б" нанесений на скло "а" покривається тонкою плівкою алюмінію "в" непрозорою для світла, але прозорою для прискорених електронів. (рис. 6.9, б).

У видимому світлі подібний ЕОП дає збільшення яскравості зображення в кілька десятків разів. Застосування фотокатодів чутливих до УФ або ІЧ випромінювання дозволяє спостерігати об'єкти в цих променях. Послідовне з'єднання кількох ЕОП дає підсилення яскравості в  $10^5 - 10^6$  разів і дозволяє вільно спостерігати об'єкти за умов слабого нічного освітлення.

## 6.6. ВТОРИННО-ЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

Вторинно-електронна емісія (ВЕЕ) – це випускання електронів тілом при його бомбардуванні потоком первинних електронів. Процес вторинної емісії дещо нагадує процес фотоелектронної емісії. Первинні електрони потрапляючи в речовину, збуджують там електрони і передають їм частину своєї енергії. Набувши енергії, збуджені електрони дифундують до поверхні, частково витрачаючи на цьому шляху свою енергію. Якщо, дійшовши до поверхні, вони зберігають енергію, достатню для подолання роботи виходу, то зможуть вийти назовні й стати таким чином вторинно-емітованими електронами.

Енергетичний спектр вторинних електронів дозволяє умовно поділити їх за природою на три групи (рис. 6.10):

- 1) пружно відбиті електрони, які мають ту саму енергію  $E_0$ , як і первинні;
- 2) непружно відбиті електрони, які втратили частину своєї енергії на збудження електронних станів атомів речовини;
- 3) справжні вторинні електрони.

Відповідно до цього коефіцієнт  $\sigma$  вторинної електронної емісії можна

поділити на три компоненти:  $\sigma = \frac{i_2}{i_1} = r + \eta + \delta$ , де  $i_1$  та  $i_2$  – струми пер-

винних і вторинних електронів;  $r, \eta, \delta$  – коефіцієнти для пружно і непружно відбитих електронів та справжніх вторинних електронів.

Енергетичний спектр непружно відбитих електронів (область 2 на рис. 6.10) являє собою складну немонотонну залежність. Цей спектр несе на собі "відбиток" структури електронних енергетичних рівнів атомів речовини, що складають її поверхню. Звідси можна судити про природу емітуючого тіла та електронні стани атомів поблизу його поверхні. Такий спосіб фізичних досліджень речовини є новим науковим напрямком дослідження стану поверхонь і називається "іонізаційною спектроскопією".

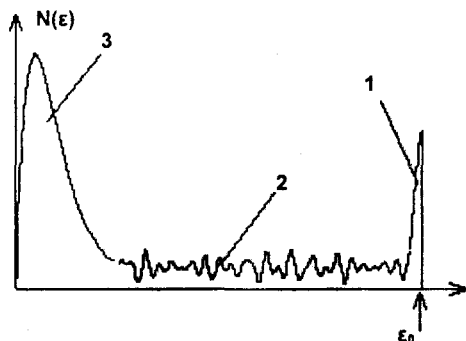


Рис. 6.10

Залежність коефіцієнтів  $\sigma$  і  $\delta$  від енергії первинних електронів має вигляд характерної кривої з максимумом (рис. 6.11), який припадає для металів на енергії порядку 0.5–1.5 кеВ. Вигляд цієї кривої пояснюється тим, що із зростанням енергії первинних електронів  $\epsilon_0$  в об'ємі речовини утворюється, природно, все більша й більша кількість збуджених електронів. Але, з іншого боку, із збільшенням  $\epsilon_0$  первинні електрони все далі проникають у глибину речовини, і збудженим там електронам стає все складніше дійти до поверхні, зберігши достатню енергію для виходу у вакуум. Вони витрачають енергію переважно на співудараннях із вільними електронами речовини. Для металів глибина проникнення первинних електронів  $\lambda$  при  $\epsilon_0$  порядку кількох сотень або тисяч еВ становить кілька десятків ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  та  $\delta_{\max}$  лежать у межах від 0.5 до 2.0.

Діелектрики та напівпровідники також здатні до вторинно-електронної емісії. У діелектриках відсутні вільні електрони й тому збуджені електрони, що виникли в об'ємі, можуть дістатися до поверхні майже не витративши своєї енергії. У діелектриках довжина вільного пробігу збуджених електронів становить сотні ангстремів, а  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Здавалося б, діелектрики можуть бути ефективними вторинно-



електронними емітерами. Але в стаціонарному режимі ВЕЕ діелектриків ускладнюється зарядженням їх поверхні. При енергії  $\epsilon_0 < \epsilon_a$  (рис. 6.12) величина  $\delta < 1$  і діелектрик заряджається негативно, оскільки кількість електронів, що потрапляють на нього більша за кількість тих, що його залишають. Утворюється гальмівне поле та енергія первинних електронів, що досягають поверхні емітера, знижується до нуля. При  $\epsilon_a < \epsilon < \epsilon_b$  величина  $\delta > 1$  і поверхня заряджається позитивно аж до потенціалів, що відповідають  $\epsilon_b$  для  $\delta = 1$ . При  $\epsilon > \epsilon_b$  знову ж  $\delta < 1$  і поверхня заряджається первинними електронами до тих пір, доки їх енергія при потрапленні на поверхню не знизиться до  $\epsilon_b$ . Таким чином, точка *A* на рис. 6.11 нестійка, а точка *B* – стійка. Отже, величина  $\sigma$  у діелектриках у стаціонарному режимі завжди буває рівною одиниці.

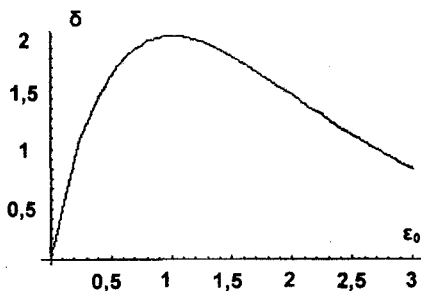


Рис. 6.11

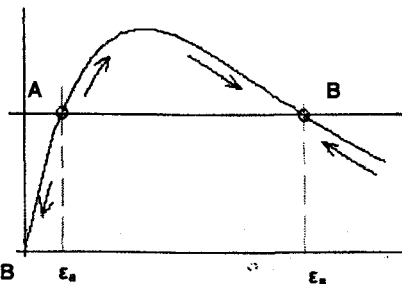


Рис. 6.12

У напівпровідниках зарядження поверхні проявляється слабшкішою мірою і в них  $\sigma_{\max}$  може досягати кількох десятків. Такі речовини мають назву *ефективних вторинних емітерів* (наприклад, складний напівпровідник GaP-O-Cs). Цікаво відмітити, що всі речовини, які є ефективними фотоемітерами, є також ефективним вторинно-електронними емітерами. Це досить зрозуміло, оскільки в них втрати енергії збуджених електронів на шляху до поверхні є малими, а також малими є зовнішня та загальна роботи виходу. Ефективним вторинними емітерами бувають також деякі сплави металів (наприклад Mg+Li5%).

Ефективні вторинно-електронні емітери знаходять широке практичне застосування в приладах, що називаються *вторинно-електронними помножувачами* (ВЕП) (рис. 6.13). Такий помножувач являє собою систему з *n* електродів, покритих шаром ефективного вторинно-електронного емітера, і мають назву *динодів*. До кожного наступного диноду прикладається напруга

дещо вища від попереднього. Потік первинних електронів  $i_1$  потрапляє на перший динод  $a_1$  і вибиває з нього потік вторинних електронів  $i_1\sigma$ , котрий потрапляє далі на другий динод  $a_2$  і виходить з нього підсиленням ще в  $\sigma$  разів. Отже, пройшовши через  $n$  динодів електронний потік на колекторі виявляється підсиленням у  $\sigma^n$  разів порівняно із вхідним. При кількості динодів порядку 15–20 коефіцієнт підсилення може досягати  $10^9 - 10^{11}$  разів.

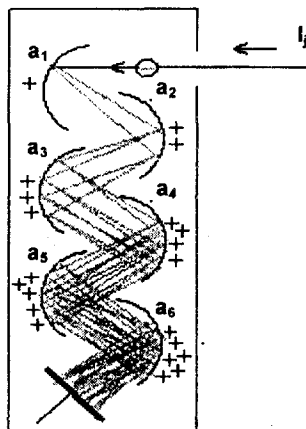


Рис. 6.13

Якщо перший динод є фотокатодом, то такий прилад називають *фотоелектронним помножувачем* (ФЕП). Чудові прилади ВЕП і ФЕП знаходять найширше застосування в техніці фізичного експерименту для реєстрації та вимірювання слабких потоків заряджених частинок або світлових потоків. Окрім надзвичайно великої чутливості, яка обмежується лише флуктуаційними явищами при емісії, ВЕП і ФЕП мають дуже малу інерційність (порядку кількох наносекунд) і дозволяють підсилювати та реєструвати слабкі імпульси струму і світла, утворювані навіть окремими поодинокими електронами або фотонами.

При бомбардуванні електронами аморфних або полікристалічних тіл напрямком вильоту вторинних електронів (наближено) підкоряється закону косинуса. Якщо ж мішенню є монокристал, то для електронів з малими енергіями потік відбитих електронів стає вже сильно залежним від напрямку. Це відбувається через дифракцію повільних електронів на приповерхневому шарі мішені. Картина розподілу напрямків розсіяння таких дифрагованих електронів дозволяє судити про структуру поверхні і плівок адсор-

бованих на ній атомів. Дифракція повільних електронів (ДПЕ) є могутнім методом вивчення структури та стану поверхні монокристалічних тіл. Саме вона була важливим експериментальним доказом хвильової природи електронів у відомих класичних роботах Девіссона і Джермера.

## **6.7. ВЗАЄМОДІЯ ІОНІВ З ПОВЕРХНЕЮ**

### **6.7.1. Вторинна іонно-електронна емісія**

Вторинна іонно-електронна емісія – це випускання електронів поверхнею твердого тіла при бомбардуванні її іонами. Коефіцієнт іонно-електронної емісії позначається як  $\gamma$  і має зміст відношення кількості електронів, що вийшли з поверхні, до кількості іонів, що впали на поверхню. При малих енергіях іонів коефіцієнт  $\gamma$  буває порядку 0.1–0.3 і мало залежить від кінетичної енергії іонів. Енергія, за рахунок якої відбувається емісія електрона, має своїм джерелом процес рекомбінації іона на поверхні твердого тіла. Тому необхідно, щоб енергія іонізації рекомбінуючого іона була принаймні вдвічі більше роботи виходу електрона (оскільки один видобутий електрон емітується, а другий іде на нейтралізацію іона). При енергіях іонів більше кількох сотень електрон-вольтів коефіцієнт  $\gamma$  починає зростати з енергією, оскільки тепер до видобування вторинних електронів починає давати внесок ще й кінетична енергія іонів.

Вторинна іонно-електронна емісія відіграє важливу роль у фізиці газового розряду.

### **6.7.2. Іонне розпорошування**

Окрім вибивання вторинних електронів при іонному бомбардуванні твердого тіла спостерігається ще й руйнування його поверхні. Від неї відділяються й відлітають окремі атоми або навіть цілі фрагменти, що складаються з кількох атомів. Інтенсивність такого розпорошування поверхні зростає із зростанням енергії бомбардуючих іонів.

Іонне розпорошування може бути дуже шкідливим явищем, оскільки призводить до руйнування катодів у приладах з газовим розрядом, де на катод можуть надходити швидкі іони. Але в ряді технологічних процесів іонне розпорошування може бути корисним і застосовується для видалення речовини з поверхні твердого тіла шляхом бомбардування його потоком швидких іонів (іонне травлення). Іонне розпорошування застосовується також для нанесення покриттів шляхом осадження розпорошених атомів на якусь підкладинку. Такі покриття виявляються більш міцними, аніж нанесені шляхом термічного випаровування, оскільки при іонному розпорошуванні частинки, що відлітають, мають значні енергії й міцніше зчіплюються з поверхнею підкладинки.

### 6.7.3. Іонна імплантація

При дуже великих енергіях бомбардуючих іонів порядку кількох кеВ останні можуть проникати в глибину поверхні і залишатися там у вигляді нейтральних атомів, вбудовуючись у кристалічну ґратку або утворюючи в ній локальні дефекти. Це явище називають *іонною імплантацією*. Воно використовується для ряду технологічних цілей: наприклад, за допомогою іонної імплантації можна робити легування поверхневого шару напівпровідника, поліпшувати властивості поверхневого шару металу, збільшуючи його твердість та зносостійкість.

Використовуючи тонкі іонні промені вдається утворювати на поверхні напівпровідникової платівки малюнок з легованих областей. Цей процес застосовують у сучасній мікроелектронній технології для утворення *p-n* переходів. Для цього не потрібно великих доз опромінювання. Наприклад, при бомбардуванні кремнію іонами фосфору з енергією в 50 кеВ глибина проникнення іонів у матеріал мішені становить десятки нм і вже при дозі  $10^{15} \text{ см}^{-2}$  концентрація домішки в шарі товщиною в  $10^{-7} \text{ см}^{-2}$  досягає  $10^{20} \text{ см}^{-2}$ , тобто майже граничної концентрації, яка використовується в технології.

### 6.7.4. Іон-іонна емісія

При іонному розпорошуванні деякі розпорошені частинки (атоми або групи атомів – так звані кластери) можуть відлітати в іонізованому стані. Це явище дістало назву *іон-іонної емісії*.

Сполучення процесу іон-іонної емісії з мас-спектрометрією дає потужний метод для вивчення складу та структури поверхні твердих тіл. Розпорошування поверхні тіл, що при цьому відбувається, дозволяє проводити пошаровий аналіз і здобувати дані про розподіл елементів за глибиною від поверхні. Коефіцієнт іон-іонної емісії залежить від роду бомбардуючих атомів, їх енергії, матеріалу мішені і за порядком величини становить  $10^{-4}$ – $10^{-2}$ .

## 6.8. ТЕРМОІОННА ЕМІСІЯ

У деяких ситуаціях з поверхні нагрітого твердого тіла можуть емітувати не тільки електрони, але й позитивні іони. Це виникає, наприклад, при роботі вольфрамового термокатода в атмосфері пари цезію. Цезій має енергію іонізації (3.89 еВ) меншу, ніж робота виходу вольфраму (4.52 еВ). Тому при адсорбції атома цезію на поверхні вольфраму для

валентного електрона цезію виявляється енергетично вигіднішим залишити атом і ввійти в метал. А на поверхні катода лишається іон  $\text{Cs}^+$ , утримуваний силами електростатичного зображення. Ці іони утворюють плівку, що зменшує роботу виходу термокатода й перетворює вольфрам на ефективний термоемітер (рис. 6.14). Самі іони не дуже міцно тримаються на поверхні й легко випаровуються з неї, утворюючи, таким чином, ефект термічної іонної емісії. На зміну їм з пари надходять нові атоми цезію і плівка з  $\text{Cs}^+$ -іонів на поверхні вольфраму перебуває в стані динамічної рівноваги.

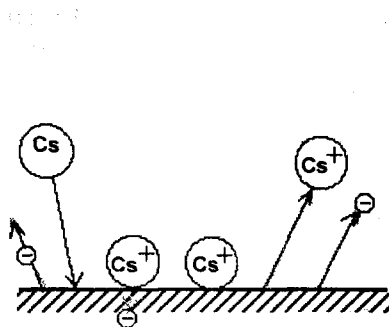


Рис. 6.14

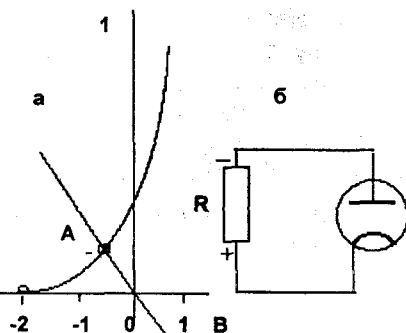


Рис. 6.15

## 6.9. ТЕРМОЕЛЕКТРОННИЙ ПЕРЕТВОРЮВАЧ ЕНЕРГІЇ

Описане вище явище іонізації цезію на поверхні металу використовується на практиці у спеціальних приладах – так званих термоелектронних перетворювачах енергії (ТЕПах), які здатні безпосередньо перетворювати теплову енергію на електричну. ТЕП являє собою діод з розжареним катодом і холодним анодом, наповнений паром цезію. Холодний анод вкривається плівкою іонів цезію та має малу роботу виходу (близько 1 еВ), а режим роботи катода обирається таким, щоб залишаючись досить ефективним термоемітером електронів і іонів, він мав більш високу роботу виходу (наприклад 3 еВ). Тоді між катодом і анодом утворюється контактна різниця потенціалів у 2 В. Вольт-амперна характеристика діода виявляється

зсунутою ліворуч і буде починатися з мінус 2 В (рис. 6.15, а). Якщо тепер між анодом і катодом увімкнути резистор  $R$  (рис. 6.15, б), то через нього потече струм, утворюваний контактною різницею потенціалів, і діод стає джерелом постійного струму. До цього слід додати, що електронний струм між катодом і анодом може бути досить великим, оскільки він не обмежується електронним просторовим зарядом, який компенсується тепер емітованими з катода позитивними іонами. У діоді утворюється так звана синтезована плазма, котра є добрим провідником струму.

### Контрольні запитання

1. Що утримує електрони в металі від виходу з поверхні?
2. Чим відрізняється емісія завдяки ефекту Шоттки від автоелектронної емісії?
3. Чому моноатомні плівки, осаджені на поверхні катода, можуть збільшувати або зменшувати його емісійну здатність?
4. З яких міркувань має обиратися робоча температура плівкового термокатада?
5. Чому зовнішня робота виходу в напівпровідників зазвичай менша, ніж у металів?
6. З яких компонент складається робота виходу оксидного термокатада?
7. Чому метали не бувають ефективними фотоелектронними емітерами?
8. Які вам відомі ефективні фотокатооди? Що вони собою являють? Які їх параметри?
9. З яких компонент складається струм вторинно-електронної емісії? Як їх розрізнити?
10. Які особливості вторинно-електронної емісії з діелектриків?
11. Чому всі ефективні фотоемітери є також ефективними вторинно-електронними емітерами?
12. Які процеси відбуваються при бомбардуванні поверхні металу швидкими іонами?
13. Як працює термоемісійний перетворювач теплової енергії на електричну (ТЕП)?

### Контрольні задачі

1. Розрахувати струм термоемісії, утворюваної відрізком вольфрамового дроту довжиною  $l = 5$  см та діаметром  $d = 0.1$  мм, нагрітого до температури  $T_K = 2700$  К. Термоемісійні параметри вольфраму:  $A = 60$  А см<sup>-2</sup> град<sup>-2</sup>;  $\phi = 4.52$  еВ.

2. Оцінити, при якій напруженості електричного поля  $E$  на поверхні катода з ренію стає істотною автоелектронна емісія? За критерій узяти умову  $l = 3\lambda_e$ , де  $l$  – ширина бар'єра,  $\lambda_e$  – дебройлівська довжина хвилі для електронів, що знаходяться на рівні Фермі. Робота виходу ренію  $e\phi = 4,74$  еВ, рівень Фермі для ренію  $W = 5,82$  еВ.

3. Термокатод із задачі 1 вкрито моноатомною плівкою атомів торію. Поверхнева густина цих атомів  $N = 10^{14}$  см<sup>-2</sup>, плече диполя, утворюваного атомом  $l = 10^{-8}$  см. Наскільки знизиться робота виходу катода?

4. Якій довжині хвилі світла відповідає "червона границя" для алюмінію? Робота виходу алюмінію  $e\phi = 4,23$  еВ.

5. Який фотострум слід очікувати з одиниці поверхні вольфраму, якщо його опромінювати світлом з  $\lambda = 2000$  Å і потужністю потоку  $P = 1$  мВт/см<sup>2</sup>? Квантовий вихід із вольфраму для цієї довжини хвилі прийняти  $10^{-4}$ .

6. У вторинно-електронному помножувачі  $N = 12$  динодів. Кожний з динодів має коефіцієнт вторинно-електронної емісії  $\sigma = 4.5$ . Яким буде загальний коефіцієнт підсилення помножувача? Різниця напруг між суміжними динодами 100 В. Якою має бути напруга живлення помножувача?

7. Оцінити енергію електронів, при якій можлива дифракція цих електронів на поверхні монокристала. Характерний розмір ґратки кристала  $L = 3$  Å.

8. Ефективність іонного розпорошування  $\eta = 0.1$  (тобто десять іонів, що впади на поверхню виб'ють з поверхні один атом). Характерний розмір ґратки кристала  $L = 2$  Å. Скільки часу потрібно, щоб іонний струм густиною  $j = 0.1$  мА/см<sup>2</sup> збив моноатомний шар з поверхні, яку він бомбардує?

9. У діод із вольфрамовим термокатодом введено насичену пару цезію, яка при температурі  $T = 100^\circ\text{C}$  утворює тиск  $p = 0.7$  мм рт. ст. Якою буде густина струму термоіонної емісії з поверхні катода? Вважати, що усі атоми, які торкаються поверхні катода, іонізуються. Атомна вага цезію  $A = 133$ .

## 7. ЕЛЕМЕНТАРНІ ПРОЦЕСИ ПРИ СПІВУДАРЯННЯХ ЧАСТИНОК

Під час руху в газі заряджені частинки (електрони та іони) зазнають зіткнень з атомами і молекулами газу та одні з одними, тобто співударяються. Оскільки атом, молекула або іон – досить складні системи, то процеси, що відбуваються при таких зіткненнях, можуть бути дуже різноманітними. Від цих процесів вирішальною мірою залежить поведінка плазми: виникнення й зникнення частинок, обмін між ними енергією та імпульсом. Тому вивчення таких елементарних процесів є дуже важливим для розуміння явищ, що відбуваються у плазмі та газових розрядах. Зазвичай більшість елементарних процесів є результатом парних співударень частинок, але інколи до розгляду слід притягати ще й треті частинки.

Слід також відзначити, що окрім практичного значення параметрів елементарних процесів для розуміння та розрахунків протікання процесів і у плазмі й газових розрядах, відомості про характер розсіювання частинок при їх співудареннях є одним із основних джерел інформації про будову мікросвіту.

### 7.1. ПАРНІ ПРУЖНІ СПІВУДАРЕННЯ

Пружними називають співударення, при яких загальна кінетична енергія взаємодіючих частинок залишається незмінною. Запишемо рівняння збереження енергії та імпульсу при такому співударенні двох частинок:

$$\frac{1}{2} m u_1^2 + \frac{1}{2} M v_1^2 = \frac{1}{2} m u_2^2 + \frac{1}{2} M v_2^2, \quad (7.1)$$

$$m \vec{u}_1 + M \vec{v}_1 = m \vec{u}_2 + M \vec{v}_2, \quad (7.2)$$

де  $m$  і  $M$  – маси частинок,  $u_1$  і  $v_1$  – їх початкові, а  $u_2$  і  $v_2$  – кінцеві швидкості.

Для простоти розглянемо випадок, коли  $v_1 = 0$  (тобто одна з частинок є початково нерухомою). Рівняння (7.2) спроекуємо на осі паралельно і перпендикулярно до напрямку швидкості  $u_1$  (рис. 7.1).

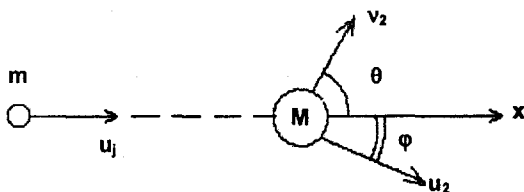


Рис. 7.1



$$mu_1^2 = mu_2^2 + Mv_2^2, \quad (7.1, a)$$

$$\begin{aligned} mu_1 &= mu_2 \cos \varphi + Mv_2 \cos \theta, \\ 0 &= mu_2 \sin \varphi + Mv_2 \sin \theta, \end{aligned} \quad (7.2, a)$$

де  $\varphi$  і  $\theta$  – кути розльоту частинок після співударяння. Найпростішим є випадок центрального удару, коли  $\varphi$  і  $\theta$  дорівнюють нулю. Тоді

$$mu_1^2 = mu_2^2 + Mv_2^2 \quad (7.1, б)$$

$$mu_1 = mu_2 + Mv_2 \quad (7.2, б)$$

Розв'язуючи цю систему рівнянь, одержуємо кінцеві швидкості частинок:

$$u_2 = \frac{m-M}{m+M} u_1; \quad v_2 = \frac{2m}{m+M} u_1. \quad (7.3)$$

Частина енергії, яка буде передана частинці з масою  $M$  після такого співударяння, називають коефіцієнтом акомодатції й позначають як  $\alpha$ :

$$\alpha = \frac{\frac{1}{2} Mv_2^2}{\frac{1}{2} mu_1^2} = \frac{4mM}{(m+M)^2}. \quad (7.4)$$

При нецентральному ударі

$$\alpha = \frac{4mM}{(m+M)^2} \cos^2 \theta. \quad (7.5)$$

Якщо усереднити  $\alpha$ , вважаючи всі кути  $\theta$  рівноймовірними, то усереднене значення коефіцієнта акомодатції дорівнює

$$\bar{\alpha} = 2 \frac{mM}{(m+M)^2}. \quad (7.6)$$

Розглянемо два крайні можливі випадки:

а)  $m = M$ , тобто співударяння частинок з однаковими масами. Тоді  $\bar{\alpha} = 1/2$  і початкова енергія розподіляється в середньому між частинками порівну;

б)  $m \ll M$  – така ситуація виникає, наприклад, при співударянні електрона з масивною частинкою (атомом, молекулою або іоном). Тоді

$\bar{\alpha} = 2 \frac{m}{M} \ll 1$ , тобто частина енергії, що передається масивній частинці, дуже мала, і легка частинка після співударяння відлітає, зберігши майже всю свою енергію.

## 7.2. ІМОВІРНІСТЬ СПІВУДАРЯНЬ. ПОПЕРЕЧНИЙ ПЕРЕРІЗ. ДОВЖИНА ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ

Розглянемо рух потоку частинок у газовому середовищі (рис. 7.2). Потік рухається вздовж осі  $x$  і містить початково  $N_0$  частинок. Концентрація газових молекул  $n_a$ . Якби газового середовища не було, то кількість частинок у потоці зберігалася б незмінною при будь-яких значеннях координати  $x$ , але за рахунок зіткнень з молекулами газу окремі частинки потоку розсіюються й виходять зі спрямованого потоку в різні боки. Потік "худне" в міру свого руху в газі. Можна скласти диференціальне рівняння, що описує цей процес:

$$dN = -N(x)Qdx, \quad (7.7)$$

де  $dN$  – кількість частинок що зазнали розсіювання на відрізку шляху  $dx$ ,  $N(x)$  – кількість частинок у потоці на координаті  $x$ ;  $Q$  – коефіцієнт пропорційності. Розв'язком цього рівняння буде:

$$N(x) = N_0 e^{-Qx}. \quad (7.8)$$

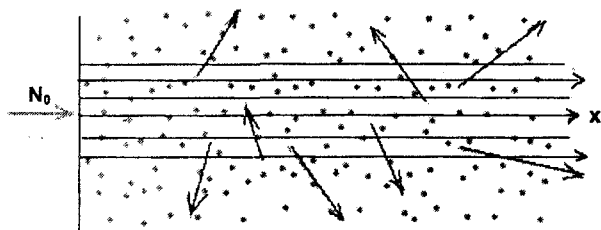


Рис. 7.2

Розмірність величини  $Q$  є зворотною до довжини і ця величина має фізичний зміст імовірності співударень при проходженні частинкою шляху в одиницю довжини (наприклад, 1 см). Зазвичай цю величину називають повним поперечним перерізом співударень. За нею можна визначити деякі похідні величини:

$\lambda = 1/Q$  – середню довжину вільного пробігу;

$\nu = \frac{v}{\lambda} = Qv$  – частоту співударень (тобто кількість співударень за одиницю часу, що зазнала частинка, яка рухається зі швидкістю  $v$ ).

Очевидно, що  $Q$  має бути пропорційним до концентрації молекул газу  $n_a$ , що розсіюють частинки потоку. Звідси випливає величина

$$q = Q / n_a, \quad (7.8)$$

що має розмірність  $\text{см}^2$  і називається *ефективним поперечним перерізом*.



Рис. 7.3

Фізичний зміст  $q$  — це начебто площа, яку являє собою переріз молекули газу для частинки, що з нею співударяється (рис. 7.3). Звичайно для пружних співударень величина  $q$  має порядок  $10^{-15} - 10^{-16} \text{ см}^2$ , що відповідає характерним "розмірам" молекул  $a \approx 10^{-7} - 10^{-8} \text{ см}$ .

Але було б помилково уявляти атом чи молекулу начебто ідеально пружною твердою кулькою з фіксованим радіусом  $a$ , а величину  $q$  вважати деякою константою, оскільки переріз суттєво залежить від характеру сил, що діють між частинками, що стикаються.

### 7.3. ЕФЕКТИВНИЙ ПЕРЕРІЗ ПРУЖНОГО ЗІТКНЕННЯ ЕЛЕКТРОНА З МОЛЕКУЛОЮ ГАЗУ

Ефективний переріз такого співударення істотно залежить від швидкості електрона. Ця залежність має характерний вигляд, подібний до зображеного на рис. 7.4 і складається з двох частин:

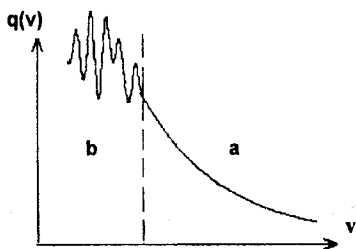


Рис. 7.4

а) для великих швидкостей електронів, коли їх дебройлівська довжина хвилі набагато менша від розмірів молекули

$$\lambda_e = \frac{h}{mv} \ll a \approx 10^{-7} \text{ см}.$$

Тут величина ефективного перерізу  $q(v)$  монотонно спадає зі збільшенням швидкості та енергії електрона;

б) в області малих швидкостей, де  $\lambda_e \approx a$ , ефективний переріз набуває значних величин, але має немонотонний хід. Це обумовлено інтерференційними явищами, коли електронна (дебройлівська) довжина хвилі є сумірною з характерним розміром молекули. Дане явище має назву *ефекту Рамзауера*.

Межа між вказаними областями знаходиться в діапазоні енергій електронів у кілька електрон-вольтів. Наприклад, для атомів деяких інертних

газів (аргону, криптону, ксенону) при енергіях електронів близько одного електрон-вольта поперечний переріз стає зовсім малим.

## 7.4. КУЛОНІВСЬКІ СПІВУДАРЯННЯ

Під кулонівськими співудараннями розуміють розсіювання заряджених частинок на заряджених частинках, тобто  $ee$ -,  $ii$ - та  $ei$ -співударання. Розглянемо, наприклад,  $ei$ -зіткнення, тобто співударання електрона з іоном та оцінимо величину поперечного перерізу цього співударання.

За відсутності кулонівських сил електрон пролетів би повз іон на мінімальній відстані  $r_0$ , яку називають прицільним параметром. Але через кулонівське притягання траєкторія електрона відхилиться на кут  $\chi$ , котрий залежить від  $r_0$ . Сила кулонівської взаємодії дається виразом

$$F = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r^2}.$$

Вона істотно впливає на рух електрона лише поки він знаходиться поблизу іона. Цей час  $T$  приблизно дорівнює  $r_0/v$ , де  $v$  – швидкість електрона. Таким чином, зміна імпульсу електрона при співударанні описується наближеним виразом

$$\Delta(mv) = FT \approx \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_0 v}.$$

При відхиленні траєкторії електрона на великі кути ( $\chi \geq 90^\circ$ ) його імпульс  $mv$  зміниться на величину порядку самого  $mv$ , тобто

$$\Delta(mv) \approx mv \approx e^2 / 4\pi\epsilon_0 r_0 v$$

і відповідний прицільний параметр  $r_0$  виявляється рівним

$$r_0 \approx e^2 / 4\pi\epsilon_0 mv^2.$$

Отже, можна вважати, що налітаючий електрон буде істотно розсіяний іоном при всіх  $r \leq r_0$ , і ефективний поперечний переріз кулонівського розсіювання має дорівнювати

$$q = \pi r_0^2 = \frac{e^4}{16\pi\epsilon_0^2 m^2 v^4}. \quad (7.9)$$

Але таким чином ми враховуємо лише розсіювання на досить великі кути. Дійсно, через далекодію кулонівських сил частинки будуть здебільшого відхилятися на малі кути, і такі співударання можуть дати загальний

внесок набагато більший, ніж розсіяння на великі кути. Тому підрахований вище ефективний переріз кулонівських співударень зазвичай збільшують у  $\Lambda$  разів, де  $\Lambda \approx 10 - 20$ .

Слід підкреслити, що при кулонівських співударяннях  $q$  дуже залежить від швидкості частинок, оскільки величина  $v$  стоїть у знаменнику в четвертому степені.

## 7.5. ЯВИЩА ПЕРЕНОСУ ЗАРЯДЖЕНИХ ЧАСТИНОК У ГАЗІ. ДИФУЗІЯ ТА РУХЛИВІСТЬ

Перенос заряджених частинок у газовому середовищі здійснюється шляхом дифузії або дрейфового руху під дією електричного поля. Дифузія – це нерівноважний процес, що приводить до вирівнювання концентрації частинок по об'єму. За рахунок теплового руху частинки переходять із області, де їх концентрація більша, туди, де вона менша. Потік частинок  $\Gamma$  (тобто, кількість частинок, що проходять за одиницю часу через одиницю площі) визначається градієнтом їх концентрації й для одномірного випадку може бути представлена як

$$\Gamma = -D \frac{dn}{dx},$$

де  $n$  – концентрація частинок, а  $D$  – їх коефіцієнт дифузії. У газах дифузія визначається середньою довжиною вільного пробігу  $\bar{\lambda}$  частинок. Із доведень кінетичної теорії газів, коефіцієнт дифузії визначається формулою

$$D = \frac{1}{3} \bar{\lambda} \bar{v}, \quad (7.10)$$

де  $\bar{v}$  – середня швидкість теплового руху частинок. Отже, коефіцієнт дифузії  $D$  обернено пропорційний до тиску газу, в якому частинки дифундують, і пропорційний до  $\sqrt{T}$ , де  $T$  – температура частинок.

Середній квадрат відстані  $\Delta \bar{x}^2$ , на яку просувається частинка у своєму дифузійному русі за проміжок часу  $\Delta t$ , можна оцінити із загального рівняння дифузії

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

замінивши змінні в похідних їх скінченими приростами. Тоді одержуємо

$$\Delta \bar{x}^2 = D \Delta t. \quad (7.11)$$

Дифузія електронів і іонів у об'ємі, заповненому нейтральними молекулами газу, можна також розглядати як взаємну дифузію, тобто дифузію

одного газу в іншому. При цьому звичайно концентрація електронів або іонів набагато менша від концентрації нейтральних молекул. Рівняння (7.10) залишається справедливим, і в цих випадках коефіцієнти дифузії для електронів та іонів з добрим ступенем наближення дорівнюють

$$D_e = \frac{1}{3} \bar{\lambda}_e \bar{v}_e \text{ та } D_i = \frac{1}{3} \bar{\lambda}_i \bar{v}_i. \quad (7.12)$$

Під дією зовнішнього електричного поля  $E$  заряджені частинки, що знаходяться в газовому середовищі, набувають спрямованого дрейфового руху зі швидкістю  $v_{dp}$ , яка пропорційна електричному полю

$$v_{dp} = \mu E. \quad (7.13)$$

Тут коефіцієнт пропорційності  $\mu$  має назву *рухливості заряджених частинок*. Його величину можна оцінити з таких міркувань: під дією електричного поля  $E$  заряджена частинка із зарядом  $e$  і масою  $m$  набуває за проміжок часу  $\tau$  між двома співудараннями з молекулами газу швидкості

$v = \frac{eE}{m} \tau$ . Отже, середня швидкість цього руху в напрямку поля  $E$  буде

$$v = \frac{1}{2} \frac{eE}{m\nu}, \quad (7.14)$$

де  $\nu = 1/\tau$  — частота співударань зарядженої частинки з молекулами газу. При черговому співударанні заряджена частинка ізотропно розсіюється в довільному напрямку, втрачає набуту спрямовану швидкість і знову набирає її від електричного поля. Таким чином, одержаний вираз (7.14) — це і є дрейфова швидкість зарядженої частинки (електрона або іона) в електричному полі, а їх рухливості можуть бути записані як:

$$\mu_e = \frac{1}{2} \frac{e \bar{\lambda}_e}{m_e \bar{v}_e} \text{ та } \mu_i = \frac{1}{2} \frac{e \bar{\lambda}_i}{m_i \bar{v}_i}, \quad (7.15)$$

де  $m_e$  і  $m_i$  — маси електрона та іона, а частоти співударань  $\nu$  замінені на  $\bar{v}_{e,i} / \bar{\lambda}_{e,i}$ .

Одержаний результат є наближенням. Більш точні теорії, що базуються на статистичному розгляді руху частинок, дають замість наведеного вище коефіцієнта  $1/2$  іншу величину порядку одиниці. Через рухливість можна легко встановити значення конвекційного струму  $j_e$  та електропровідності  $\sigma_e$  електронного газу з концентрацією  $n_e$ , частинки якого рухаються під дією електричного поля  $E$  у нейтральному газі:  $j_e = en_e v_{dp} = en_e \mu E$ ,  $\sigma_e = j / E = en_e \mu$ . Подібні вирази будуть справедливими й для іонів.

Легко довести, що коефіцієнти дифузії і рухливості тісно пов'язані між собою. Дійсно, їх співвідношення дає

$$\frac{D}{\mu} = \frac{\bar{\lambda} \bar{v}}{3} \frac{2m\bar{v}}{e\bar{\lambda}} = \frac{2}{3} \frac{m\bar{v}^2}{e} = 2 \frac{kT}{e},$$

оскільки, за визначенням температури,  $\frac{m\bar{v}^2}{2} = \frac{3}{2} kT$ . Більш точні статистичні розрахунки призводять до вдвічі меншої величини й дають співвідношення, встановлене Ейнштейном, справедливе для будь-яких випадків

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}. \quad (7.16)$$

## 7.6. НЕПРУЖНІ СПІВУДАРЯННЯ

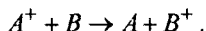
При непружних співударяннях одна (або обидві) із взаємодіючих частинок переходять у якісно інший стан, що має певну потенціальну енергію  $W_n$ . Отже, загальна кінетична енергія взаємодіючих частинок тепер не зберігається, а сам процес непружної взаємодії можна умовно описати формулою



яка показує, що частинка  $B$  після співударяння переходить у новий стан  $B'$ . Оскільки атоми та молекули можуть набувати різних станів  $B'$ , то непружні процеси можуть бути дуже різноманітними.

### 7.6.1. Перезарядження

*Перезарядження* – це обмін взаємодіючих частинок електронами:



При такому співударі іона  $A^+$  з нейтральною частинкою  $B$  електрон переходить від  $B$  до  $A$ . Частинка  $A$  нейтралізується, а частинка  $B$  стає позитивним іоном. Цей процес має резонансний характер і йде ефективніше, якщо енергетичні рівні, між якими відбувається перехід електрона, приблизно однакові. При нестачі або надлишку енергії ймовірність процесу перезарядження різко знижується. Тому перезарядження між молекулою та іоном різних речовин здебільшого малоімовірне. Однак при однорідних молекулах і іонах ймовірність перезарядження близька до одиниці, тобто при кожному газокінетичному зіткненні (тобто торканні частинок) між ними можливий обмін електронами.

За однакових енергій однакових частинок цей процес виявити неможливо, оскільки при перезарядженні взаємодіючі частинки зберігають свою кінетичну енергію і відрізнити їх не вдається. Проте, якщо одна з частинок

має кінетичну енергію набагато більшу, ніж друга (наприклад, швидкість іона  $A^+$  набагато більша від швидкості нейтральної молекули  $B$ ), то після перезарядження утворюється повільний іон  $B^+$  і швидка нейтральна молекула  $A$ . Саме це й є одним із способів одержання потоків швидких нейтральних атомів, який буває потрібним у деяких фізичних експериментах. Для цього потік швидких іонів (які можна легко прискорити в електричному полі) пропускають через камеру з газом, тотожним до іонів. Швидкі іони перезаряджаються на атомах газу й на виході з камери значна їх кількість виявляється перетвореною на швидкі нейтральні атоми. А ті іони, які не зазнали перезарядження, легко відхилити електричними або магнітними полями.

### 7.6.2. Збудження коливних і обертальних рівнів

Такий процес стосується молекул, що складаються з двох і більше атомів, які можуть коливатися або обертатися навколо загального центра ваги (рис. 7.5). Ці рухи можуть бути збудженими при співударянні молекули з якоюсь іншою частинкою – молекулою, атомом, електроном або іоном. Енергія цих рухів є квантованою: для дво- чи триатомних молекул кванти коливних рухів мають енергію порядку десятих часток електрон-вольтів, а для обертальних – порядку сотих електрон-вольтів, тому такі рухи збуджуються легко навіть при дуже малих кінетичних енергіях взаємодіючих частинок та низьких температурах газу. Коливні та обертальні рухи утворюють систему енергетичних рівнів, що відстоять один від одного на величини вказаного вище порядку.

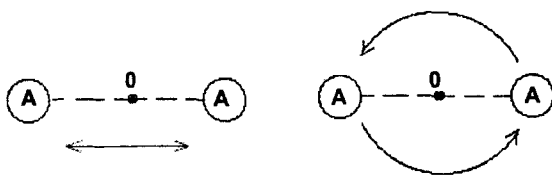


Рис. 7.5

При великій енергії коливань може відбутися розрив молекули – дисоціація, за якої молекула розпадається на окремі атоми. Енергія дисоціації зазвичай становить величину порядку кількох електрон-вольтів. Унаслідок дисоціації часто утворюються так звані радикали – фрагменти молекули, які дуже активні в хімічному відношенні. Наприклад, молекула водню може



розпастися на два атоми  $H_2 \rightarrow H + H$ . Такий атомарний водень виявляється набагато хімічно активнішим за молекулярний. Утворення радикалів знаходить широке застосування у плазмохімії для прискорення хімічних реакцій або здійснення таких реакцій, які за звичайних умов неможливі.

### 7.6.3. Збудження електронних рівнів

Електрони в електричному полі позитивного атомного ядра мають негативну потенціальну енергію  $W_n = -\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r}$ , де  $r$  – відстань від ядра.

Тому квантовані енергетичні рівні зазвичай зображають у вигляді діаграми, що подано на рис. 7.6.

У незбудженому стані електрон перебуває на найнижчому (основному) енергетичному рівні. При співударянні з іншою частинкою  $B$  атому  $A$  може бути передана енергія, таким чином, що один з його електронів, який перебуває в основному стані, може перейти на вищий рівень, що за енергією відрізняється від основного на  $W_a$ .



Зірочкою позначено збуджений атом  $A^*$ , а  $W_B$  – енергія частинки  $B$ , що збуджує. Зрозуміло, що збудження можливе лише при  $W_{B1} > W_a$ . Здебільшого доводиться мати справу зі збудженням атома електронним ударом ( $B \equiv e$ ).

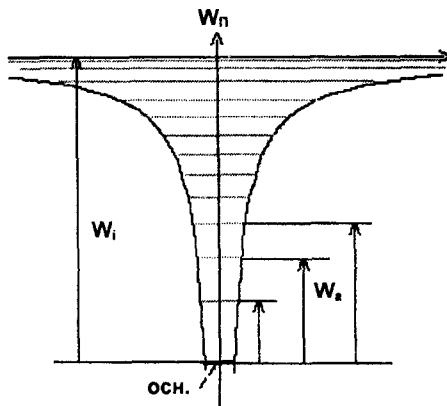


Рис. 7.6

Навіть маючи енергію  $W > W_a$ , електрон не завжди може збудити атом. При такому співударянні завжди існує певна ймовірність цього процесу  $w_a < 1$ , яка сильно залежить від швидкості електрона  $v_e$ . Типову залежність  $w_a(v_e)$  зображено на рис. 7.7, де  $v_e = \sqrt{2W_e/m}$ . Як видно з цього рисунка, при  $v_e < v_a$  збудження неможливе й стає можливим лише, починаючи з  $v_e = v_a$ . Енергія  $W_a$ , що відповідає цій швидкості, становить кілька одиниць або десятків еВ. Найменшу  $W_a$  має перехід з основного стану на найнижчий збуджений (так званий резонансний) рівень. Найменшу енергію такого переходу має атом цезію (1.39 еВ), найбільшу – атом гелію (20.5 еВ). Для всіх інших речовин величина  $W_{a \min}$  лежить у цих межах.

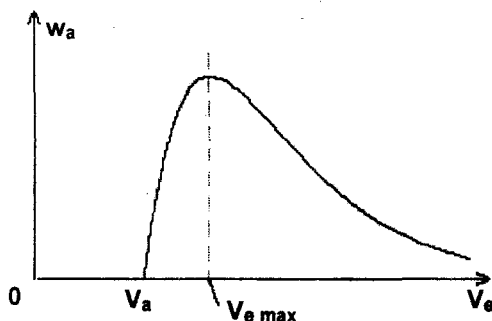


Рис. 7.7

При  $v_e > v_a$  спостерігається швидке зростання  $w_a$ , при  $v_e \text{ max}$  ймовірність збудження сягає максимуму, після цього порівняно повільно спадає. У максимумі величина  $w_a$  зазвичай становить від кількох одиниць до кількох десятків відсотків. З ймовірністю  $w_a$  тісно пов'язана величина поперечного перерізу збудження, яка дорівнює  $q_a = q_{\text{ГК}} w_a$ , де  $q_{\text{ГК}}$  – газокінетичний переріз атома.

У плазмі, де концентрація атомів  $N_A$ , концентрація вільних електронів  $n_e$ , а їх середня швидкість  $\langle v_e \rangle$ , вихід процесу збудження  $z_a$  (тобто кількість актів збудження атомів у  $1 \text{ cm}^3$  за 1 с) дорівнює

$$z_a = q_a N_A n_e < v_e >. \quad (7.18)$$

У збудженому стані атом може перебувати  $\tau_a \approx 10^{-7} - 10^{-9}$  с, після чого він самочинно (спонтанно) повертається в попередній стан, випускаючи квант світла  $A^* \rightarrow A + h\nu$ , де  $h\nu = W_a$ . У рівноважному стані кількість актів збудження повинна дорівнювати кількості актів випромінювання квантів. З цих міркувань можна оцінити концентрацію збуджених атомів, яка має дорівнювати

$$n_a^* = z_a \tau_a. \quad (7.19)$$

Звичайно час перебування атомів у збудженому стані невеликий і їх концентрація  $n_a^*$  також невелика, але існують так звані *метастабільні рівні*, з яких такі самодовільні випромінювальні переходи заборонені. Збуджені на подібні рівні атоми можуть перебувати в такому стані досить довгий час і виходити з нього переважно під дією зовнішніх сил (наприклад, при зіткненні з іншою частинкою). Отже, як видно із формули (7.19), концентрація таких метастабільних атомів може сягати досить великих значень.

Іони та атоми також можуть своїми ударами збуджувати інші атоми. Для них максимум  $w_a$  досягається за тих самих швидкостей, як і для електронів, але це відповідає набагато більшим енергіям.

#### 7.6.4. Іонізація

Якщо енергія частинки  $B$ , що налітає, більша за енергію зв'язку електрона з атомом  $E_i$ , то електрон може бути відірваним від атома



і стає самостійною вільною частинкою, а атом, втративши свій електрон, стає позитивним іоном. Цей процес називають *іонізацією*. При цьому частина енергії  $W_{B1}$  витрачається на іонізацію атома ( $W_i$ ) та на надання звільненому електрону кінетичної енергії  $W_e$ .

Найчастіше іонізація атомів виникає завдяки співударянню з електроном ( $B \equiv e$ ), тоді ця реакція матиме вигляд  $A + e \rightarrow A^+ + 2e$ . Ефективний поперечний переріз іонізації  $q_i = q_{\text{ГК}} w_i$ , де  $w_i$  – ймовірність акту іонізації. Величина  $w_i < 1$  і залежить від швидкості (енергії) електрона, що налітає. Залежність  $w_i(v_e)$  якісно має вигляд, подібний до  $w_a(v_e)$  (рис. 7.7): швидке зростання, максимум і подальше плавне спа-

дання. Максимум імовірності іонізації належить для більшості речовин околу 100 еВ, де вона може сягати кількох десятків відсотків. Імовірність іонізації непогано апроксимується формулою

$$w_i = \alpha(W - W_i) \exp\left(-\frac{W - W_i}{\beta}\right)$$

для  $W > W_i$ , де параметри  $\alpha$  і  $\beta$  залежать від типу газу.

Найменшу енергію іонізації має знову ж таки цезій (3.87 еВ), а найбільшу – гелій (24.5 еВ). Можлива також і багатократна іонізація, коли від атома послідовно відриваються кілька електронів, унаслідок чого утворюється багатозарядний іон. Але енергія, необхідна потрібна для відривання кожного наступного електрона, набагато більша, ніж для попереднього, тому створення багатозарядних іонів – досить складний процес.

### 7.6.5. Східчасті процеси

Збудження та іонізація атомів може відбуватися не лише з найнижчого (основного) стану, але й з будь-якого збудженого рівня. Таке східчасте збудження атома електронним ударом можна описати формулами

$$A^* + e \rightarrow A^{**} + e \quad W_{e1} = W_{e2} + (W_a' - W_a),$$

де  $A^*$  – атом, збуджений на якійсь рівень, а  $A^{**}$  – збуджений з цього рівня на ще вищий;  $W_a$  і  $W_a'$  – енергії цих рівнів,  $W_{e1}$  і  $W_{e2}$  – початкова та кінцева енергії збуджувального електрона. У граничному випадку це може бути східчаста іонізація

$$A^* + e \rightarrow A^+ + 2e, \quad W_{e1} = W_{e2} + (W_i - W_a) + W_e.$$

Очевидно, що збудження з одного із високих рівнів або іонізація з таких рівнів потребує меншої енергії, ніж збудження або іонізація з основного рівня. Але ймовірність того, що атом, який перебуває короткий час у збудженому стані  $A^*$ , зазнає за цей час зіткнення з електроном, звичайно не дуже велика. Ця ймовірність зростає у двох випадках:

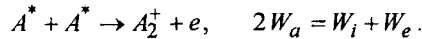
- у плазмах з великою концентрацією електронів або
- якщо вихідний стан атома є метастабільним.

В обох цих випадках вихід східчастих процесів різко зростає і їх внесок може набагато перевищувати кількість актів збудження або іонізації з основного стану.

### 7.6.6. Деякі особливі випадки іонізації

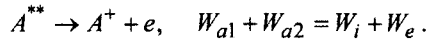
Окрім розглянутих вище "класичних" випадків іонізації електронним ударом можливі ще й деякі особливі випадки іонізації:

а) асоціативна іонізація



Вона здійснюється при зближенні двох збуджених атомів, якщо сумарна енергія їх збудження перевищує енергію іонізації молекули, що при цьому утворюється. Таким чином, можуть утворюватися молекулярні іони деяких металів (наприклад,  $Cs_2^+$ ) або навіть молекулярні іони інертних газів ( $He_2^+$ ,  $Ar_2^+$  та ін.). Очевидно, що ймовірність асоціативної іонізації тим більша, чим вища концентрація збуджених атомів. Це можливо у густих плазмах або у випадках, коли збуджений стан є метастабільним;

б) автоіонізація



Цей процес має місце, якщо у вже збудженому атомі додатково збуджується ще один електронний рівень і при тому сумарна енергія цих збуджених станів перевищує енергію іонізації;

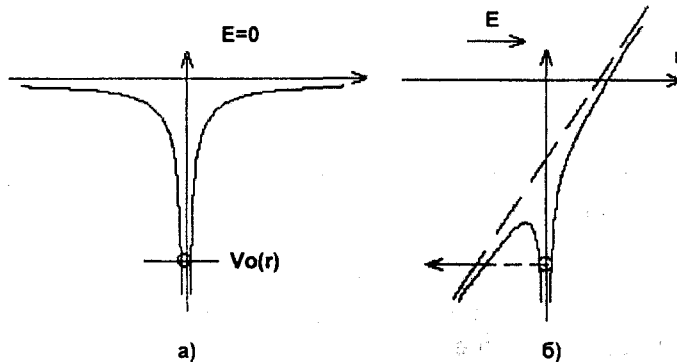


Рис. 7.8

в) польова іонізація. Польова іонізація атомів і молекул подібна до розглянутої вище автоелектронної емісії й відбувається в дуже сильних електричних полях. Зв'язаний в атомі електрон можна уявити як той, що знаходиться у потенціальній ямі глибиною  $V_0(r)$  (рис. 7.8, а). При ввімкненні електричного поля напруженістю  $E$  до початкової потенціальної енергії електрона  $V_0(r)$  додається ще й потенціальна енергія  $eEr$ . Потенціальна яма стає асиметричною і через утворений бар'єр може мати місце тунельний ефект

(рис. 7.8, б). Наприклад, польова іонізація атома водню з основного стану починається при  $E \geq 10^8$  В/см. Але із збуджених станів вона може мати місце вже при  $E \approx 10^6$  В/см.

### 7.6.7. Оже-ефект

**Оже-ефект** – це емісія електрона з атома, яка відбувається в результаті безвипромінювального переходу за наявності в атомі вакансії на одній із внутрішніх оболонок. Цей ефект був відкритий Оже і названий його ім'ям.

Оже-процес можна розділити на дві стадії. Перша – це іонізація атома зовнішнім чинником (фотоіонізація, співударяння зі швидкими електронами або іонами) з утворенням вакансії на одній із внутрішніх оболонок. Такий стан атома є нестійким, і на другій стадії відбувається заповнення вакансії електроном з одного з вищих енергетичних рівнів. Енергія, що при цьому виділяється, передається третьому електрону, який вилітає з атома, тобто відбувається оже-ефект.

Кінетична енергія  $W_K$  електрона, що вилітає (так званого оже-електрона), не залежить від енергії зовнішніх чинників, що призвели до даного процесу, і дорівнює  $W_K = W_1 - W_2 - W_3$ , де  $W_1$  – енергія іонізованого атома з вакансією на внутрішній оболонці,  $W_2$  – енергія цього ж атома після заповнення вакансії одним з верхніх електронів,  $W_3$  – порогова енергія вильоту оже-електрона з однократно іонізованого атома. Усі ці величини є дискретними і залежать лише від типу атома. Тому, аналізуючи енергії  $W_3$  оже-електронів, що вилітають, можна судити про тип атомів, які ці електрони випускають. Цей метод лежить в основі оже-спектроскопії. Оже-спектроскопія може бути застосована як до атомів, що перебувають у газовому стані, так і до атомів поверхні твердих тіл. Оже-спектроскопія є одним із варіантів іонізаційної спектроскопії, яка згадувалась вище в розділі про вторинно-електронну емісію.

## 7.7. ФОТОЗБУДЖЕННЯ І ФОТОІОНІЗАЦІЯ

### 7.7.1. Фотозбудження

**Фотозбудження** – це збудження атома при поглинанні ним кванта світла

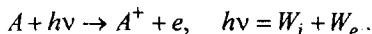
$$A + h\nu \rightarrow A^* \quad h\nu = W_a.$$

Процес фотозбудження має гостро виражений резонансний характер, тобто енергія кванта повинна майже точно дорівнювати енергії збудження. Особливо сильно відбувається процес фотозбудження з основного

рівня на резонансний (звідки й назва цього рівня). Поперечний переріз  $q_{\Phi}$  при цьому може бути дуже великий і навіть набагато перевищувати газокінетичний переріз атома, і визначається лише довжиною хвилі збуджуючого випромінювання  $q_{\Phi} = \frac{\lambda^2}{8\pi}$ .

### 7.7.2. Фотоіонізація

Фотоіонізація – це іонізація атома при поглинанні ним кванта світла



Цей процес можливий лише при  $h\nu > W_i$  і також має резонансний характер, тобто його переріз швидко зменшується при віддаленні від умови  $h\nu \geq W_i$ , хоча й не так різко, як при фотоіонізації.

## 7.8. НАЛИПАННЯ ЕЛЕКТРОНІВ

При зіткненні атома або молекули з електроном може утворюватися не тільки позитивний, але й негативний іон. Це відбувається завдяки тому, що електрон захоплюється атомом, або, як то кажуть, "налипає" на нього  $A + e \rightarrow A^-$ . Здебільше це має місце в електронегативних газах, в яких зовнішні оболонки майже повністю заповнені валентними електронами:  $O, O_2, O_3, Cl_2, F_2, Br_2$  тощо. Цей процес характеризується так званою спорідненістю атомів і молекул до електрона, тобто схильністю утворювати міцний зв'язок з електроном. Кількісно спорідненість визначається енергією зв'язку електрона в негативному іоні й становить для більшості перелічених речовин величину порядку кількох еВ або часток еВ. Цей процес може відігравати істотну роль у електричних розрядах у електронегативних газах, зокрема, у повітрі.

## 7.9. ЗВОРОТНІ ПРОЦЕСИ. СПІВУДАРЯННЯ ДРУГОГО РОДУ (НАДПРУЖНІ СПІВУДАРЯННЯ)

Співударяння другого роду являє собою процес, зворотний до збудження атома електронним ударом:  $A^* + e \rightarrow A + e, \quad W_a + W_{e1} = W_{e2}$ . Електрон, торкнувшись збудженого атома начебто "знімає" з нього збудження та уносить на собі ту потенціальну енергію, яка була у

збудженому стані атома, перетворивши її на додаткову власну кінетичну енергію. Такий процес дістав назву *співударяння другого роду*, а акт повернення в атомі збудженого електрона на нижчий рівень – назву *безвипромінювального переходу*.

Вихід процесу співударянь другого роду  $z_{||}$  пропорційний концентрації збуджених атомів:

$$z_{||} = q_{||} n_a^* n_e \bar{v}, \quad (7.20)$$

де  $\bar{v}$  – середня швидкість електронів ансамблю,  $q_{||}$  – переріз цього процесу. Оскільки концентрація збуджених атомів згідно з формулами (7.18) і (7.20) сама пропорційна концентрації електронів, то

$$z_{||} = q_{||} (q_a N_a n_e \bar{v} \tau_a^*) n_e \bar{v} \propto n_e^2 \quad (7.21)$$

і ймовірність співударянь другого роду виявляється пропорційною до квадрату концентрації електронів. Тому роль співударянь другого роду швидко зростає зі збільшенням концентрації електронів, і у випадках, коли середній час між співударяннями збуджених атомів з електронами буває меншим від  $\tau_a$  – часу перебування атома у збудженому стані – стає основною причиною виходу атомів із збудженого стану. Зокрема, співударяння другого роду є однією з причин виходу метастабільних атомів із збудженого стану (поряд зі східчастими процесами збудження та іонізації).

## 7.10. РЕКОМБІНАЦІЯ

*Рекомбінація* – це возз'єднання позитивного іона з вільним електроном і утворення електрично нейтрального атома або молекули. Рекомбінація – це процес, зворотний до іонізації:  $A^+ + e \rightarrow A$ . На перший погляд здається, що цей процес має відбуватися з великою ймовірністю, оскільки різнойменні заряди мають притягатися один до одного, але в тому вигляді, як це записано вище, подібна реакція неможлива, оскільки в ній не передбачені закони зберігання енергії та імпульсу. Треба знайти агента, який би брав на себе й "уносив" з собою ту енергію, яка виділяється при возз'єднанні іона з електроном та той імпульс, який первинно мали ці частинки. Залежно від роду такого агента розрізняють кілька видів рекомбінації.

### 7.10.1. Радіаційна рекомбінація

При радіаційній рекомбінації енергія, що виділяється, уноситься квантом світла:

$$h\nu = W_i + W_e = eU_i + \frac{mv_e^2}{2}.$$



Тут  $W_i = eU_i$  – енергія іонізації,  $W_e$  – кінетична енергія, яку електрон мав до возз'єднання з іоном, а  $v_e$  – відповідна швидкість електрона. Як видно, початкова енергія електрона разом з енергією іонізації перетворюється на енергію кванта світла. Отже, спектр рекомбінаційного випромінювання утворює континуум, що починається з частоти  $\nu = \frac{eU_i}{h}$ , простягається, поволі стаючи слабшим, у бік високих частот (рис. 7.9).

Зазначимо, що згідно із законом розподілу інтенсивності світіння в цьому континуумі можна судити про функцію розподілу за енергіями електронів, яку прорекомбінували. На цьому засновується один з оптичних методів вимірювання функції розподілу та температури електронів у плазмі.

Часто буває, що рекомбінуючий електрон "сідає" не одразу на основний (найнижчий) енергетичний рівень, а спочатку на деякий проміжний (рис. 7.10), тому в процесі рекомбінації висвітлюється не один, а кілька квантів, загальна енергія яких становить  $W_i + W_e$ .

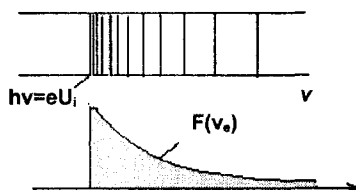


Рис. 7.9

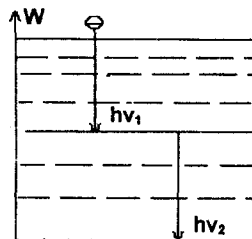


Рис. 7.10

Слід, однак, зазначити, що "вузьким місцем" у здійсненні акту рекомбінації залишається виконання закону збереження імпульсу. Тому з достатньою ймовірністю цей процес відбувається лише для повільних електронів з малою енергією. Радіаційна рекомбінація є зворотним процесом щодо фотоіонізації. Оскільки в радіаційній рекомбінації зустрічаються іони з електронами, то вихід цього процесу має бути пропорційним до  $n_i n_e = n_e^2$ .

### 7.10.2. Рекомбінація при потрійному співударянні

Для рекомбінації з потрійним співударянням потрібна одночасна (або майже одночасна) зустріч двох електронів і одного іона:

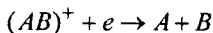


Один із електронів ( $e_a$ ) рекомбінує з іоном, а другий ( $e_b$ ) уносить енергію іонізації, кінетичну енергію  $e_a$ , а також надлишковий імпульс. Імовірність цього процесу пропорційна  $n_e^3$ , тому він реалізується лише при достатньо великій концентрації заряджених частинок. Там він "випереджає" процес радіаційної рекомбінації, імовірність якого пропорційна лише  $n_e^2$ .

Процес потрійної рекомбінації є зворотним процесом до звичайної іонізації електронним ударом.

### 7.10.3. Дисоціативна рекомбінація

Дисоціативна рекомбінація можлива лише для молекулярних іонів:



Тут  $A$  та  $B$  – частинки дисоційованої молекули  $AB$ . Енергія іонізації (і кінетична енергія електрона) витрачаються на розрив молекули  $AB$  і прискорення утворених фрагментів  $A$  та  $B$ .

### 7.10.4. Іон-іонна рекомбінація

Позитивний іон  $A^+$  рекомбінує з негативним іоном  $B^-$ , відбираючи від нього електрон:  $A^+ + B^- \rightarrow A + B$ . Енергія іонізації витрачається на прискорення атомів  $A$  та  $B$ .

## 7.11. ПРИНЦИП ДЕТАЛЬНОЇ РІВНОВАГИ

У термодинамічно рівноважній плазмі виходи всіх прямих і зворотних процесів повинні дорівнювати один одному<sup>3</sup>. Наприклад, вихід ударної іонізації має дорівнювати виходу потрійної рекомбінації  $A + e \leftrightarrow A^+ + 2e$ , а вихід фотоіонізації має зрівноважуватися виходом радіаційної рекомбінації  $A + h\nu \leftrightarrow A^+ + e$ , тобто не можна, щоб усі іони виникали за рахунок іонізації електронним ударом, а зникали за рахунок радіаційної рекомбінації.

<sup>3</sup> Нагадаємо, що виходом будь-якого процесу називають кількість актів даного процесу в одиниці об'єму за одиницю часу.

Далі можна написати й інші пари прямих і зворотних процесів, швидкість яких також будуть рівними:  $A + e \leftrightarrow A^* + e$  (збудження електронним співударям і співударям другого роду),  $A + h\nu \leftrightarrow A^*$  (фотозбудження та спонтанне випромінювання збудженого атома).

Принцип детальної рівноваги виконується задовільно навіть у випадках, коли деякі процеси неточно компенсують один одного. Така ситуація виникає, зокрема, щодо останнього процесу, оскільки в обмеженому об'ємі плазми деякі кванти виходять з об'єму, не створивши ні актив фотіонізації, ні фотозбудження. Така ситуація дістала назву *локальної термодинамічної рівноваги*.

Застосування принципу детальної рівноваги полегшує розрахунки швидкостей перебігу процесів у плазмі, оскільки перерізи прямих процесів здебільшого краще відомі, ніж перерізи зворотних процесів.

### Контрольні запитання

1. Що таке коефіцієнт акомодатії при пружних і непружних співударям частинок?
2. Що таке повний поперечний переріз при співударям електронів з молекулами газу? Як він пов'язаний з довжиною вільного пробігу електрона?
3. Що таке ефективний переріз при пружних зіткненнях електронів з молекулами газу? Яку він має розмірність та порядок величини?
4. У чому полягає ефект Рамзауера? Як він пояснюється з точки зору квантової механіки?
5. Що таке кулонівські зіткнення? Як залежить ефективний переріз кулонівських зіткнень від швидкості електронів?
6. Як залежить коефіцієнт дифузії від температури дифундуючих частинок?
7. Що таке рухливість заряджених частинок? Як вона залежить від довжини вільного пробігу цих частинок?
8. Що таке явище перезарядки? Як воно залежить від роду взаємодіючих частинок?
9. У чому полягає явище збудження атомів електронами? Як залежить імовірність збудження від швидкості електрона?
10. Які є шляхи виходу атома із збудженого стану?
11. У чому полягає явище іонізації атомів при зіткненні їх з електронами? Чи може відбуватися іонізація при співударям атомів з іонами?
12. Що таке східчасті процеси при співударям електронів з атомами?
13. Що таке фотозбудження та фотіонізація? Як вони залежать від довжини хвилі фотона?

14. Які є відомі механізми рекомбінації електронів з іонами? У чому полягає різниця між цими механізмами?
15. Наведіть приклади деяких пар прямих і зворотних процесів.
16. У чому полягає принцип детальної та локальної рівноваги?

### Контрольні задачі

1. Підрахуйте значення середнього коефіцієнта акомодатії  $\alpha$  при пружному співударянні електрона з атомом аргону ( $A = 40$ ).
2. У скільки разів зменшиться потік електронів при їх русі в газі на шляху  $x = 5$  см, якщо повний переріз співударянь електронів з атомами газу становить  $Q = 0.3 \text{ см}^{-1}$ ?
3. Ефективний поперечний переріз розсіяння електронів на молекулах газу становить  $q = 3 \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$ . Чому дорівнюватиме довжина вільного пробігу електронів у газі при тиску  $p = 0.1$  мм рт. ст. (при температурі газу  $0^\circ\text{C}$ )?
4. Оцініть порядок величини енергії електронів, при якій має спостерігатися ефект Рамзауера. Вважати, що розмір молекул газу  $a \approx 10^{-7} \text{ см}$ .
5. Підрахуйте середнє значення ефективного перерізу кулонівських зіткнень електронів з однозарядними позитивними іонами. Температура електронів  $T_e = 10^6 \text{ K}$ . Чому дорівнюватиме повний поперечний переріз цих співударянь, якщо концентрація іонів  $n_i = 10^{14} \text{ см}^{-3}$ ?
6. Підрахуйте частоту зіткнень електронів з попередньої задачі з позитивними іонами водню. При кожному співударянні вони віддають іонам частину своєї енергії, яка визначається коефіцієнтом акомодатії  $\alpha$ . Оцініть час, за який електрони передадуть іонам енергію, що дорівнює енергії теплового руху електронів.
7. Підрахувати коефіцієнт дифузії електронів у газі, якщо їх температура дорівнює  $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ K}$ , а повний поперечний переріз зіткнень з атомами газу становить  $Q = 3 \text{ см}^{-1}$ . На яку середню відстань продифундують електрони за  $\tau = 10^{-3} \text{ с}$ ?
8. Підрахувати рухливість електронів за умов, наведених у попередній задачі. Яку дрейфову швидкість матимуть електрони в електричному полі  $E = 0.1 \text{ В/см}$ ?
9. Для одержання потоку швидких атомів використовують явище перезарядки швидких іонів на атомах газу (п. 7.6.1). Яким має бути тиск нейтрального газу в перезаряджувальній камері, щоб більшість швидких іонів, проходячи

через неї, зазнала перезарядження. Довжина шляху іонів у камері  $L = 10$  см, переріз перезаряджування іонів на атомах становить  $q = 10^{-15}$  см<sup>2</sup>; температура газу  $T_a = 300$  К.

10. Енергія дисоціації молекул газу становить 2.5 еВ. Яка частина молекул газу буде дисоційована при температурі в 1500 °С? Якою буде абсолютна концентрація продисоційованих молекул, якщо тиск газу становить 1 атм?

11. Підрахувати вихід процесу збудження атомів гелію електронами, що мають температуру  $T_e = 5 \cdot 10^4$  К. Тиск газу (при  $T_a = 300$  К) дорівнює 0.01 мм рт. ст., а концентрація електронів  $n_e = 10^{12}$  см<sup>-3</sup>. Ефективний переріз збудження атомів електронами дорівнює  $q_a = 10^{-18}$  см<sup>2</sup>. Яка потужність буде витрачена на збудження атомів у 1 см<sup>-3</sup>, якщо енергія збудження атома гелію дорівнює 20.5 еВ?

12. Якою буде концентрація збуджених атомів за умов із попередньої задачі, якщо час перебування їх у збудженому стані становить  $\tau = 10^{-8}$  с?

13. У скільки разів збільшиться середній коефіцієнт акомодатії, якщо крім пружних зіткнень враховувати ще непружні (збуджуючі) зіткнення із задачі № 11? Повний переріз пружних зіткнень дорівнює  $Q = 0.2$  см<sup>-1</sup>.

14. Яку довжину хвилі повинен мати квант світла, щоб збудити за рахунок фотозбудження резонансний рівень атома натрію, енергія збудження якого становить 2.12 еВ?

15. Середня швидкість електронів у парах ртуті  $v_e = 8.8 \cdot 10^7$  см/с. Яку енергію вони матимуть після співударяння другого роду з атомом ртуті, збудженим на резонансний рівень з  $eU_a = 4.9$  еВ?

16. За рахунок природної радіоактивності в повітрі атмосфери відбувається в середньому  $z_i = 10^7$  актів іонізації в 1 м<sup>3</sup> за 1 с. Якою буде при цьому рівноважна концентрація позитивних і негативних іонів? Яким буде середній час життя іона? Коефіцієнт іон-іонної рекомбінації  $1.6 \cdot 10^{-6}$  м<sup>-3</sup>с<sup>-1</sup>.

## 8. ФІЗИКА ПЛАЗМИ (ОСНОВНІ ВЛАСТИВОСТІ)

*Плазма – це частково або повністю іонізований газ,  
у якому густина позитивно й негативно  
заряджених частинок однакова*

При сильному нагріванні, будь-яка речовина випаровується, перетворюючись на газ, але якщо й далі підвищувати температуру, то енергія теплового руху атомів може стати достатньою для їх іонізації. Наприклад, щоб іонізувати пари речовини з найнижчою енергією іонізації – цезію (його енергія іонізації близька до 4 еВ) – достатньо температури в кілька тисяч градусів<sup>4</sup>. Для відчутної іонізації інших речовин потрібні температури в десятки тисяч градусів. Механізми, завдяки яким відбувається іонізація – це ті механізми іонізації, про які йшлося вище: ударна, східчаста іонізація, фотоіонізація, асоціативна іонізація тощо. Ці процеси супроводжуються в термодинамічно рівноважній плазмі відповідними зворотними процесами, завдяки яким плазма перебуває в стані динамічної рівноваги.

Таким чином, можна вважати, що при температурах вище  $\sim 10^4$  К будь-який газ буде значною мірою іонізований і перетворений на плазму. Плазма є природним станом речовини при високих температурах, тому окрім трьох традиційних агрегатних станів речовини – твердого, рідкого та газоподібного – можна говорити про четвертий – високотемпературний стан речовини, про плазмовий стан.

Плазма може бути утворена й іншими шляхами – наприклад, при опромінюванні газу інтенсивним потоком фотонів (через фотоіонізацію) або потоком високоенергетичних корпускул. При цьому плазма, що утворюється, залишається такою ж електрично нейтральною, як і той газ, з якого вона утворилась.

Головна відмінність плазми від звичайного газу полягає в тому, що заряджені частинки плазми "відчувають" одна одну на значних відстанях. Сили взаємодії між нейтральними частинками швидко зменшуються з відстанню (як  $r^{-4}$  або  $r^{-5}$ ). Тому нейтральні молекули "відчувають" одна одну лише при безпосередніх парних зіткненнях. На відміну від цього сили кулонівської взаємодії між зарядженими частинками спадають як  $r^{-2}$

---

<sup>4</sup> Наприклад, при  $T = 2500$  К іонізованими виявляються 10 % від усіх атомів цезію. При  $p = 1$  мм рт. ст. ( $N_a \sim 10^{16}$  см<sup>-3</sup>) це дає густину електронів і іонів порядку  $10^{15}$  см<sup>-3</sup>, а при  $T > 10^4$  К іонізація буде вже стовідсотковою.

і заряджена частинка у плазмі зазнає взаємодії одночасно з великою кількістю заряджених частинок, що її оточують.

Відмінність між простою сукупністю частинок і плазмою можна порівняти з відмінністю між натовпом і спільнотою, в якій усі її члени пов'язані між собою певними співвідношеннями (принаймні зі своїм найближчим оточенням).

Це призводить до того, що у плазмі виявляється можливим цілий клас так званих *колективних* процесів, у яких впорядковано беруть участь великі ансамблі заряджених частинок. Розглянемо деякі з них.

## 8.1. КВАЗІНЕЙТРАЛЬНІСТЬ ПЛАЗМИ

Основна властивість плазми – це її квазінейтральність. Розділити в ній позитивно і негативно заряджені частинки дуже важко. Уявімо собі, що в деякому плоскому шарі товщиною  $\delta$  нам вдалось все ж таки зсунути усі негативно заряджені частинки на деяку відстань  $x$  (рис. 8.1). Тоді в області "а" утворюється шар надлишкового негативного заряду товщиною  $x$ , а в області "в" такий самий шар позитивного заряду. Поверхнева

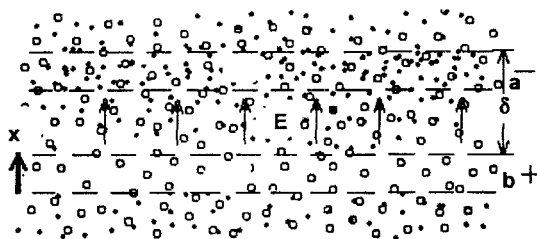


Рис. 8.1

густина цих надлишкових зарядів  $\sigma = en_e x$  і породжуване ними електричне поле дорівнюватиме

$$E = \frac{\sigma}{\epsilon_0} = \frac{en_e}{\epsilon_0} x. \quad (8.1)$$

Наприклад, для  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  та  $x = 1 \text{ мм}$  це

поле виявляється рівним  $2 \cdot 10^5 \text{ В/см}$ . Звичайно, таке велике поле нереальне й здійснити подібне розшарування зарядів у плазмі практично неможливо.

## 8.2. ЛЕНГМЮРІВСЬКА ЧАСТОТА ПЛАЗМОВИХ КОЛИВАНЬ

Однак уявімо собі, що нам вдалось все ж таки якимось чином здійснити подібне розділення зарядів (хоч на малу відстань). Далі "відпустимо" їх і будемо спостерігати, що буде відбуватися. Під дією поля  $E$  легкі електрони почнуть рухатись, наближаючись, до шару позитивних іонів. За інерцією вони "проскочуть" крізь нього і тоді надлишковий негативний заряд утвориться нижче іонно-

го. Електрони знову підуть, тепер вже назад, і будуть коливатися подібно до маятника навколо шару важких і майже нерухомих іонів. Частоту цих коливань легко оцінити, склавши рівняння руху електронів у полі  $E$ ,

$$m\ddot{x} = -eE = -\frac{e^2 n_e}{\epsilon_0} x \quad \text{або} \quad \ddot{x} + \omega_p^2 x = 0, \quad (8.2)$$

$$\text{де } \omega_p^2 = \frac{e^2 n_e}{m\epsilon_0}$$

Одержану частоту коливань  $\omega_p$  називають *ленгмюрівською частотою* (або власною плазмовою частотою). Обернена до неї величина  $\omega_p^{-1}$  є природним часовим масштабом для більшості процесів, що відбуваються у плазмі. Ленгмюрівська частота є одним із найважливіших параметрів, що характеризують плазму. Вона названа за ім'ям відомого дослідника в галузі фізичної електроніки І.Ленгмюра, який саме і встановив значення цієї частоти.

### 8.3. ДЕБАЇВСЬКИЙ РАДІУС ЕКРАНУВАННЯ

Квазінейтральність плазми, однак, може порушуватися, навіть за рахунок теплового руху частинок плазми, якщо відстані  $x$  досить малі. Потенціальна енергія електрона в системі, зображеній на рис. 8.1, дорівнює

$$\Pi = Fx = eEx = \frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0}. \quad (8.3)$$

Прирівняємо тепер цю енергію кінетичній енергії теплового руху електронів

$$\frac{e^2 n_e x^2}{\epsilon_0} = kT.$$

Звідси можна одержати величину відстані  $x$ , на яку різнойменні заряди можуть самодовільно розділятися за рахунок їх теплового руху. Ця відстань позначається як  $d$  і називається *дебаївський радіус екранування* (за ім'ям дослідника цього процесу німецького фізика Дебая).

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon_0 kT}{n_e e^2}}. \quad (8.4)$$

Наприклад, для  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$  і  $T = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$  це буде  $d = 1,2 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . На цю ж відстань невеликий пробний заряд, введений у плазму, збудує її, впли-



ває на своїх сусідів і сам зазнає їх впливу (звідси й назва "радіус екранування"). На більших відстанях електричне поле пробного заряду у плазмі послаблюється настільки, що оточуючі його заряджені частинки у своєму тепловому русі перестають відчувати це поле та підкоряються йому. Саме на цю відстань простягаються сили далекодії у плазмі й тому дебаївський радіус екранування виявляється природним просторовим масштабом процесів, що відбуваються у плазмі.

Оскільки квазінейтральність у плазмі може порушуватися в межах дебаївського радіуса екранування та за часи, сумірні з періодом легмюрівських коливань, наведене на початку цього розділу визначення плазми слід доповнити такими обмеженнями: *"у об'ємах, більших за дебаївський радіус екранування та для проміжків часу, більших за період легмюрівських коливань"*.

## 8.4. АМБІПОЛЯРНА ДИФУЗІЯ

На відміну від звичайної дифузії нейтральних частинок електрони і іони у плазмі не можуть дифундувати незалежно один від одного, оскільки у цьому випадку була б порушена квазінейтральність плазми. Як ми впевнилися вище, навіть невелике відхилення від квазінейтральності викликає появу сильних електричних полів, які перешкоджають подальшому розділенню зарядів.

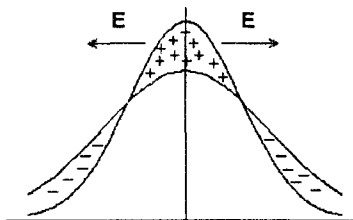


Рис. 8.2

При спробі електронів, як найбільш легких та рухомих частинок, піти в область з меншою концентрацією (рис. 8.2) просторовий заряд іонів, що залишилися, буде створювати електричне поле  $E$ , яке гальмуватиме електрони, що "забігли вперед" і прискорюватиме іони, що лишилися позаду. Заряджені частинки дифундуватимуть разом і сумісно з деяким коефіцієнтом дифузії, більшим, аніж для іонів, і меншим, ніж для електронів. Така сумісна дифузія має назву *амбіполярної*.

Розрахуємо коефіцієнт амбіполярної дифузії. Дифузійні потоки іонів і електронів дорівнюють відповідно

$$\Gamma_i = -D_i \nabla n_i + \mu_i \bar{E} n_i = n_i \bar{v}_i, \quad \Gamma_e = -D_e \nabla n_e + \mu_e \bar{E} n_e = n_e \bar{v}_e. \quad (8.5)$$

де  $D_e$  і  $D_i$  – коефіцієнти дифузії електронів і іонів,  $\mu_e$  і  $\mu_i$  – їх рухливості,  $\bar{E}$  – поле, що виникає з причини розділення зарядів.

Для дотримання квазінейтральності потрібно, щоб  $n_e = n_i = n$  і  $\Gamma_i = \Gamma_e = \Gamma_a$ . Виключаючи з (8.5) величину  $\vec{E}$ , одержуємо

$$\Gamma_a = -\left(\frac{D_e\mu_i + D_i\mu_e}{\mu_i + \mu_e}\right)\nabla n = -D_a\nabla n, \quad (8.6)$$

де  $D_a$  – коефіцієнт амбіполярної дифузії  $D_i \ll D_a \ll D_e$ . Амбіполярна дифузія може служити прикладом колективного процесу у плазмі.

## 8.5. ДІАМАГНЕТИЗМ ПЛАЗМИ

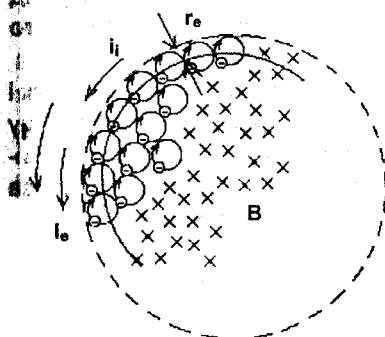


Рис. 8.3

Розглянемо деякий об'єм однорідної плазми, обмежений зображеною пунктиром поверхнею. Плазма перебуває в постійному магнітному полі  $B$ , спрямованому перпендикулярно до площини рисунка (рис. 8.3).

Електрони в магнітному полі за рахунок своїх теплових швидкостей  $v_{Te}$  обертаються по ларморовських орбітах з радіусом

$$r_e = \frac{mv_{Te}}{eB},$$

утворюючи тим колові мікроструми. В об'ємі однорідної плазми ці мікроструми взаємно компенсують один одного, тоді як на межі плазми вони утворюють поверхневий струм з густиною  $j_e = en_e v_{Te}$ , що протікає в шарі товщиною  $r_e$ . Величина цього струму (на одиницю довжини в напрямку, перпендикулярному площині рисунка) дорівнює

$$i_e = en_e v_{Te} r_e = n_e \frac{m}{B} v_{Te}^2 \approx \frac{n_e k T_e}{B} \quad (8.7)$$

Аналогічний струм  $i_i$  створюють також і іони. Таким чином, поверхневий струм  $i = i_e + i_i$  дорівнює

$$i = \frac{1}{B} (n_e k T_e + n_i k T_i). \quad (8.8)$$

Цей струм створює своє магнітне поле  $B' = \mu_0 i$ , протилежне зовнішньому полю  $B$ . Отже, усередині плазми магнітне поле буде трохи меншим зовнішнього поля  $B$ . Це означає, що плазма є діамagnetиком.

Доданок  $n_e k T_e$ , що стоїть у виразі (8.8) є не що інше, як газокінетичний тиск електронного газу, який має густину  $n_e$  і температуру  $T_e$ . Такий самий зміст для іонів має й другий доданок у формулі (8.8). Під дією цього загального тиску плазма намагається розширитися з об'єму, позначеного межею на рис. 8.3. Але на одиницю поверхні цього об'єму діє пондеромоторна сила від взаємодії поверхневого струму  $i$  з магнітним полем  $B$ . Як видно із формули (8.8), ця сила саме і дорівнює силі газокінетичного тиску.

Звідси випливає, що магнітне поле здатне утримувати плазму від розширення, що й використовується в експериментах з магнітного утримання плазми<sup>2</sup>.

Але оскільки, як було доведено вище, плазма є діамagnetиком, вона, як і будь-який діамagnetик, буде виштовхуватися в неоднорідному магнітному полі в бік слабшого магнітного поля. Цей ефект є причиною багатьох нестійкостей, що виникають при спробах утримувати плазму від розширення за допомогою магнітних полів, які звичайно мають невеличкі неоднорідності.

## 8.6. ЕЛЕКТРОННА ТЕМПЕРАТУРА

Розглянемо ситуацію, яка зазвичай виникає в електричних розрядах при низькому тиску газу, коли у слабоіонізованій плазмі існує електричне поле  $E$ , що потрібне для підтримання розряду. Це поле створює струм  $j = \sigma E$ , яке нагріває плазму, у першу чергу її електронну компоненту (оскільки саме електрони дають основний внесок у провідність плазми  $\sigma$ ) і надає цій компоненті температуру  $T_e$ . Оцінимо величину цієї температури.

При кожному співударянні електрона з молекулою нейтрального газу електрон втрачає енергію  $\bar{\alpha} k T_e$ , де  $\bar{\alpha}$  – усереднений коефіцієнт акомодатії. Якщо співудари є пружними, то  $\bar{\alpha} = 2 \frac{m}{M} \ll 1$ . Якщо ж електрон інколи зазнає ще й непружних зіткнень, то середній коефіцієнт акомодатії буде дещо більшим.

З іншого боку, рухаючись в електричному полі  $E$ , електрон набуває від нього додаткової енергії. Пройшовши шлях, рівний довжині вільного

<sup>2</sup> Тут ми дійшли до того ж висновку, як і в розд. 2, але, розглядаючи плазму як суцільну речовину (у так званому гідродинамічному наближенні).

пробігу  $\lambda$ , електрон набуде від електричного поля енергії  $\mathcal{E} = eE\lambda$ . За стаціонарних умов енергія, яку електрон втрачає на одному зіткненні з молекулою газу, повинна дорівнювати енергії, яку електрон одержав на довжині вільного пробігу, тобто

$$\bar{\alpha} k T_e = eE\lambda. \quad (8.9)$$

Звідси можна легко оцінити температуру  $T_e$ , яка буде відповідати такому рівноважному стану. Наприклад, при  $E = 0,1$  В/см,  $\bar{\alpha} = 10^{-3}$ ,  $\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$  см, тоді одержуємо  $T_e = 30\,000$  К. Одержаний результат викликає певні сумніви, але прямий експеримент підтверджує його.

Таким експериментом є зондові вимірювання у плазмі. Зонд – це мініатюрний електрод з площею  $S$  у кілька  $\text{мм}^2$ , що вводиться в досліджувану плазму. Типову вольт-амперну характеристику такого зонда зображено на рис. 8.4. Потенціал  $U_3$  відлічується від потенціалу плазми в місці розташування зонда. При  $U_3 > 0$  на зонд можуть йти тільки електрони, при  $U_3 < 0$  на зонд ідуть позитивні іони, але можуть потрапляти й електрони, які мають енергію свого теплового руху, достатню для подолання гальмуючого їх потенціалу  $U_3$ .

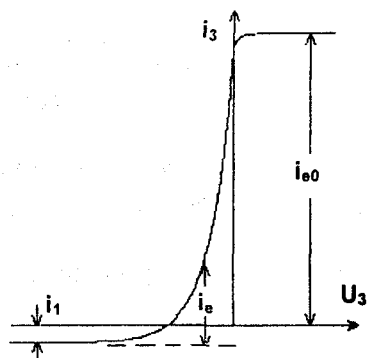


Рис. 8.4

Із залежності  $i_e = i_3 + i_i$  від потенціалу  $U_3$  можна судити про функцію розподілу електронів за енергіями (згадайте метод визначення функції розподілу зарядів за енергіями методом гальмуючого електричного поля). Залежність  $i_e = f(U_3)$  виявляється експоненціальною й дійсно відповідає середній енергії електронів у кілька електрон-вольтів (тобто температурі в кілька десятків тисяч градусів<sup>3</sup>). А за величиною електричного струму насичення на зонд (при  $U_3 > 0$ ) можна

судити про концентрацію електронів у плазмі, адже

$$i_{e0} = \frac{en_e v_{T_e} S}{4}. \quad (8.10)$$

<sup>3</sup> Один електрон-вольт відповідає температурі 11 600 К.

Цей струм створює своє магнітне поле  $B' = \mu_0 i$ , протилежне зовнішньому полю  $B$ . Отже, усередині плазми магнітне поле буде трохи меншим зовнішнього поля  $B$ . Це означає, що плазма є діамagnetиком.

Доданок  $n_e k T_e$ , що стоїть у виразі (8.8) є не що інше, як газокінетичний тиск електронного газу, який має густину  $n_e$  і температуру  $T_e$ . Такий самий зміст для іонів має й другий доданок у формулі (8.8). Під дією цього загального тиску плазма намагається розширитися з об'єму, позначеного межею на рис. 8.3. Але на одиницю поверхні цього об'єму діє пондеромоторна сила від взаємодії поверхневого струму  $i$  з магнітним полем  $B$ . Як видно із формули (8.8), ця сила саме і дорівнює силі газокінетичного тиску.

Звідси випливає, що магнітне поле здатне утримувати плазму від розширення, що й використовується в експериментах з магнітного утримання плазми<sup>2</sup>.

Але оскільки, як було доведено вище, плазма є діамagnetиком, вона, як і будь-який діамagnetик, буде виштовхуватися в неоднорідному магнітному полі в бік слабшого магнітного поля. Цей ефект є причиною багатьох нестійкостей, що виникають при спробах утримувати плазму від розширення за допомогою магнітних полів, які звичайно мають невеличкі неоднорідності.

## 8.6. ЕЛЕКТРОННА ТЕМПЕРАТУРА

Розглянемо ситуацію, яка зазвичай виникає в електричних розрядах при низькому тиску газу, коли у слабоіонізованій плазмі існує електричне поле  $E$ , що потрібне для підтримання розряду. Це поле створює струм  $j = \sigma E$ , яке нагріває плазму, у першу чергу її електронну компоненту (оскільки саме електрони дають основний внесок у провідність плазми  $\sigma$ ) і надає цій компоненті температуру  $T_e$ . Оцінимо величину цієї температури.

При кожному співударянні електрона з молекулою нейтрального газу електрон втрачає енергію  $\bar{\alpha} k T_e$ , де  $\bar{\alpha}$  – усереднений коефіцієнт акомодатії. Якщо співудари є пружними, то  $\bar{\alpha} = 2 \frac{m}{M} \ll 1$ . Якщо ж електрон інколи зазнає ще й непружних зіткнень, то середній коефіцієнт акомодатії буде дещо більшим.

З іншого боку, рухаючись в електричному полі  $E$ , електрон набуває від нього додаткової енергії. Пройшовши шлях, рівний довжині вільного

<sup>2</sup> Тут ми дійшли до того ж висновку, як і в розд. 2, але, розглядаючи плазму як суцільну речовину (у так званому гідродинамічному наближенні).

пробігу  $\lambda$ , електрон набуде від електричного поля енергії  $\mathcal{E} = eE\lambda$ . За стаціонарних умов енергія, яку електрон втрачає на одному зіткненні з молекулою газу, повинна дорівнювати енергії, яку електрон одержав на довжині вільного пробігу, тобто

$$\bar{\alpha} k T_e = e E \lambda. \quad (8.9)$$

Звідси можна легко оцінити температуру  $T_e$ , яка буде відповідати такому рівноважному стану. Наприклад, при  $E = 0,1$  В/см,  $\bar{\alpha} = 10^{-3}$ ,  $\lambda = 3 \cdot 10^{-2}$  см, тоді одержуємо  $T_e = 30\,000$  К. Одержаний результат викликає певні сумніви, але прямий експеримент підтверджує його.

Таким експериментом є зондові вимірювання у плазмі. Зонд – це мініатюрний електрод з площею  $S$  у кілька  $\text{мм}^2$ , що вводиться в досліджувану плазму. Типову вольт-амперну характеристику такого зонда зображено на рис. 8.4. Потенціал  $U_3$  відлічується від потенціалу плазми в місці розташування зонда. При  $U_3 > 0$  на зонд можуть йти тільки електрони, при  $U_3 < 0$  на зонд ідуть позитивні іони, але можуть потрапляти й електрони, які мають енергію свого теплового руху, достатню для подолання гальмуючого їх потенціалу  $U_3$ .

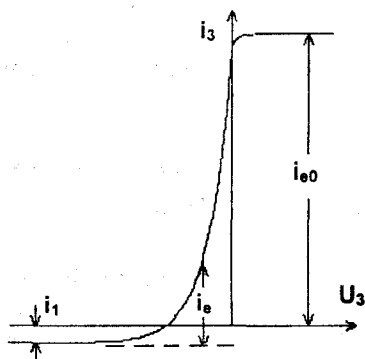


Рис. 8.4

Із залежності  $i_e = i_3 + i_i$  від потенціалу  $U_3$  можна судити про функцію розподілу електронів за енергіями (згадайте метод визначення функції розподілу зарядів за енергіями методом гальмуючого електричного поля). Залежність  $i_e = f(U_3)$  виявляється експоненціальною й дійсно відповідає середній енергії електронів у кілька електрон-вольтів (тобто температурі в кілька десятків тисяч градусів<sup>3</sup>). А за величиною електричного струму насичення на зонд (при  $U_3 > 0$ ) можна

судити про концентрацію електронів у плазмі, адже

$$i_{e0} = \frac{en_e v_{T_e}}{4} S. \quad (8.10)$$

<sup>3</sup> Один електрон-вольт відповідає температурі 11 600 К.

Фізична причина такої високої електронної температури досить зрозуміла: електричне поле  $E$  "накачує" енергію в електронний газ і тим самим підвищує його температуру, тоді як відтік енергії (за рахунок передачі її до нейтральних молекул газу) вельми слабкий через малий коефіцієнт акомодаци  $\bar{\alpha}$ . Потрібні високі температури електронів, щоб ці енергії зрівнялися.

Дивним є інше: як це нейтральний газ, що співіснує в одному й тому самому об'ємі з високотемпературною електронною компонентою, зберігає температуру, близьку до кімнатної? Адже саме така ситуація спостерігається в електричних розрядах низького тиску ( $p < 10$  мм рт. ст.).

Якби нейтральний і електронний гази довгий час співіснували разом і були теплоізованими від оточуючого простору, то їх температури кінець-кінцем зрівнялися б. Але за реальних умов плазма обмежена стінками будь-якої посудини або камери. Молекули нейтрального газу безперервно стикаються зі стінками цієї посудини і, торкнувшись них, уходять з енергією, що відповідає температурі цих стінок. Таким чином, тепловий баланс нейтрального газу складається із слабого теплообміну з електронним газом і дуже ефективного теплообміну зі стінками. Тому температура газу може бути далекою від температури електронів і близькою до температури стінок посудини.

Що ж до іонів, то вони також, звичайно, дістають енергію від електричного поля, але через їх повільний рух цей процес відбувається досить повільно. До того ж через великий коефіцієнт акомодаци та великий перетин процесу перезарядки вони одразу ж віддають набуту енергію молекулам газу. Тому їх температура мало відрізняється від температури нейтрального газу.

Плазму, в якій  $T_e \gg T_a, T_i$ , називають *неізотермічною*. Така плазма утворюється в газових розрядах низького тиску і є об'єктом, який часто фігурує у фізичних експериментах.

Інша справа в розрядах з високим тиском газу (порядку атмосфери), оскільки там довжина вільного пробігу молекул газу мала й їх рух до стінки ускладнений. Тому в розрядах високого тиску плазми (принаймні на досить великій відстані від стінки) можна вважати теплоізованою і в ній температури нейтральної та електронної компонент можуть наближатися одна до одної. На осі таких розрядів ця загальна температура може сягати багатьох тисяч градусів. Подібну плазму називають *ізотермічною*.

## Контрольні запитання

1. Дайте визначення поняття плазми. Які обмеження накладаються на це поняття?

2. Чим відрізняється плазма від простої сукупності невзаємодіючих частинок?
3. Що таке ленгмюрівські коливання електронів у плазмі? Чим визначається частота цих коливань?
4. Що таке дебаївський радіус екранування у плазмі? Чим визначається його розмір?
5. Що таке амбіполярна дифузія у плазмі? Чим вона відрізняється від простої дифузії частинок (електронів або іонів)?
6. У чому полягає явище діамagnetизму у плазмі?
7. Чому діамagnetизм є причиною багатьох нестійкостей плазми?
8. Як з погляду діамagnetизму можна пояснити утримання плазми магнітним полем?
9. Чому у плазмі газового розряду низького тиску електронна температура може бути значно вищою за температуру нейтрального газу?
10. Як можна пояснити співіснування у плазмі різних видів частинок з істотно різними температурами?
11. Якими експериментальними даними можна підтвердити існування у плазмі електронної компоненти з високою температурою?
12. У чому полягає зондовий метод вимірювання параметрів плазми?
13. Які саме параметри плазми вдається виміряти зондовим методом?
14. Чим відрізняється ізотермічна плазма від неізотермічної?
15. За яких обставин плазма може бути ізотермічною?

### Контрольні задачі

1. Плазма складається з електронів і позитивних іонів аргону ( $A = 40$ ). Концентрація плазми  $n_e = n_i = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ . Підрахувати частоту плазмових (ленгмюрівських) коливань електронів.
2. У плазмі концентрація електронів  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , температура електронів  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Чому дорівнюватиме дебаївський радіус екранування? Скільки електронів буде міститися у сфері дебаївського екранування?
3. Коефіцієнт дифузії іонів  $D_i = 3,9 \cdot 10^{-2} \text{ м}^2/\text{с}$ , їх температура  $T_i = 10^3 \text{ К}$ ; коефіцієнт дифузії електронів  $D_e = 146 \text{ м}^2/\text{с}$ , їх температура  $T_e = 2 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Чому дорівнюватиме коефіцієнт амбіполярної дифузії?
4. Підрахувати величину діамagnetного електричного струму  $i_e$  по поверхні плазми при  $n_e = 10^{12} \text{ см}^{-3}$ , температурі електронів  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$  та  $B = 100 \text{ Гс}$ . Якою буде сила тиску магнітного поля на плазму?



5. Циліндричний плазмовий стовп з концентрацією електронів  $n_e = 10^{17} \text{ см}^{-3}$  і електронною температурою  $T_e = 10^7 \text{ К}$  розташований у магнітному полі  $B = 1 \text{ Тл}$ . Наскільки слабшим буде магнітне поле у плазмі порівняно із зовнішнім магнітним полем? Температура іонів набагато менша від температури електронів.

6. Площа зонда розташованого у плазмі  $S = 10 \text{ мм}^2$ . Потенціал зонда більш позитивний за потенціал оточуючої плазми; електронний струм на зонд становить  $I_e = 50 \text{ мА}$ ; температура електронів  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Яка концентрація електронів у плазмі?

7. Довжина вільного пробігу електронів у гелію дорівнює  $\lambda = 10^{-2} \text{ см}$ . На електрони діє електричне поле  $E = 0.1 \text{ В/см}$ . Електрони втрачають набуту ними енергію від поля на пружних співударяннях з нейтральними атомами. Якою буде рівноважна температура електронів?

8. У нескінченно великому об'ємі існує плазма, в якій підтримується концентрація електронів  $n_e = 10^{16} \text{ см}^{-3}$  з електронною температурою  $T_e = 10^4 \text{ К}$ . Газ – аргон ( $A = 40$ ) з концентрацією нейтральних атомів  $n_a = 2,7 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ . Електрони нагрівають нейтральний газ через пружні співударяння, частота яких становить  $\nu = 1,4 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ . За який час температура газу зрівняється з температурою електронів?

## 9. КОЛИВАННЯ ТА ХВИЛІ У ПЛАЗМІ

### 9.1. ДІЕЛЕКТРИЧНА ПРОНИКНІСТЬ ПЛАЗМИ

Однією з основних характеристик будь-якого середовища, необхідних для опису електричних явищ, що в ньому мають місце, є відносна діелектрична проникність  $\epsilon$ , яка визначається співвідношенням

$$\vec{j}_{3M} = \epsilon_0 \epsilon \frac{\partial \vec{E}}{\partial t}, \quad (9.1)$$

де  $\vec{E}$  – напруженість електричного поля,  $\vec{j}_{3M}$  – густина струму зміщення,  $\epsilon_0$  – абсолютна діелектрична проникність вакууму ( $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м у системі СІ).

Під дією на плазму високочастотним електричним полем  $\vec{E}(t) = \vec{E}_m e^{j\omega t}$  у ній протікатиме струм  $\vec{j}$ , що є сумою  $\vec{j}_{3M}$  – струму зміщення у вакуумі,  $\vec{j}_{KE}$  – конвекційного струму електронів та  $\vec{j}_{KI}$  – конвекційного струму іонів. Вакуумний струм зміщення

$$\vec{j}_{3M} = \epsilon_0 \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} = i\omega \epsilon_0 \vec{E}_m e^{j\omega t} = i\omega \epsilon_0 \vec{E} \quad (9.2)$$

Конвекційний струм електронів

$$\vec{j}_{KE} = n_e e \vec{v}_e \quad (9.3)$$

обумовлений рухом електронів зі швидкістю  $\vec{v}_e$  під дією електричного поля  $\vec{E}(t)$ . Ця швидкість може бути знайдена шляхом інтегрування рівняння руху електронів

$$m \frac{d\vec{v}_e}{dt} = e \vec{E}_m e^{j\omega t}, \quad (9.4)$$

тоді

$$\vec{v}_e = \frac{e \vec{E}_m e^{j\omega t}}{m i\omega}$$

і густина конвекційного струму буде

$$\vec{j}_{KE} = -i \frac{e^2 n_e}{m\omega} \vec{E}. \quad (9.5)$$

Аналогічно для іонів

$$\vec{j}_{KI} = -i \frac{e^2 n_i}{M \omega} \vec{E}, \quad (9.6)$$

де  $M$  – маса іона. Оскільки  $M \gg m$ , а  $n_e = n_i$ , то конвекційним струмом іонів можна знехтувати порівняно з конвекційним струмом електронів. Отже, повний струм складатиметься з вакуумного струму зміщення та конвекційного струму електронів

$$\vec{j} = i\omega \epsilon_0 \vec{E} - i \frac{e^2 n_e}{m\omega} \vec{E}. \quad (9.7)$$

Цей вираз можна перетворити до вигляду

$$\vec{j} = i\omega \epsilon_0 \left(1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2}\right) \vec{E},$$

що є подібним до (9.1) для струму зміщення через середовище, яке має відносну діелектричну проникність

$$\epsilon_p = 1 - \frac{e^2 n_e}{\epsilon_0 m \omega^2}. \quad (9.8)$$

Одержана відносна діелектрична проникність плазми  $\epsilon_p$  виявляється меншою від одиниці, тоді як для всіх інших відомих діелектричних середовищ вона завжди перевищує одиницю. Більше того, при достатньо великій концентрації електронів діелектрична проникність плазми може стати величиною від'ємною. Саме це й обумовлює особливості плазми як діелектричного середовища.

Фізичний зміст одержаного результату можна легко зрозуміти, якщо повернутися до виразу (9.7) і згадати, що повний струм через плазму, який ми умовно стали вважати ємнісним, насправді складається зі справжнього ємнісного струму зміщення  $\vec{j}_{3M}$  та електронного конвекційного струму  $\vec{j}_{KE}$ . Останній є протифазним до струму зміщення, оскільки швидкість електронів через їх механічну інерцію відстає від фази електричного поля на  $\pi/2$ . Отже, струм  $\vec{j}_{KE}$  має формально індуктивний характер.

Еквівалентну схему, що має описувати проходження струму через плазму, можна зобразити у вигляді двох паралельно зв'язаних кіл, по одному з яких протікає ємнісний струм  $\vec{j}_{3M}$ , а по другому – індуктивний струм  $\vec{j}_{KE}$ . Така схема виявляється паралельним контуром з резонансною частотою

$$\omega_p = \sqrt{e^2 n_e / \epsilon_0 m}. \quad (9.9)$$

Ця частота збігається з частотою власних коливань плазми (ленгмюрівською частотою).

В сел. "Оршанка"

## 9.2. ПОШИРЕННЯ ПОПЕРЕЧНИХ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ПЛАЗМІ

Із рівнянь Максвелла випливає рівняння, що описує поведінку електричних і магнітних полів у середовищі з відносною діелектричною проникністю  $\epsilon$  та магнітною проникністю  $\mu$ :

$$\frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial z^2} = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \mu \frac{\partial^2 \vec{E}}{\partial t^2}. \quad (9.10)$$

Одним із можливих розв'язків цього рівняння є гармонічна електромагнітна хвиля

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_m e^{i(\omega t - kz)}, \quad (9.11)$$

яка поширюється в напрямку осі  $Z$  і має частоту  $\omega$  і хвильове число  $k$ . Ці дві величини пов'язуються дисперсійним рівнянням, яке для середовища з  $\mu = 1$  має вигляд

$$k^2 = \epsilon_0 \epsilon \mu_0 \omega^2 \quad \text{або} \quad k^2 = \epsilon \frac{\omega^2}{c^2}. \quad (9.12)$$

Фазова швидкість таких хвиль дорівнює

$$v_{\Phi} = \frac{\omega}{k} = \frac{c}{\sqrt{\epsilon}},$$

а групова швидкість  $u_{\text{гр}} = \frac{d\omega}{dk} = c\sqrt{\epsilon}$ .

Для плазми, в якій  $\epsilon = \epsilon_p = 1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}$ , можливі два принципово відмінні

один від одного випадки:

а) частота хвилі більша за власну частоту плазми  $\omega > \omega_p$  і  $0 < \epsilon_p < 1$ . У цьому випадку поширення хвиль у плазмі можливе, але їх фазова швидкість виявляється більшою за швидкість світла, а групова – меншою:

$$v_{\Phi} = \frac{c}{\sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}}} > c; \quad u_{\text{гр}} = c \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} < c;$$

---

<sup>5</sup> Оскільки, як відомо,  $\epsilon_0 \mu_0 = 1/c^2$ , де  $c$  – швидкість світла.

б) частота хвилі менша від власної частоти плазми  $\omega < \omega_p$  і  $\epsilon_p < 0$ .

Тут фазова і групова швидкості стають уявними величинами й поширення хвиль у плазмі стає неможливим. Дійсно, у цьому випадку

$$k = \frac{\omega}{c} \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} = -i\kappa \quad (9.13)$$

і згідно з виразом (9.11) поле електромагнітної хвилі набуває вигляду

$$\vec{E}(z, t) = \vec{E}_m e^{i\omega t} e^{-\kappa z}.$$

Це означає, що поле хвилі, залишаючись синфазним, буде згасати в міру заглиблення у плазму. Енергія хвилі не дисипує (оскільки дисипація, тобто перехід енергії хвилі в тепло, не була закладена у вищерозглянуту модель), а лише перевипромінюється, тобто відбивається назад (рис. 9.1). При цьому середня глибина проникнення поля у плазму (тобто відстань, на якій поле послаблюється в  $e$  разів) дорівнюється

$$l = \kappa^{-1} = \frac{c}{\omega} \left( \frac{\omega_p^2}{\omega^2} - 1 \right)^{-\frac{1}{2}}$$

і для  $\omega_p \gg \omega$  буде  $l \approx \frac{c}{\omega_p}$ .

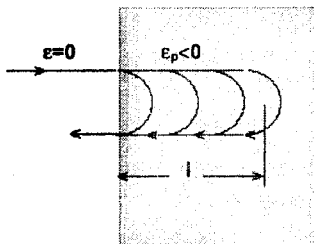


Рис. 9.1

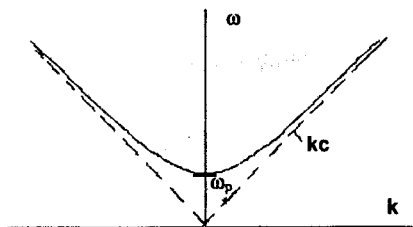


Рис. 9.2

Залежність  $\omega = f(k)$ , яка має назву дисперсійної, зображена на рис. 9.2. Тут добре видно, що хвилі однаковою мірою можуть поширюватися в обох напрямках (крива симетрична). Хвилі з  $\omega < \omega_p$  відсутні і, отже, їх поширення неможливе. Фазова швидкість є нахилом похідної зображеної функції, а групова швидкість – нахилом січної. При великих  $\omega$  і  $k$  фазова та групова швидкості стають рівними одна одній і асимптотично наближаються до  $c$ , так що хвилі поширюються начебто у вакуумі.

### 9.3. НАДВИСОКОЧАСТОТНІ МЕТОДИ ВИМІРЮВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ПЛАЗМИ

На особливостях поширення електромагнітних хвиль у плазмі базуються деякі методи вимірювання концентрації зарядів (електронів) у плазмі:

а) метод просвічування (рис. 9.3).

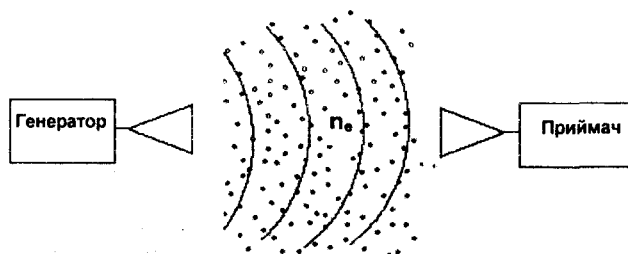


Рис. 9.3

Пройходження електромагнітних хвиль від генератора до приймача крізь шар плазми з концентрацією  $n_e$  матиме місце до тих пір, доки  $\omega > \omega_p$ . Якщо виміряти частоту, на якій проходження зондувального сигналу припиняється, можна визначити максимальне значення  $n_e$  на шляху хвилі. У цьому методі використовуються переважно радіохвилі надвисокочастотного діапазону ( $\lambda = 10-0.1$  см), що дозволяє вимірювати концентрації електронів у межах від  $10^{11}$  до  $10^{15}$  см $^{-3}$ .

б) метод радіоінтерферометрії. Він є більш інформативним, ніж попередній, але його можна застосовувати лише тоді, коли  $\omega > \omega_p$ .

За допомогою інтерферометричної схеми (рис. 9.4), порівнюється фаза хвилі, що пройшла через шар плазми товщиною  $L$ , з фазою хвилі, яка пройшла по опорному плечу інтерферометра, що складається з регульованого атенюатора (Ат.) і фазообертача (ФО).

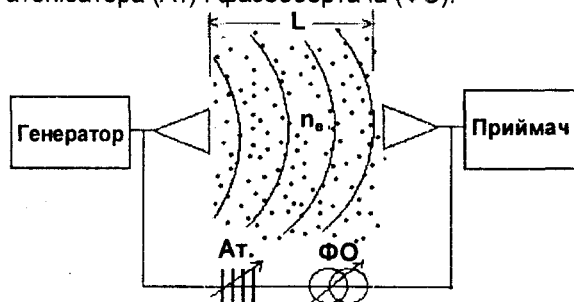


Рис. 9.4

Порівнюється набіг фази для випадку, коли плазми немає і  $k = k_0 = \frac{\omega}{c}$  з випадком, коли плазма є, і хвильове число дорівнює  $k = k_p = \frac{\omega}{c} \sqrt{\epsilon_p}$ . Різниця у вимірених набігах фази дозволяє визначити середню концентрацію електронів  $\bar{n}_e$  на ділянці довжиною  $L$ .

$$\Delta\varphi = L(k_0 - k_p) = \frac{\omega}{c} L \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}} \right) = \frac{\omega}{c} L \left( 1 - \sqrt{1 - \frac{e^2 \bar{n}_e}{\epsilon_0 m \omega^2}} \right) \quad (9.14)$$

У випадку, коли концентрація плазми велика, можна як зонduючий сигнал використовувати світлове випромінювання лазера і звичайну схему оптичного інтерферометра (рис. 9.5).

До високочастотних методів вимірювання концентрації плазми можна віднести також метод зондування іоносфери за допомогою радіосигналів (рис. 9.6).

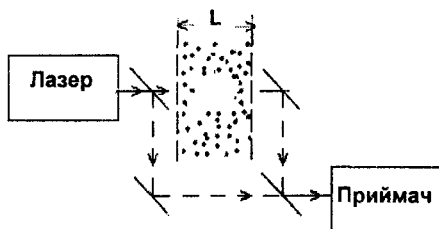


Рис. 9.5

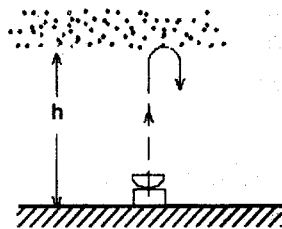


Рис. 9.6

Тут імпульсний сигнал з частотою  $\omega$  випромінюється радіопередавачем і відбивається від шару іоносферної плазми де  $\omega = \omega_p$ . Якщо виміряти час запізнення відбитого сигналу, можна визначити відстань  $h$  до цього шару і, змінюючи частоту  $\omega$ , навіть побудувати залежність  $n_e = f(h)$ .

Так було вперше на початку 30-х років експериментально доведено існування іоносфери і реалізовано принцип імпульсної радіолокації. Цей метод залишається й зараз основним методом вивчення іоносфери.

## 9.4. ПОВЗДОВЖНІ ЕЛЕКТРОННІ ХВИЛІ

В електронному газі плазми, так само як і у звичайному газі з нейтральних молекул, можуть поширюватися повздовжні квазіакустичні хвилі. Вони являють собою високочастотні хвилі електронної густини, що по-

ширюються на фоні однорідного позитивного просторового заряду нерухомих іонів (рис. 9.7).

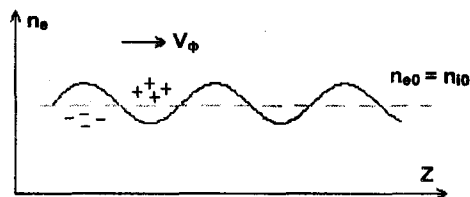


Рис. 9.7

Принципова відмінність таких хвиль від звичайних акустичних хвиль у нейтральному газі полягає в тому, що в нейтральному газі поворотна сила визначається лише пружністю газу, а в електронному газі до цієї сили газокінетичної пружності  $p_e = n_e k T_e$  ( $k$  – постійна Больцмана,  $T_e$  – температура електронного газу) додається ще й значно сильніша електрична сила  $e\vec{E}$ , яка виникає через порушення у хвилі умов квазінейтральності.

Рух електронного газу в повздовжній електронній хвилі описується рівнянням

$$m n_e \frac{d\vec{v}}{dt} = -\nabla p_e - n_e e \vec{E}, \quad (9.15)$$

де  $m n_e$  – масова густина електронного газу. З цього рівняння можна одержати дисперсійне рівняння для повздовжніх електронних хвиль у плазмі<sup>6</sup>

$$\omega^2 = \omega_p^2 + k^2 \bar{v}_{Te}^2, \quad (9.16)$$

де  $\bar{v}_{Te}$  – середня теплова швидкість електронів. Двочленність виразу (9.16) пов'язана з двоїстою природою поворотної сили.

Дисперсійну криву, що відповідає рівнянню (9.16), зображено на рис. 9.8. Як видно, повздовжні електронні хвилі можуть існувати лише на частотах  $\omega > \omega_p$ . При  $\omega \geq \omega_p$  їх фазова швидкість може бути дуже великою, а групова швидкість – малою. При  $\omega \gg \omega_p$  фазова швидкість дорівнює

$$v_{\phi} = \frac{\omega}{k} \approx \bar{v}_{Te}$$

<sup>6</sup> Для цього слід до рівняння (9.5) додати ще рівняння неперервності і рівняння Пуассона.



і наближається до середньої теплової швидкості електронів. Але такі хвилі виявляються "нежиттєздатними", оскільки зазнають швидкого згасання. Справа в тому, що при  $v_\phi \approx \bar{v}_{Te}$  деякі електрони з їх тепловими швидкостями можуть увійти в синхронізм з повздовжньою хвилею. Оскільки при звичайному максвеллівському розподілі за швидкостями повільних електронів завжди буває більше, аніж швидких (рис. 9.9), то буде переважати відбирання енергії від хвилі на користь електронів, і хвиля буде згасати. Це фундаментальне явище було відкрите відомим радянським фізиком Ландау і має назву "згасання Ландау".

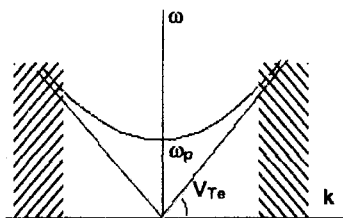


Рис. 9.8

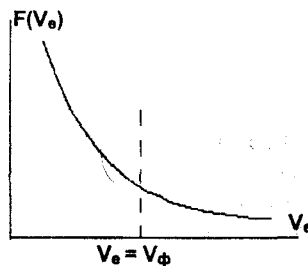


Рис. 9.9

## 9.5. ІОННО-ЗВУКОВІ ХВИЛІ

У плазмі також можливі повздовжні хвилі іонної компоненти. Вони порівняно низькочастотні й являють собою хвилі густини іонів. Електрони, як більш легкі й рухливі, встигають "пилнувати" за іонами, і тому в цілому іонно-звукова хвиля виявляється майже електрично нейтральною. Але для того, щоб електрони встигали компенсувати просторовий заряд іонів, середня теплова швидкість електронів  $\bar{v}_{Te}$  повинна бути набагато більшою за фазову швидкість хвилі. З іншого боку, теплова швидкість іонів  $\bar{v}_{Ti}$  має бути набагато меншою фазової швидкості хвилі, щоб не відбувалося згасання Ландау хвилі на іонах. Ці дві вимоги визначають умови існування іонно-звукових хвиль:

$$\bar{v}_{Ti} \ll \frac{\omega}{k} \ll \bar{v}_{Te}. \quad (9.17)$$

Звідси випливає, що подібні хвилі можуть існувати лише в неізотермічній плазмі, де  $T_e \gg T_i$ . Дисперсійне рівняння для іонно-звукових хвиль має вигляд

$$\omega^2 = \frac{\Omega_p^2}{1 + \frac{1}{k^2 d^2}}, \quad (9.18)$$

де  $\Omega_p = \sqrt{\frac{e^2 n_i}{\epsilon_0 M}}$  – іонна ленгмюрівська частота плазми,  $d$  – дебаївський радіус екранування,  $M$ ,  $n_i$  – маса іонів та їх концентрація. Дисперсійна

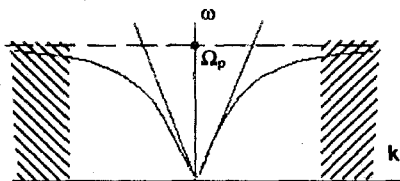


Рис. 9.10

крива, що відповідає виразу (9.18), зображена на рис. 9.10. Для великих хвильових чисел  $k$  ліва частина нерівності (9.17) не виконується і хвилі з частотою  $\omega \approx \Omega_p$  існувати не можуть. Для малих  $k$  ( $k^2 d^2 \ll 1$ ) вираз (9.18) зводиться до вигляду

$$\omega^2 = k^2 \frac{\kappa T_e}{M} \quad (9.19)$$

і фазова швидкість хвилі дорівнює  $v_\Phi = \sqrt{\frac{\kappa T_e}{M}}$ . Хвилі з такими фазовими швидкостями задовольняють нерівності (9.17) і можуть дійсно спостерігатися.

У магнітному полі спектр хвиль, що можуть існувати у плазмі, дуже розширюється. Це звичайні й незвичайні високочастотні електромагнітні хвилі, альфвенівські і магнітозвукові хвилі, іонно-циклотронні хвилі, гелікони (або свистові хвилі, вістлери) тощо. Теорія цих хвиль досить складна, оскільки діелектрична проникність плазми в магнітному полі стає тензором. Тому за браком місця усі ці хвилі розглядати не будемо.

## 9.6. ВЗАЄМОДІЯ ЕЛЕКТРОННИХ ПУЧКІВ ІЗ ПЛАЗМОЮ

Електронний пучок, введений у плазму паралельно осі  $OX$ , можна розглядати як складову частину загального ансамблю електронів, що має певну функцію розподілу електронів  $f(v_x)$ . На фоні максвеллівської функції розподілу електронів  $f_0(v_x)$  такий пучок утворює горб на швидкості  $v_x = v_{x0}$ , де  $v_{x0}$  – спрямована швидкість електронів пучка (рис. 9.11).

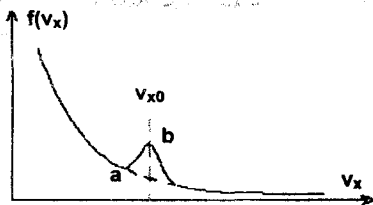


Рис. 9.11

Отже, на ділянці між точками  $a$  і  $b$  створюється ситуація, коли  $df(v_x)/dv_x > 0$ . Для повздовжніх плазових електронних хвиль, що мають фазову швидкість  $v_{x\phi} = \omega/k_x$ , яка лежить у межах ділянки  $ab$ , кількість електронів, що мають швидкість більшу за

$v_{x\phi}$ , перевищує кількість, що мають меншу швидкість. Працює "згасання Ландау", але тепер вже в оберненому вигляді: хвиля відбирає енергію в електронів пучка і зростає за амплітудою. Отже, якщо якимсь чином збудити таку хвилю, то вона буде не згасати, а наростати.

Особливо яскраво цей процес відбувається, якщо електрони пучка мають певну дискретну швидкість  $v_0$ , тобто якщо пучок є монокінетичним і його функція розподілу є  $\delta(v_x - v_0)$ . Тоді процес взаємодії повздовжніх плазових хвиль з пучком відбувається як у лампі біжучої хвилі. Зрозуміла річ, що все це можливо лише на частотах  $\omega > \omega_p$ , тобто там, де можливе існування повздовжніх хвиль. Описаний механізм взаємодії можна назвати "синхронним", оскільки він вимагає приблизної рівності швидкостей між пучком і підсилюваною хвилею.

Але може існувати й інший механізм, який діє для частот  $\omega < \omega_p$  і який можна назвати асинхронним. Вважатимемо, що пучок промодульовано частотою  $\omega$ , його електрони мають швидкість  $v_0$  і він утворює у

плазмі низку електронних згустків з просторовим періодом  $\Lambda = 2\pi \frac{v_0}{\omega}$  (рис. 9.12). Якщо б такий пучок рухався у вакуумі, то кулонівські сили просторового заряду намагалися б розширювати згустки та вирівнювати концентрацію електронів уздовж пучка.

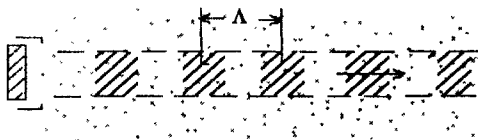


Рис. 9.12

Якщо ж пучок рухається у плазмі, концентрація якої така, що виконується умова  $\omega < \omega_p$ , це означає, що рух електронів відбувається в середовищі, діелектрична проникність якого для частоти  $\omega$  є від'ємною. У такому середовищі кулонівські сили змінюють свій знак і тепер однойменні заряди в згустках будуть не відштовхуватися, а взаємно притягуватися із силою

$$F = \frac{e_1 e_2}{4\pi\epsilon_0\epsilon_p r^2} \quad (9.20)$$

У міру руху пучка у плазмі щільність густини зарядів у згустках буде зростати, тобто глибина модуляції електронного пучка й змінна компонента струму в ньому будуть зростати. Цей процес розвиватиметься експоненціально з просторовим інкрементом  $\gamma$  і буде обмежуватися лише нелінійними ефектами.

Із формули (9.20) видно, що сили, які будуть ущільнювати згустки, тим більші, чим ближче  $\epsilon_p$  до нуля, тобто, чим ближче  $\omega$  до  $\omega_p$ . Відповідно, у міру наближення до плазмового резонансу зростатиме й величина  $\gamma$  (рис. 9.13). Однак до нескінченно великих значень інкременту справа, звісно, не дійде. Якщо наблизитися до області  $\omega \geq \omega_p$ , асинхронний механізм змінюється на синхронний, при якому величина інкременту зберігається скінченною. Найбільший інкремент досягається в точці, близькій до  $\omega = \omega_p$ , тобто в околі плазмового резонансу.

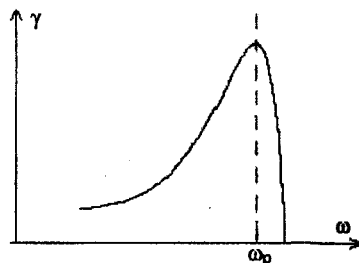


Рис. 9.13

### Контрольні запитання

1. Напишіть вираз для діелектричної проникності плазми. Поясніть зміст двочленності цього виразу.
2. Чому у виразі для діелектричної проникності плазми нехтують внеском іонів?
3. При яких значеннях концентрації електронів діелектрична проникність плазми стає величиною від'ємною?
4. Які особливості поширення електромагнітних хвиль у плазмі?
5. На яку глибину проникає поле електромагнітної хвилі в закритичну плазму?

6. Як можна вимірювати концентрацію електронів у плазмі, зондуючи її електромагнітним хвилями?
7. Що являть собою повздовжні електронні хвилі у плазмі (ленгмюрівські хвилі)?
8. Що таке згасання Ландау повздовжніх електронних хвиль у плазмі?
9. Чи може мати місце згасання Ландау для поперечних електромагнітних хвиль у плазмі?
10. Що таке іонно-звукові хвилі? Які в них дисперсійні властивості?
11. Чому не можуть поширюватися іонно-звукові хвилі з частотами, близькими до  $\Omega_p$  – власної частоти іонних коливань у плазмі?
12. За якими механізмами може відбуватися взаємодія електронних пучків з плазмою?
13. У чому полягає сутність асинхронного механізму взаємодії модульованих електронних пучків із плазмою?
14. Чим обмежується максимальний інкремент при плазмово-пучковій взаємодії?

### Контрольні задачі

1. Підрахувати значення діелектричної проникності плазми з концентрацією електронів  $n_e = 3 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$  для частоти  $f = 3 \text{ ГГц}$ .
2. Підрахувати фазову та групову швидкості електромагнітних хвиль у плазмі з концентрацією електронів  $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$  для частоти  $f = 3 \text{ ГГц}$ .
3. Набіг фази у плазмовому шарі товщиною  $L = 10 \text{ см}$  для електромагнітних хвиль з частотою  $f = 3,75 \cdot 10^{10} \text{ Гц}$  ( $\lambda = 8 \text{ мм}$ ) становить  $\Delta\varphi = 540^\circ$ . Яка у шарі середня концентрація електронів  $\bar{n}_e$ ?
4. При зондуванні іоносфери електромагнітними хвилями з частотою  $f = 15 \text{ МГц}$  радіоімпульс повернувся через час  $\tau = 1,33 \text{ мс}$ . Визначити висоту  $h$  шару, від якого відбилась хвиля, і концентрацію електронів у цьому шарі.
5. Підрахуйте фазову і групову швидкості повздовжніх електронних хвиль у плазмі на частоті  $f$ , яка становить 1,1 від власної ленгмюрівської частоти плазми. Концентрація електронів у плазмі  $n_e = 10^{11} \text{ см}^{-3}$ , електронна температура  $T_e = 3 \cdot 10^4 \text{ К}$ .
6. Підрахувати фазову швидкість іонно-звукових хвиль у аргонівій плазмі ( $A = 40$ ) на частоті  $\omega \ll \Omega_p$ . Електронна температура  $T_e = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$ .
7. Електронний пучок, що має швидкість  $v_0 = 1,5 \cdot 10^6 \text{ см/с}$  взаємодіє із плазмою за синхронним механізмом. Концентрація плазми  $n_e = 10^{10} \text{ см}^{-3}$ , електронна температура  $T_e = 5 \cdot 10^4 \text{ К}$ . Підрахувати, яка саме частота буде підсилюватися найбільшою мірою.

## 10. ЕЛЕКТРИЧНИЙ РОЗРЯД У ГАЗАХ

Електричний розряд у газі – це комплекс явищ, які відбуваються при проходженні електричного струму через іонізоване газове середовище.

Обмежимося лише явищами при порівняно малих тисках газів (менше від 100 мм рт. ст.), з якими здебільшого доводиться зустрічатися у фізичних експериментах. Розряди при високих тисках (порядку атмосферного) мають свою специфіку і тому особливо цікаві щодо технологічного застосування.

Електричні розряди поділяються на: а) *самостійні*; б) *несамостійні*. У самостійних розрядах достатньо прикласти певну різницю потенціалів, щоб у міжелектродному проміжку виникнув струм; у несамостійних розрядах слід створити за допомогою якогось зовнішнього агента додаткову іонізацію газу, щоб виник струм. Прикладом несамостійного розряду може бути так званий *таунсендівський* (або тихий) розряд.

### 10.1. ТАУНСЕНДІВСЬКИЙ РОЗРЯД

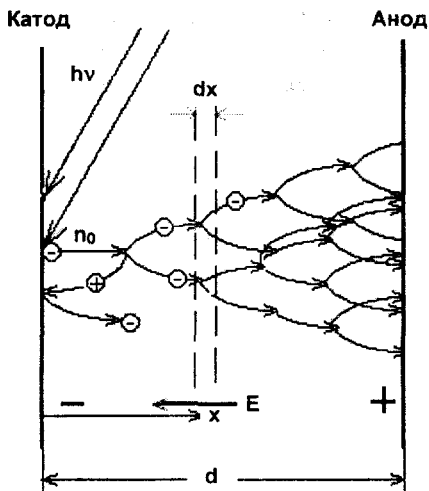


Рис. 10.1

У таунсендівському розряді<sup>7</sup> катод освітлюється жорстким електромагнітним випромінюванням (ультрафіолетовими або рентгенівськими променями) і з нього виходять фотоелектрони, які утворюють потік електронів  $n_0$  (рис. 10.1). Пройшовши в електричному полі  $E$ , що утворюється позитивним потенціалом на аноді, шлях  $l$ , електрон, який вийшов з катода, стикається з молекулою газу й створює акт іонізації. Унаслідок цього з'являються два вільних електрони – первинний і той, що виникнув при іонізації. Кожен з них, пройшовши деякий шлях і набувши в електричному полі певну енергію, знову створює

іонізацію, і електронів стає вже чотири. Потік електронів зростає в геометричній прогресії, і в міжелектродному просторі виникає лавина електронів, так що на анод надходить потік  $n_a \gg n_0$ . Струм через міжелектродний

<sup>7</sup> Названо так на ім'я його дослідника Дж.Таунсенда.

проміжок замикається позитивними іонами, які з місця їх виникнення прямують на катод.

Розглянемо тепер цей процес кількісно. На елементі шляху  $dx$  відбувається  $dn$  актів іонізації, що їх створює електронний потік  $n(x)$ , який зростає на вказану величину  $dn$

$$dn = \alpha n(x) dx, \quad (10.1)$$

де  $\alpha$  – кількість іонізацій, яку створює один електрон на одиниці довжини свого руху. Цю величину називають *першим коефіцієнтом Таунсенда*.

Інтегруючи рівняння (10.1), одержуємо  $n(x) = Ae^{\alpha x}$ . За граничної умови  $x=0$ ;  $n(0) = n_0$

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x} \quad (10.2)$$

і струм на аноді дорівнюватиме

$$i_a = i_0 e^{\alpha d}, \quad (10.3)$$

де  $i_0$  – фотострум з катода,  $d$  – довжина міжелектродного проміжку. Як видно, при достатній довжині міжелектродного проміжку струм на аноді може набагато перевищувати первинний фотострум  $i_0$ . Це явище називають газовим підсиленням і його інколи застосовують для підсилення фотострумів. Якщо припинити опромінювання катода, струм на анод припиняється.

### 10.1.1. Перший коефіцієнт Таунсенда

На шляху довжиною в 1 см від катода до анода електрон зробить у середньому  $1/\lambda$  вільних пробігів. На пробігу довжиною  $l$  він набиратиме енергію  $\mathcal{E} = elE$ . Якщо  $\mathcal{E} > \mathcal{E}_i$ , де  $\mathcal{E}_i = eU_i$  – енергія іонізації, то при співударянні з молекулою газу електрон зможе вже створити іонізацію. Будемо вважати, що якщо енергія  $\mathcal{E} > a\mathcal{E}_i$  (де  $a > 1$ , тобто матимемо енергію, достатню для іонізації, та ще й "із запасом"), то акт іонізації обов'язково відбудеться.

Таким чином, апроксимується залежність імовірності іонізації від енергії електрона  $w_i = f(\mathcal{E})$  у вигляді східчастої функції (рис. 10.2), яка віддалено нагадує справжню функцію  $w_i = f(\mathcal{E})$ , подібну до зображеної на рис. 7.7. Отже, умовою того, що акт іонізації відбудеться, є нерівність  $l > l_i$ , де  $l_i = a\mathcal{E}_i / eE$ .

З усіх  $1/\lambda$  вільних пробігів, які зазнає електрон на шляху в 1 см, довше  $l_i$  будуть лише

$$\frac{1}{\lambda} e^{-\frac{l_i}{\lambda}}$$

пробігів. Саме вони і дадуть акти іонізації. Таким чином, перший коефіцієнт Таунсенда  $\alpha$  буде

$$\alpha = \frac{1}{\lambda} e^{-\frac{l_i}{\lambda}} = A p e^{-\frac{B p}{E}}. \quad (10.4)$$

де  $A = 1/\lambda_0$ ;  $B = \frac{a \mathcal{E}_i}{e \lambda_0}$ ;  $\lambda_0 = \lambda p$  – середня довжина вільного пробігу при тиску в 1 мм рт. ст.

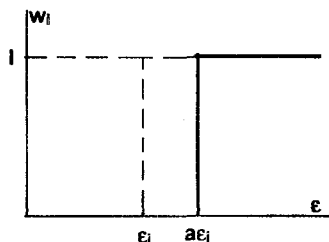


Рис. 10.2

Як видно зі структури формули (10.4), величина  $\alpha$  має максимум при деякому тиску газу  $p = p_{\max}$ , де

$$p_{\max} = \frac{e E \lambda_0}{a \mathcal{E}_i} \quad \text{або} \quad \frac{\lambda_0}{p_{\max}} = \frac{a \mathcal{E}_i}{e E}, \quad (10.5)$$

тобто при такому тиску, коли електрон на середній довжині вільного пробігу  $\lambda = \lambda_0 / p_{\max}$  набирає саме енергію  $a \mathcal{E}_i$ , яка необхідна для акту іонізації.

При більших тисках довжини вільних пробігів будуть надто малі й електрони не зможуть набрати на них достатньої енергії, а при  $p < p_{\max}$  вільні пробіги будуть довгими, енергії електронів вистачатиме на іонізацію, але ці зіткнення будуть надто рідкими й кількість актів іонізації на шляху в 1 см буде малою.

### 10.1.2. Врахування позитивних іонів

Утворені під час актів іонізації позитивні іони надходять на катод і таким чином замикають коло анодного струму. Надійшовши на катод, вони вибиватимуть з нього за рахунок вторинної іонно-електронної емісії нові електрони. Нагадаємо, що коефіцієнтом вторинної іонно-електронної емісії  $\gamma$  є відношення потоку вибитих з катода вторинних електронів  $n_e$  до потоку іонів  $n_i$ , що падає на катод:  $\gamma = n_e / n_i$ . Іноді цю величину називають також другим коефіцієнтом Таунсенда.

Отже, якщо спочатку з катода вийшло  $n_0^{(1)}$  фотоелектронів, то в польоті до анода буде утворено  $n_0^{(1)} (e^{\alpha d} - 1)$  актів іонізації, і на катод надійде  $n_0^{(1)} (e^{\alpha d} - 1)$  іонів. Вони виб'ють з катода кількість  $n_0^{(2)} = n_0^{(1)} \gamma (e^{\alpha d} - 1)$  нових



електронів, яка може бути більшою за первинну кількість електронів  $n_0^{(1)}$ .

Величину  $\gamma(e^{\alpha d} - 1) = \mu$  називають коефіцієнтом зростання, вона показує, у скільки разів кожна наступна електронна лавина буде більшою за попередню. Таким чином, величина  $\mu$  є показником геометричної прогресії, що описує хід зростання струму в таунсендівському розряді.

Підрахуємо величину анодного струму з урахуванням іонів, але поки що для випадку, коли  $\mu < 1$ . Це буде сума нескінченної спадної геометричної прогресії зі знаменником  $\mu$ . Позначимо як  $n_0$  потік електронів з катода за рахунок деякої зовнішньої дії (наприклад, фотоэффекту);  $n_k$  – повний потік електронів з катода (фотоелектронів і електронів, вибитих іонами);  $n_a$  – потік електронів на анод. Тоді,

$$n_k = \frac{n_0}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \quad \text{або} \quad i_a = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

і анодний струм дорівнюватиме

$$i_a = \frac{i_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (10.6)$$

Це в  $(1 - \mu)^{-1}$  разів більше за результати попереднього розрахунку (10.3), де дія іонів не враховувалася.

## 10.2. ЗАПАЛЮВАННЯ САМОСТІЙНОГО РОЗРЯДУ

Із збільшенням напруги  $U_a$ , прикладеної між анодом і катодом, зростає напруженість електричного поля  $E$  і швидко збільшується величина  $\alpha$ . Зростає експонента  $e^{\alpha d}$  і зменшується знаменник у виразі (10.6) для анодного струму. При  $1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1 - \mu \rightarrow 0$  анодний струм стає нескінченно великим навіть при дуже малих фотострумах  $i_0$ .

Зрозуміло, що при  $i_0 = 0$  анодного струму не буде, але достатньо будь-якого, як завгодно малого початкового імпульсу струму  $i_0$  для того, щоб розрослась електронна лавина. Таким початковим імпульсом може бути будь-який випадковий електрон, вибитий із катода квантом світла або космічними променями. При достатньо великому  $U_a$ , наша система стає нестійкою й достатньо малої зовнішньої дії, щоб у ній виник струм істотної величини. Це і є *запалювання розряду*. Таким чином, умовою запалювання розряду є нерівність  $\mu = \gamma(e^{\alpha d} - 1) > 1$ .

Використовуючи формулу (10.4) для першого коефіцієнта Таунсенда і позначаючи  $E = U/d$ , одержимо, що умовою запалювання розряду буде

$$U > U_{zan} = \frac{B(pd)}{\ln \left[ \frac{A(pd)}{C} \right]}, \quad (10.7)$$

де  $C = \ln(1 + \frac{1}{\gamma})$ . Із формули (10.7) можна зробити цікавий висновок: напруга запалювання розряду  $U_{zan}$  не є функцією від  $p$  або  $d$  окремо, а лише від їх добутку  $pd$ . Тобто, збільшення тиску газу вдвічі еквівалентне подвоєнню довжини міжелектродного проміжку  $d$ . Цей закон має назву закону Пашена.

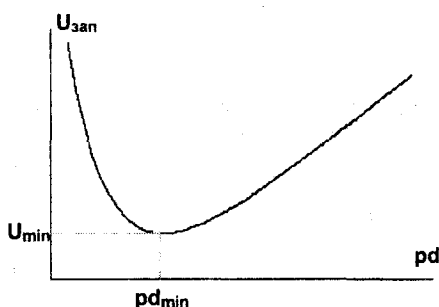


Рис. 10.3

Можна впевнитися в тому, що функція  $U_{zan}$  має екстремум (мінімум) при деякому  $(pd)_{min}$ :

$$(pd)_{min} = 2,72 \frac{C}{A}. \quad (10.8)$$

При цьому значенні  $pd$  напруга запалювання мінімальна

$$U_{zanmin} = 2,72 \frac{BC}{A}.$$

Крива  $U_{zan} = f(pd)$ , зображена на рис. 10.3, має назву кривої Пашена. Звичайно, для більшості газів  $(pd)_{min} \approx 1$  мм рт. ст. см, а  $U_{zanmin}$  становить кілька сотень вольтів.

### 10.3. ВСТАНОВЛЕННЯ САМОСТІЙНОГО РОЗРЯДУ

За виконання умови  $\mu > 1$  струм через розрядний проміжок буде зростати в часі в геометричній прогресії. Густина струму та густина об'ємних зарядів у міжелектродному проміжку, відповідно, зростатимуть і це вже доводиться враховувати. Саме вони й будуть обмежувати нескінченне, здавалося б, зростання розрядного струму.

Вторинні електрони, що утворилися внаслідок іонізації газу, швидко уходять на анод, а повільні іони залишаються в розрядному проміжку, підвищуючи своїм об'ємним зарядом потенціал у просторі (рис. 10.4, криві 2, 3). Але максимум на кривій (випадок 3) утворитися не може: адже тоді вторинні електрони не стали б йти на анод і почали б накопичуватися в об'ємі, компенсуючи й нейтралізуючи іонний об'ємний заряд. Саме це й відбувається. Оскільки в розрядному проміжку з боку анода утворюється безпольова область (точніше, зі слабким полем, порядку  $1-0,1$  В/см), де  $n_e \approx n_i$ , то утворюється плазма (криві 4, 5). Ті заряди, що йдуть звідси на анод або на катод будуть компенсуватися зарядами, що утворюються завдяки іонізації. Падіння напруги буде зосереджуватися тепер поблизу катода, утворюючи так зване *катодне падіння напруги*. Катодне падіння має ширину  $d_k$  і на ньому спадає майже весь анодний потенціал:  $U_k \approx U_a$ . Роль активного міжелектродного проміжку відіграватиме саме ця область, а частина міжелектродного проміжку, що заповнилася плазмою, служить лише провідником струму й відіграє пасивну роль.

Отже, оскільки активною частиною міжелектродного проміжку є саме область завширшки  $d_k$ , умова розвитку та усталення розряду обумовлюється саме нею. Можна показати, що коефіцієнт розмноження  $\mu$  є функцією від  $d_k$ , яка має максимум (рис. 10.5). Ширина  $d_k$  буде скорочуватися доти, доки не буде досягнуто  $\mu = 1$ . На цьому процес формування самостійного розряду стабілізується.

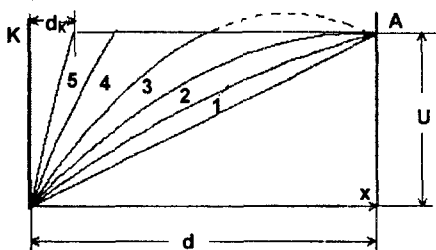


Рис. 10.4

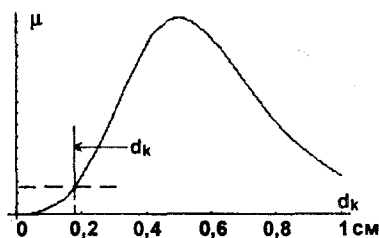


Рис. 10.5

## 10.4. ЖЕВРІЮЧИЙ РОЗРЯД

Як усталена форма газового розряду може утворитися так званий *жевріючий розряд*. У його катодному падінні зосереджується більша частина всієї прикладеної до нього напруги. Ширина катодного падіння може бути зовсім невеликою й становити сантиметри або міліметри. Напруга, зосереджена в катодному падінні, встановлюється такою, яка б розганяла електрони до енергій, достатніх для ефективної іонізації газу, а іони – до енергій, потрібних для вибивання вторинних електронів з катода та забезпечення достатньо великих значень коефіцієнта  $\gamma$ . Зазвичай катодне падіння в жевріючому розряді становить кілька сотень вольтів.

Прианодна частина, заповнена плазмою, має назву *позитивного стовпа*. Він може бути довільної довжини й забезпечує лише проходження струму від анода до катодного падіння. Наявність позитивного стовпа необов'язкова і без нього можна обійтись. Наприклад, пересуваючи анод і скорочуючи тим самим ширину міжелектродного проміжку  $d$ , можна без шкоди робити це доти, доки  $d > d_k$ . Як тільки анод дійде до межі катодного падіння, розряд погасає. Типові режими жевріючого розряду – це сотні вольтів напруги і десятки або сотні міліамперів струму.

Світіння жевріючого розряду в області катодного падіння має досить складну тонку структуру, обумовлену залежністю ймовірності збудження та іонізації молекул газу від енергії електронів. Світіння ж позитивного стовпа здебільшого однорідне за довжиною, але в деяких режимах світіння може мати вигляд періодичних смуг (страт), нерухомих або біжучих до анода чи катода. Прикладом практичного використання жевріючого розряду можуть бути довгі трубки, що світяться різними кольорами залежно від роду газу, яким вони наповнені, і застосовуються для створення світлових реклам.

У жевріючих розрядах високого тиску зі сильними струмами, які застосовуються для оптичного накачування газових лазерів, великої шкоди завдає поперечна (так звана *іонізаційно-перегріва*) нестійкість, яка порушує однорідність плазми позитивного стовпа і робить її непридатною для застосування в лазерах. Ця нестійкість розвивається з невеликої поперечної неоднорідності густини струму. Якщо в деякому місці перерізу розряду густина струму збільшиться, це призведе до більшого розігріву плазми та нейтрального газу. Концентрація нейтральних атомів у цьому місці зменшиться (за рахунок теплового розширення) і воно стане більш провідним для струму. Густина струму збільшиться, розігрів ще більш підсилиться, і така нестійкість призведе до істотного перерозподілу струму по поперечному перерізу позитивного стовпа. Розряд концентруватиметься в тонких шнурах, які до того ж швидко бігатимуть по поперечному перерізу системи. Ця нестійкість обмежує можливості створення потужних газових лазерів, і досі не знайдено радикальних шляхів до її подолання. Доводиться обмежуватися лише короточасними імпульсними режимами, упродовж яких ця не-

стійкість не встигає розвинутися, та попередньою іонізацією газу, яка дещо уповільнює розвиток шнуровання розряду.

У багатьох випадках позитивний стовп жевріючого розряду низького тиску є поздовжньо нестійким. Дійсно, нехай у якійсь невеличкій області позитивного стовпа напруженість поля  $E$  дещо збільшиться. Це призведе до підвищення температури електронів і виходу іонізації та підвищенню концентрації електронів на  $\delta n_e$ . Цей приріст  $\delta n_e$  буде зноситися дрейфом електронів до анода, і таким чином поруч з областю збільшеного  $E$  утворюється область з підвищеною концентрацією електронів і, отже, з більшою провідністю та меншим градієнтом потенціалу. Потенціал  $U(x)$  перерозподілятиметься вздовж позитивного стовпа і його градієнт буде збільшуватися там, де електричне поле й так було підвищеним. Таким шляхом розвивається нестійкість, при якій в місцях підвищення поля концентрація електронів зменшується, і навпаки. Позитивний стовп розбивається на періодично розташовані шари з різною яскравістю світіння. Це й є так звані страти. Хоча вони й виглядають ефектно, але шкодять однорідності плазми позитивного стовпа. Ці страти можуть бути нерухомими, або ж бігти вздовж позитивного стовпа зі швидкістю аж до кількох сотень метрів за секунду. В останньому випадку вони непомітні на око, але можуть бути зареєстровані через коливання анодного струму.

## 10.5. ДУГОВИЙ РОЗРЯД



Рис. 10.6

"Вузьким місцем" жевріючого розряду є видобування електронів із катода. Жевріючий розряд тому й вимагає для свого підтримання високих напруг, оскільки іони повинні мати досить велику енергію, щоб ефективно вибивати вторинні електрони з катода. Збільшення струму через жевріючий розряд супроводжується збільшенням анодної напруги, необхідної для його підтримки (рис. 10.6).

Починаючи з деякого значення струму  $I'$ , збільшення струму супроводжується вже не зростанням, а зменшенням анодної напруги. Це відбувається тоді, коли під дією бомбардування іонами катода останній розігрівається такою мірою, що здатний випускати термоелектрони. При переході в цей режим іонам вже не потрібні великі енергії для вибивання вторинних електронів з катода. Електрони самі виходять з катода, так би мовити, "добровільно" за рахунок термоемісії. Розряд стає низьковольтним і для його підтримки достатньо лише кількох десятків вольтів. Нагрівання катода здійснюється вже не стільки за рахунок великої енергії іонів, скільки за рахунок їх кількості. Такий розряд дістав назву *дугового розряду*. Типовий режим дугового роз-

ряду — це спад напруги в кілька десятків вольтів і струми, більші за кілька амперів.

Дуговий розряд є нестійким щодо поперечного розподілу густини струму. Якщо в деякому місці на поверхні катода збільшиться густина іонного струму, це місце буде розігріватися сильніше, і з нього піде більший термоелектронний струм, який притягне на себе ще більшу густину зустрічного іонного струму. Це призводить до того, що розряд буде стягуватися за поперечним перерізом, концентруючись на все меншій поверхні катода — так званий *катодній плямі*. Звуження катодної плями обмежуватиметься лише теплопровідністю матеріалу катода.

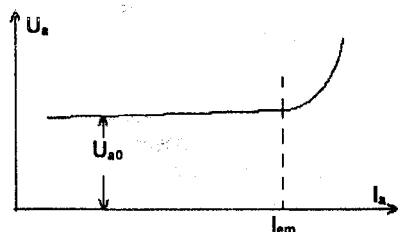


Рис. 10.7

Дуговий розряд можна одержати і шляхом штучного нагрівання катода від зовнішнього джерела тепла до температур, які б забезпечували достатню термоемісію. Для цього катод розжарюють, як у електронних лампах. Тоді анодна напруга  $U_a$ , потрібна для підтримання розряду, може бути малою (порядку 10–20 В) і незалежною від анодного струму (рис. 10.7). Подібний

газонаповнений діод з розжарюваним катодом називають *газотроном*. Вони широко застосовувалися для випрямлення змінного струму (поряд з кенотронами), доки не були витіснені напівпровідниковими діодами.

Напруга на дуговому розряді з розжареним катодом зберігається майже незмінною доти, доки анодний струм не перевищить емісійної здатності катода  $I_{em}$ . При  $I_a > I_{em}$  до видобування електронів з катода, поряд з термоемісією, приєднується вибивання їх іонами, напруга на розряді, необхідна для цього, різко зростає, і розряд переходить у режим, подібний до режиму жевріючого розряду. Бомбардування катода швидкими іонами призводить до його сильного розпорошування. Для приладів з ефективними термокатадами (наприклад, з оксидним катодом) такий режим виявляється згубним і його слід усіяко уникати.

## 10.6. АВТОЕЛЕКТРОННА ДУГА

Із вищевикладеного складається уявлення, що для дугового розряду є обов'язковим сильне розігрівання катода, але деякі експерименти переконливо доводять про можливе існування дугового розряду із холодним катодом. Прикладом цього може бути дуговий розряд з рідким ртутним катодом або катодом, що швидко рухається.

Як згадувалось вище, коли йшлося про термоелектронну дугу, розряд має тенденцію стягуватися на катоді в катодну пляму малих розмірів. Аналогічна картина спостерігається й у дузі із холодним катодом.

У місці збільшення густини розрядного струму скорочується ширина катодного падіння потенціалу, збільшується густина іонного струму, що йде на катод, і зростає напруженість поля на поверхні катода. Це призводить до збільшення густини струму, який ще більше стягує на себе потік іонів. Унаслідок такої нестійкості густина струму з катода зростає до величезних значень порядку  $10^5$  А/см<sup>2</sup>, ширина катодного падіння потенціалу скорчується до часток мікрона, а напруженість електричного поля на поверхні катода зростає до  $10^6$ – $10^7$  В/см, яке може підтримувати автоелектронну емісію. Розряд на катоді концентрується на катодній плямі площею в кілька квадратних мікронів, яка зазвичай "чіпляється" за мікронерівності на поверхні катода. Зокрема, у випадку катода з рідкої ртуті сильне електричне поле може навіть "витягувати" на себе вістря на поверхні ртуті, створюючи тим самим власні нерівності на поверхні катода.

У багатьох випадках, як наприклад у електрозварювальних дугах, термо-і автоелектронна емісії співіснують, створюючи так званий термодуговий розряд. Автоелектронна емісія може забезпечувати величезні струми без істотних витрат енергії, тому вона використовується в потужних випрямлячах з ртутними катодами для випрямлення змінного струму в промисловості.

## 10.7. ВИСОКОЧАСТОТНИЙ РОЗРЯД

В електричному полі високої частоти  $E(t) = E_m e^{i\omega t}$  заряди (електрони та іони) перебувають у коливальному русі зі змінною швидкістю  $v(t)$ . Якщо частота поля  $\omega$  набагато більша за частоту зіткнень  $\nu$ , то рух зарядів можна вважати коливальним з амплітудою  $a_m = \frac{eE_m}{m\omega^2}$ . Цю величину можна одержати шляхом інтегрування рівняння руху зарядженої частинки в електричному полі  $m\ddot{x} = eE(t)$ . Наприклад, при  $E_m = 300$  В/см і частоті  $f = 3$  ГГц ( $\lambda = 10$  см) величина  $a_m$  виявляється рівною лише  $10^{-3}$  см, а амплітуда швидкості  $v_m = 2 \cdot 10^7$  см/с.

Для іонів ці величини будуть набагато менші. Таким чином, можна вважати, що в полі високої частоти заряджені частинки майже не мають спрямованого руху, як у розрядах постійного струму. Усі процеси народження заряджених частинок зосереджені в об'ємі газу, а їх видалення з об'єму відбувається за рахунок таких повільних процесів, як дифузія та об'ємна рекомбінація. Тому, напруга, що необхідна для підтримки подібного високочастотного розряду, виявляється набагато меншою, ніж для жевріючого розряду за аналогічних умов.

Ситуація ускладнюється, якщо амплітуда коливних рухів електронів стає сумірною з шириною міжелектродного проміжку  $d$ , але залишається меншою від неї. Тоді, при коливаннях частина електронів, що знаходиться

ся поблизу електродів, буде потрапляти на них. В об'ємі залишаються майже нерухомі у високочастотному полі іони, котрі утворюють там надлишковий об'ємний заряд і високий позитивний просторовий потенціал. Цим полем іони дещо зменшують відтік електронів на електроди, але й самі прискорюються в напрямку до електродів. Це призводить до того, що між об'ємом розрядного проміжку та електродами виникає розряд, подібний до жевріючого розряду постійного струму з усіма наслідками останнього – катодним спадом потенціалу й розпорошенням електродів іонами. Розряд постійного струму накладається на високочастотний розряд і співіснує з ним.

Цікаво відмітити, що всі ці процеси відбуватимуться навіть у випадку, якщо металеві електроди будуть покриті прошарком діелектрика або напівпровідника. У цьому випадку потік "вистрілюваних" з об'єму іонів дорівнюватиме потоку електронів, що залишають об'єм розряду за рахунок свого коливального руху. Подібний розряд часто використовується з технологічною метою, коли виникає потреба розпорошити діелектричні або напівпровідникові матеріали. Такий процес використовується, наприклад, при виготовленні інтегральних мікросхем.

### Контрольні запитання

1. У чому полягає механізм розмноження електронів у таунсендівському розряді?
2. Від яких параметрів залежить величина першого коефіцієнта Таунсенда  $\alpha$ ?
3. Який внесок дають позитивні іони до газового підсилення в таунсендівському розряді?
4. Як несамотійний (таунсендівський) розряд переходить у самотійний?
5. Чи необхідна якась первинна іонізація для утворення самотійного електричного розряду?
6. У чому полягає закон Пашена?
7. Як встановлюється усталений самотійний жевріючий розряд?
8. Чим визначається ширина катодного падіння в жевріючому розряді?
9. Яку роль відіграє позитивний стовп у жевріючому розряді?
10. Як жевріючий розряд переходить у дуговий?
11. Які особливості дугового розряду з розжарюваним катодом? Яке практичне використання електровакуумних приладів з таким розрядом ви знаєте?
12. Що таке автоелектронна дуга?
13. У чому полягає відмінність високочастотного розряду в газі від розряду постійного струму?
14. Чому у високочастотному розряді потенціал горіння може бути набагато меншим, ніж у розряді постійного струму?
15. Чому і як у високочастотному розряді можливе іонне розпорошення електродів?



## Контрольні задачі

1. Підрахувати перший коефіцієнт Таунсенда  $\alpha$  за таких умов: довжина вільного пробігу електрона  $\lambda = 2,5 \cdot 10^{-2}$  см, потенціал іонізації атомів газу  $U_i = 20$  В, напруженість електричного поля  $E = 500$  В/см, "коефіцієнт запасу"  $a = 1.5$ .
2. Підрахувати величину газового підсилення в таунсендівському розряді, якщо  $\alpha = 2.45$  см $^{-1}$ , а міжелектродна відстань  $d = 1.5$  см.
3. Яким буде газове підсилення для умов попередньої задачі, якщо врахувати ще й коефіцієнт вторинної іонно-електронної емісії (другий коефіцієнт Таунсенда)  $\gamma = 0.02$ ? Яким буде коефіцієнт зростання  $\mu$ ?
4. Підрахувати, яким буде оптимальний тиск газу  $p_{opt}^*$ , при якому коефіцієнт  $\alpha$  сягає свого максимального значення  $\alpha_{max}$ . Яким буде це значення?
5. Підрахувати потенціал запалювання розряду для умов:  $\lambda_1 = 3 \cdot 10^{-2}$  мм рт. ст.;  $U_i = 15$  В;  $a = 3$ ;  $d = 3$  см;  $\gamma = 0.1$ .
6. Для умов попередньої задачі підрахувати оптимальне значення  $(pd)_{opt}$ , при якому потенціал запалювання буде мінімальним. Яким буде цей потенціал?
7. У неоні  $A = 400$  м $^{-1}$ ;  $B = 10^4$  В/м·мм рт. ст.;  $\gamma = 0.02$ . Тиск газу  $p = 10$  мм рт.ст., напруга на електродах  $U = 1000$  В. Якою має бути довжина катодного падіння  $d_k$  в усталеному жевріючому розряді?
8. Анодна напруга газотрона  $U_a = 20$  В; емісійна здатність катода  $I_{em} = 2$  А, напруга живлення  $U_0 = 50$  В. Яким має бути навантажувальний опір  $R_H$  для безпечної роботи газотрона?
9. Якою буде амплітуда коливань електронів у високочастотному розряді на частоті: а)  $f = 3$  ГГц; б)  $f = 3$  МГц? Амплітуда напруженості електричного поля  $E_m = 300$  В/см; частота зіткнень електронів з молекулами газу  $\nu = 5 \cdot 10^8$  с $^{-1}$ .

# 11. ПРАКТИЧНЕ ВИКОРИСТАННЯ ПЛАЗМИ ТА ГАЗОВОГО РОЗРЯДУ

## 11.1. ПЛАЗМА ЯК ДЖЕРЕЛО СВІТЛА

Найпершим технічним застосуванням плазми газового розряду було використання її як потужного джерела світла. Електрична дуга, відкрита ще на початку XIX ст. російським дослідником В.В.Петровим і пристосована пізніше П.М.Яблочковим для практичних потреб освітлення – це за своєю суттю інтенсивна плазма високого тиску, яка нагрівається електричним струмом, що тече крізь неї. Таку дугу з вугільними електродами і досі застосовують у прожекторах і потужних ліхтарях.

Іншим видом газорозрядного джерела світла є жевріючий чи дуговий розряд низького тиску (порядку кількох мм рт. ст.). Прикладом такого джерела можуть бути рекламні газосвітні трубки, наповнені неоном або аргон-оранжеве світло, що відповідає резонансній лінії у спектрі цього елементу, використовуються для освітлення проїжджої частини доріг. Натрієві лампи найбільш економні з усіх існуючих джерел світла. Однак спектральний склад випромінювання як натрієвих, так і ламп, наповнених іншими парами та газами, являє собою ряд дискретних спектральних ліній. Це світло неприємне і шкідливе для ока. До того ж, у таких джерел світла основна потужність припадає на резонансну лінію, яка в більшості використовуваних парів і газів (крім натрію), лежить у ультрафіолетовій частині спектра. Тому в люмінесцентних лампах, що широко застосовуються, стінки трубок вкривають люмінофором спеціального складу, який перетворює ультрафіолетове випромінювання плазмоутворюючого газу на приємне для ока випромінювання з неперервним спектром у видимій області.

Інший спосіб створення якісних газосвітних джерел заснований на тому, що плазма високого та надвисокого тиску (у десятки та сотні атмосфер) за своїми випромінювальними властивостями наближається до аналогічних властивостей розжареного твердого тіла. Основний внесок у світловий потік створюється гальмівним і рекомбінаційним випромінюванням електронів, спектр якого є континуумом (неперервним спектром). Особливо високі якісні властивості притаманні ксеноновим лампам надвисокого тиску, які майже повністю імітують сонячне світло. На жаль, такі лампи дорогі, потребують водяного охолодження й мають короткий строк служби, тому їх використання поки що дуже обмежене.

Окремим випадком є застосування плазми як джерела світла в газорозрядних лазерах, але це спеціальне питання, яке стосується більше курсу квантової радіофізики, ніж курсу фізичної електроніки.

## 11.2. ВИКОРИСТАННЯ ГАЗОРОЗРЯДНОЇ ПЛАЗМИ ДЛЯ ОДЕРЖАННЯ ВИСОКИХ ТЕМПЕРАТУР

Газовий розряд високого (порядку 1 атм) тиску зі створюваною в ньому низькотемпературною плазмою був і продовжує залишатись основним способом отримання найвищих температур, які доступні сучасній техніці. Щодо термінології, то слід зауважити, що низькотемпературною прийнято називати плазму з температурою до  $10^5$  К, плазму ж з температурою понад  $10^5$ – $10^6$  К називають *високотемпературною*. З такою плазмою доводиться мати справу в експериментах з термоядерного синтезу, про що йтиметься далі. У сучасній техніці та технології досі застосовується саме низькотемпературна плазма, хоча отримувані за її допомогою температури досить високі.

Як згадувалось вище, у розрядах низького тиску ( $p < 1$  мм рт. ст.) плазма неізотермічна: у ній при високій електронній температурі в тисячі та десятки тисяч градусів температура нейтрального газу лише не набагато перевищує кімнатну. Тільки при тисках порядку атмосферного, коли електрони, перш ніж залишити об'єм плазми, встигають "прогріти" іони та нейтральний газ, плазма стає ізотермічною, і в каналі розряду температура може сягати багатьох тисяч градусів. Така ізотермічна плазма високого тиску і використовується в технологічних цілях як джерело високих температур.

Практичним і добре знайомим прикладом технологічного застосування подібної плазми може бути електрозварювання електродом, що плавиться. При цьому електрична дуга розплавляє метал зварюваного виробу і сам зварювальний електрод. Температуру електричної дуги можна підвищити, якщо, не змінюючи величини розрядного струму, стиснути плазмовий шнур. Для цього його пропускають крізь вузький отвір, охолоджуваний проточною водою. При стисненні густина струму в шнурі та омичний опір (шнура) зростають, потужність, яка вводиться в одиницю об'єму плазми, підвищується й її температура зростає.

Реалізацією цієї ідеї стало створення *плазмотрона* – плазмового пальника, найбільш високотемпературного джерела тепла, яке використовуються в сучасній техніці. Схематичну будову плазмотрона показано на рис. 11.1. Спочатку розряд запалюється між катодом (1) і металічною камерою (2). Потім потоком газу, що вдувається крізь отвір (4), плазма видувається назовні крізь вузький канал (3) і тоді розряд горить між катодом і поверхнею виробу (5). Принципова перевага плазмотрона перед звичайним газовим (автогенним) пальником полягає в тому, що в останньому кількість тепла, що виділяється з одиниці маси газів, що витікають, обмежена їх теплотвірною здатністю. Саме це й обмежує максимальну температуру, що досягається в газовому пальнику. У плазмотроні ж потік газів, які витікають із сопла, і кількість введеної в цей газ енергії між собою не пов'язані, оскільки від джерела енергії (електростанції) можна ввести у плазму будь-яку кількість енергії. Тому температура газів, що витікають з

плазмотрона, може бути дуже високою й обмежується лише такими технологічними чинниками, як теплова стійкість камери.

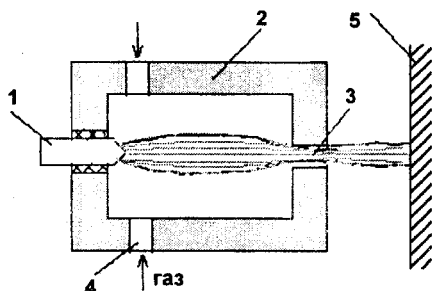


Рис. 11.1

На практиці велике значення має вибір плазмоутворювального газу. Так, в атмосфері гелію вдалось досягти температури 36 000 K, в аргоні – 26 000 K, але фізичні властивості цих газів дозволяють використовувати для нагрівання лише близько половини введеної в них потужності. Більший к.к.д. (до 80 %) мають плазмотрони, в яких плазмоутворювальним газом є азот або водень, але температури тут не перевищують 10–12 тисяч градусів, чого, зазвичай, вистачає для більшості технологічних процесів.

Область практичного використання плазмотронів дуже широка: зварювання та різання металів, різання неметалічних матеріалів, плазмова металургія, плазмохімія тощо. Припускають, що плазмотрони з надзвучковими швидкостями витікання струменя плазми в майбутньому можуть бути використані як реактивні двигуни в космонавтиці.

### **11.3. ІОННО-ПЛАЗМОВА ОБРОБКА ПОВЕРХОНЬ МАТЕРІАЛІВ**

Якщо до металічного тіла, зануреного у плазму, прикласти досить велику від'ємну напругу, то позитивні іони, витягнуті з плазми цією напругою, будуть бомбардувати поверхню тіла й розпорошувати її (іонне розпорошення). Цей процес можна застосувати для очищення поверхні, її полірування або травлення. Розпорошений матеріал буде осідати на стінках робочої камери, забруднюючи їх, але його можна використати для осадження плівок на спеціально підготовлену поверхню виробів. При цьому, на відміну від звичайного напилювання тепловим випаровуванням, плівка, осаджена з плазми, утворюється значно міцнішою. Справа в тому, що при іонному розпорошенні частинки розпорошеної речовини мають значну

енергію, вони, як цвяхи, міцно "вбиваються" в поверхню виробу, на якій і закріплюються.

Вплив плазми на поверхню стає ще інтенсивнішим, якщо в робочу камеру додатково введений ще якийсь хімічно-активний газ – кисень, хлор чи фтор. Тоді до іонного бомбардування додаються ще й хімічні реакції. Такий процес називають *плазмо-хімічним травлінням*. Швидкість подібного травлення становить одиниці нанометрів за секунду. Неважко також підібрати умови, за яких утворюються хімічні сполуки, які осідають на підкладках у вигляді однорідних діелектричних або напівпровідникових плівок. Отже, результатом іонно-плазмової обробки поверхні може бути або травлення цієї поверхні, або осадження плівок з розпорошених продуктів. Цими можливостями визначаються галузі застосування процесів іонно-плазмової обробки в технології. До них належить:

- очищення поверхонь підкладок перед нанесенням на них різного роду покриттів;
- розпорошення матеріалів для нанесення плівок на підкладки;
- іонне полірування поверхонь;
- травлення матеріалів для створення на поверхні дрібномасштабних рельєфних рисунків.

Останній процес широко використовується у виробництві мікросхем.

## 11.4. ПЛАЗМОВИЙ МАГНІТО-ГІДРОДИНАМІЧНИЙ ГЕНЕРАТОР

*Магніто-гідродинамічний генератор* (МГД-генератор) – це пристрій для безпосереднього перетворення теплової енергії на електричну. Він заснований на принципі електромагнітної індукції, тобто виникнення струму в провіднику, який перетинає магнітні силові лінії. Як рухомий провідник у МГД-генераторі застосовують плазму. Схематично принцип будови МГД-генератора подано на рис. 11.2.

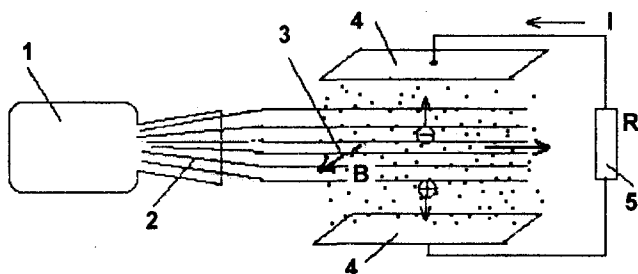


Рис. 11.2

Гарячі гази, які утворились у робочій камері (1) при спалюванні в ній палива, виходячи з надзвуковою швидкістю із сопла (2), перетинають силові лінії магнітного поля (3), створеного потужним зовнішнім електромагнітом. У робочій камері газ набуває такої температури, що частина його атомів виявляється іонізованою, і цей газ стає низькотемпературною слабоіонізованою плазмою. Іноді для підвищення ступеня іонізації до палива додають присадку з речовин, які легко іонізуються, наприклад, солі калію (поташ  $K_2CO_3$ ). Під дією сили Лоренца (правило правої руки) позитивні заряди (у позначеннях рис. 11.2) зміщуються вниз, негативні – вгору. У плазмі виникає електричний струм  $I$ , який з електродів (4) виводиться на навантаження (5). Наприклад, при швидкості витікання плазми  $v = 500$  м/с, індукції магнітного поля  $B = 3$  Тл і ширині каналу  $l = 1$  м напруга, яка утворюється між електродами, становить 1500 В.

МГД-генератори передбачається використовувати як перший ступінь для отримання електричного струму на потужних електростанціях. Гарячі гази, які утворюються в топці котла електростанції, мають температуру в 2–3 тисячі градусів, тоді як робоча пара нагрівається лише до 500–600 °С. Отже, для отримання пари такі гарячі гази не потрібні, можна обійтись і холоднішими, але такі гарячі гази можуть бути використані в МГД-генераторах. Лише після виходу з цього генератора, частково охолоджені, але все ще достатньо гарячі, гази можна подавати у традиційні котельні системи. Вважається, що таке використання МГД-генераторів на 20–25 % підвищить к.к.д. електростанцій, який на сьогодні не перевищує 40 %.

Поки що ця прекрасна ідея не знайшла ще технічного втілення. Головні складнощі полягають у технологічному характері і обумовлені недостатньою тепловою стійкістю матеріалу сопла, каналу та електродів, що істотно обмежує строк служби експериментальних моделей існуючих МГД-генераторів.

## **11.5. ПЛАЗМОВІ МОНІТОРИ**

Для побудови екранів-моніторів великих розмірів (порядку метрів) зараз починають використовуватися так звані плазмові панелі. Справа в тому, що для побудови моніторів таких розмірів і великої яскравості електропроменеві трубки або системи на рідких кристалах виявляються непридатними.

Плазмова панель являє собою матрицю з невеликих (з розмірами порядку міліметрів) окремих ізольованих комірок, в яких запалюються жевріючі електричні розряди. Ці розряди живляться системою схрещених електричних провідників. Система горизонтально спрямованих провідників відповідає рядкам зображення, а вертикально розташованих – його колонкам. Напруга, що подається на один з провідників рядка, неспроможна запалити розряд у комірках, але при одночасній подачі напруги ще й на один з провідників колонок загальної різниці напруг вистачає аби запалити розряд у комірці, яка знаходиться на перехресті цих провідників. Яскравість світіння розряду залежить від загальної різниці потенціалів на вказаних провідниках. Сканують

чи напруги на системі горизонтальних і вертикальних провідників можна таким чином створювати на моніторі бажане зображення.

Цим можна було б і вдовольнитися, і перші плазмові панелі працювали саме за таким принципом. Слід, однак, зважити на те, що загальна енергія, яка міститься у світінні розрядів в інертних газах (а саме такими газами, зокрема ксеноном, наповнюються розрядні комірки) у видимому діапазоні світла набагато менша, ніж та енергія, яка припадає на випромінювання розрядів в ультрафіолетовому діапазоні довжин хвиль. Тому для утилізації цієї енергії та збільшення яскравості світіння поверхню комірок зазвичай вкривають ще й люмінофором. Залежно від виду люмінофору можна одержувати світіння різних кольорів – червоного, синього або зеленого. Тому окремий елемент зображення – піксель – складається з трьох елементарних комірок, які видають зображення в цих кольорах. Таким чином, вдається одержати вже не монохроматичне, а кольорове зображення.

Такими великими плазмовими панелями – моніторами обладнуються зараз великі зали, аудиторії або рекламні щити в людних місцях.

## **11.6. ПЛАЗМА ТА ПРОБЛЕМА КЕРОВАНОГО ТЕРМОЯДЕРНОГО СИНТЕЗУ**

Проблема керованого термоядерного синтезу (КТЯС) є, безсумнівно, проблемою "номер один" сучасної науки та техніки, оскільки тільки її реалізація може дати людству в майбутньому невичерпне й екологічно безпечне джерело енергії. Термоядерний синтез, як відомо, полягає в злитті ядер дейтерію та тритію з утворенням ядер гелію (ДТ реакція). Вихід енергії при такому елементарному акті становить 17,6 МеВ. Щоб така реакція відбулась, потрібно зблизити ядра реагентів до дуже малих відстаней, перемагаючи при цьому силу кулонівського відштовхування. Найбільш ефективно це можна здійснити нагріванням суміші реагентів до високих температур порядку  $10^7$ – $10^8$  К (звідки й назва – "термоядерна реакція"). Оскільки за таких температур будь-яка речовина перебуває в стані повністю іонізованої високотемпературної плазми, то проблема керованого термоядерного синтезу фактично виявляється частиною фізики високотемпературної плазми.

Перша проблема, що виникає на шляху здійснення КТЯС – це початкове нагрівання реагентів до необхідних температур. Але, як це може здатися дивним, для розв'язання цієї задачі не потрібні надто великі енерговитрати. Зробимо підрахунок: скільки енергії потрібно, щоб нагріти до температури  $10^7$  К один літр водню (або його ізотопів), який перебуває під тиском  $p = 10^{-3}$  мм рт. ст. (саме такий тиск здебільшого використовується в експериментальних установках КТЯС). При такому тиску в 1 л будь-якого газу міститься  $N = 3,54 \cdot 10^{16}$  молекул. За високих температур відбудеться

іонізація газу й з нього утвориться  $4N$  частинок (атомарних іонів та електронів). Загальна енергія всіх частинок дорівнюватиме

$$4NkT = 4 \cdot 3,54 \cdot 10^{16} \cdot 1,38 \cdot 10^{-23} \cdot 10^7 \approx 20 \text{ Дж.}$$

Як бачимо, для розігрівання речовини до фантастично високих температур зовсім не потрібна фантастично велика енергія. Причина полягає в дуже малій кількості вихідної речовини (у даному випадку – порядку  $10^{-7}$  г). Нагрівання можна здійснити, пропускаючи крізь плазму струм (омічне нагрівання); за допомогою іонно-циклотронного та електронно-циклотронного резонансу, або деякими іншими специфічними способами.

Значно складніша інша проблема – як утримати таку високотемпературну плазму і запобігти її контакту зі стінками робочої камери? Справа в тому, що для того, щоб термоядерна реакція розвинулась і дала позитивний енерговихід, потрібна не тільки висока температура, але й скінченний час, який визначається так званим *критерієм Лоусона*. Так, для ДТ (дейтерієво-трітійової) реакції за температури  $4 \cdot 10^7$  К добуток концентрації плазми на час її утримання повинен бути більшим за  $3 \cdot 10^{14}$  с·см<sup>-3</sup>.

Генеральний шлях, яким йшли й продовжують рухатись експериментатори з КТЯС, запропонований ще в 1952 р. І.Е.Таммом та А.Д.Сахаровим, – це використання магнітного поля для ізоляції гарячої плазми від стінок реактора. Як відомо, траєкторія зарядженої частинки "намотується" на магнітні силові лінії. Якщо створити таке магнітне поле, силові лінії якого не доторкалися б стінок реактора, то й заряджені частинки не потрапляли б на них, але це твердження не цілком точне. Під час руху заряджені частинки зазнаватимуть співударів (кулонівських), у результаті чого вони все ж таки будуть зміщуватись (зазнавати дифузії) поперек магнітних силових ліній. Однак за високих температур і в сильних магнітних полях швидкість такої дифузії не буде великою й можна сподіватись, що магнітне поле зможе утримати плазму.

Великий клопіт завдає експериментаторам діамagnetизм плазми. Через нього плазма "витискається" з областей із сильним магнітним полем і намагається переміститися в області, де поле слабкіше, тобто "вислизнути" таким чином з магнітного поля.

Діамagnetизм плазми є причиною численних нестійкостей, з якими довелось зустрітись експериментаторам. Плазму здатне утримати тільки магнітне поле такої конфігурації, напруженість якого зростає в усіх напрямках від місця розташування плазми. За більш як чотири десятиріччя, що пройшли з моменту початку робіт з КТЯС, були випробувані найрізноманітніші конфігурації магнітних полів. Зупинимось лише на одній, яка виявилась більш вдалою й дала на сьогодні найкращі результати. Це система типу "Токамак", розроблена в 60-ті рр. групою радянських фізиків під керівництвом акад. Л.А.Арцимовича (рис. 11.3).



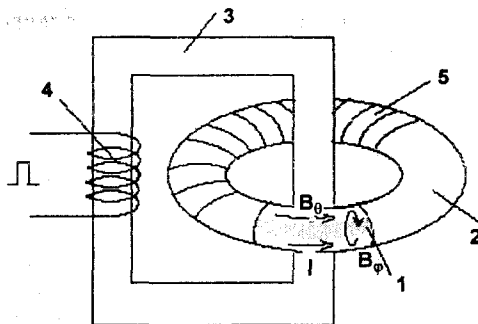


Рис. 11.3

У Токамаку плазмовий шнур (1) створюється в тороїдальній камері (2), наповненій воднем (ДТ сумішшю) при низькому тиску. Плазмовий шнур служить вторинною обмоткою трансформатора, який складається з осердя (3) і первинної обмотки (4), якою час від часу пропускають потужний імпульс струму від батареї високовольтих конденсаторів. При подачі тако-

го імпульсу в тороїдальній камері виникає сильне вихрове електричне поле, яке іонізує газ у ній. Струм  $I$ , що протікає крізь утворену плазму, нагріває її аж до високих температур (омічне нагрівання). Цим же струмом створюється і власне магнітне поле струму  $B_\phi$ , яке утримує плазму від контакту зі стінками реактора. Щоб надати плазмовому витку стійкості, зовнішньою обмоткою (5), накладеною на камеру, створюється ще сильніше магнітне поле  $B_\theta$ , силові лінії якого паралельні струму у плазмі. Сумарне магнітне поле має вигляд спіральних ліній, які обволікають плазмовий шнур і стабілізують його положення вздовж осі тороїдальної камери.

Токамаки – великі установки, їх об'єм сягає кількох кубічних метрів. На даний час у деяких країнах побудовані і функціонують кілька десятків таких установок. Наведемо найкращі результати, отримані на Токамаках: температури до  $10^8$  К; час утримання плазми з  $n \approx 10^{14}$  см $^{-3}$  – кілька часток секунди. Це лише в кілька разів менше часу, який потрібного за критерієм Лоусона. На жаль ці "рекордні" параметри були одержані в різний час і на різних установках. Цілком вірогідно, що найближчими роками потрібні параметри будуть досягнуті, можливість здійснення керованого термоядерного синтезу в лабораторних умовах буде доведена і програма КТЯС перейде до наступного етапу – побудови демонстраційного термоядерного реактора з позитивним енергобалансом, в якому вироблювана енергія принаймні покрити витрати на обслуговування цієї установки.

Окрім систем з магнітним утриманням існує й альтернативний шлях – здійснення КТЯС нагріванням реагентів лазерним випромінюванням. В установках такого типу надпотужний імпульс лазерного випромінювання фокусується з кількох сторін на мішені – крихітному зернятку з матеріалу, здатного до термоядерної реакції (замороженій ДТ суміші). Енергія лазерного імпульсу становить сотні Дж, що при малій масі мішені ( $10^{-6}$  г) вияв-

ляється достатнім для нагрівання її матеріалу до температур у десятки мільйонів градусів. Нагрівання здійснюється настільки швидко (частки наносекунди), що утворена при цьому плазма не встигає скільки-небудь розширитись, а тиск світла, який сягає  $10^9$  атм, ще більше стискує й "пресує" плазму, що утворилась. При цьому густина стає більшою за густину твердого тіла і може сягати  $10^{24}$ – $10^{25}$  см<sup>-3</sup>, тому, незважаючи на швидкоплинність процесу ( $10^{-9}$  с), критерій Лоусона буде виконаним. Хоча сліди термоядерних реакцій у цих експериментах і спостерігались, але до позитивного енерговиходу тут ще досить далеко.

### Контрольні запитання

1. Чому світіння плазми газового розряду низького тиску не використовується безпосередньо з метою освітлення?
2. Чому для освітлення використовується саме плазма розрядів високого й надвисокого тиску?
3. За яких значень температури плазма вважається низькотемпературною, а за яких – високотемпературною?
4. Чому для одержання високих температур з технологічною метою використовують газові розряди високого тиску?
5. Чому у плазмотронах можна одержати температури значно вищі, аніж при хімічному спалюванні горючих газів?
6. Яке практичне застосування плазмотронів?
7. Чому плівки, нанесені шляхом іонного розпорошування, значно міцніші, аніж плівки, одержані шляхом термічного випаровування?
8. З якою метою використовуються в мікроелектронних технологіях іонно-плазмові методи?
9. За яким принципом працюють МГД-генератори?
10. Для чого в паливо МГД-генераторів додають поташ ( $K_2CO_3$ )?
11. Які переваги та недоліки у МГД-генераторів порівняно з традиційними шляхами одержання електричної енергії?
12. У чому полягає сутність керованого термоядерного синтезу? Поясніть зміст терміну "термоядерний".
13. Які проблеми постають на шляху здійснення керованого термоядерного синтезу?
14. Чому проблема керованого термоядерного синтезу має відношення до фізики плазми?
15. У чому полягає принцип дії Токамака?
16. Навіщо в Токамаку створюють повздовжнє магнітне поле?
17. У чому полягає принцип лазерного термоядерного синтезу?

## Контрольні задачі

1. Освітлювальна натрієва лампа (випромінює кванти з довжиною хвилі  $\lambda = 0.59$  мкм) дає світловий потік у  $1,5 \cdot 10^{19}$  квантів за секунду. Режим розряду: струм  $I = 2$  А; напруга  $U = 50$  В. Який к.к.д. подібного освітлювального приладу?

2. Плазмотрон працює в режимі: струм  $I = 50$  А; напруга  $U = 100$  В при витраті газу (аргону), приведеної до температури  $0^\circ\text{C}$  та тиску в  $1$  атм., у  $10$  л/хв. Нагрівання газу здійснюється з к.к.д. у  $35\%$ . Яку температуру матиме газ, що витікає із плазмотрона?

3. Іон, що падає на поверхню, може вибити з неї в середньому  $0,5$  атомів. За який час із поверхні може бути видалений шар товщиною в  $1$  мкм? Параметр кристалічної ґратки (ґратку вважати кубічною)  $a = 2\text{Å}$ . Потік іонів  $j_i = 1$  мА/см<sup>2</sup>.

4. У МГД-генераторі газ витікає зі швидкістю  $v = 500$  м/с. Відстань між електродами  $l = 0.5$  м, магнітне поле  $B = 0.5$  Тл. Яку напругу вироблятиме цей МГД-генератор?

5. Яку енергію треба витратити для того щоб нагріти  $1$  л дейтерію, що перебуває при температурі  $0^\circ\text{C}$  та тиску в  $0.1$  мм рт. ст., до температури в  $4 \cdot 10^7$  К?

6. У лазерному експерименті з термоядерного синтезу речовина (дейтерієво-трітієва суміш) стискається до густини у  $n_d = 10^{24}$  см<sup>-3</sup>. Яку тривалість повинний мати лазерний імпульс для того щоб було виконано критерій Лоусона?

## ФІЗИЧНІ КОНСТАНТИ

Найменування величини	Округлене значення в системі СІ -273 <sup>0</sup> С
Абсолютний нуль (за шкалою Цельсія)	
Число Лошмідта – $n_0$ – кількість молекул у 1 м <sup>3</sup> при $T = 0^{\circ}\text{C}$ і тиску в 1 торр (мм рт. ст.)	$3,54 \cdot 10^{22} \text{ м}^{-3}$
Стала Больцмана – $k$	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж.град}^{-1}$
Стала Стефана – Больцмана – $\sigma$	$5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ град}^4$
Заряд електрона – $e$	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К}$
Маса електрона – $m$	$9,1 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Маса протона – $m_p$	$1,67 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$
Питомий заряд електрона – $e/m$	$1,76 \cdot 10^{11} \text{ К/кг}$
Стала Планка – $h$	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж. с}$
Елементарний момент кількості руху $h/2\pi$	$1,04 \cdot 10^{-34} \text{ Дж. с}$
Швидкість світла у вакуумі – $c$	$3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Довжина хвиль світла, що відповідає енергії кванта 1 еВ	$1,24 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 12400 \text{ А}$
Один електронвольт у джоулях	$1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$
Співвідношення маси протона до маси електрона – $m_p/m$	1836,5
Діелектрична проникність вакууму – $\epsilon_0$	$8,85 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнітна проникність вакууму – $\mu_0$	$1,26 \cdot 10^{-6} \text{ Гн/м}$
Механічний еквівалент теплоти	4,19 Дж/кал
Перехідний коефіцієнт від торр (мм рт. ст.) до одиниць у системі СІ (Па)	$133,3 \text{ Нм}^{-2}/\text{торр}$

## Розмірність і співвідношення електричних і магнітних одиниць

Для переведення будь-якої величини із системи СІ в іншу систему (CGSE або CGSM) треба кількість одиниць у системі СІ помножити на множник, що вказаний у відповідній графі. Для зворотного переведення кількість одиниць у системі CGSE або CGSM слід поділити на вказаний множник.

Величина		Назва в системі СІ	Розмірність у системі СІ				Множник для переведення в систему	
			м	кг	с	а	CGSE	CGSM
Заряд	$Q$	Кулон	0	0	1	1	$3 \cdot 10^9$	0.1
Сила струму	$I$	Ампер	0	0	0	1	$3 \cdot 10^9$	0.1
Поверхнева густина заряду	$\sigma$	–	–2	0	1	1	$3 \cdot 10^5$	$10^{-5}$
Об'ємний заряд	$\rho$	–	–3	0	1	1	$3 \cdot 10^3$	$10^{-7}$
Напруженість електричного поля	$E$	–	1	1	–3	–1	$1/3 \cdot 10^{-4}$	$10^6$
Електрична індукція	$D$	–	–2	0	1	1	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^5$	$4\pi \cdot 10^{-5}$
Електрична напруга	$U$	Вольт	2	1	–3	–1	1/300	$10^8$
Ємність	$C$	Фарада	–2	–1	4	2	$9 \cdot 10^{11}$	$10^{-9}$
Опір	$R$	Ом	2	1	–3	–2	$1/9 \cdot 10^{-11}$	$10^9$
Провідність	$g$	Сименс	–2	–1	3	2	$9 \cdot 10^{11}$	$10^{-9}$
Діелектрична проникність	$\epsilon$	–	–3	–1	4	2	$4\pi \cdot 9 \cdot 10^9$	$4\pi \cdot 10^{-11}$
Напруженість магнітного поля	$H$	–	–1	0	0	1	$4\pi \cdot 3 \cdot 10^7$	$4\pi \cdot 10^{-3}$
Магнітна проникність	$\mu$	–	1	1	–2	–2	$1/4\pi \cdot 9 \cdot 10^{13}$	$10^7/4\pi$
Магнітна індукція	$B$	Тесла	0	1	–2	–1	$1/3 \cdot 10^{-6}$	$10^4$
Потік магнітної індукції	$\Phi$	Вебер	2	1	–2	–1	1/300	$10^8$
Індуктивність, взаємна	$L, M$	Генрі	2	1	–2	–2	$1/9 \cdot 10^{11}$	$10^9$

## РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Арцимович Л.А., Лукьянов С.Ю. Движение заряженных частиц в электрических и магнитных полях. – М.: Наука, 1972. – 224 с.
2. Браун С. Элементарные процессы в плазме газового разряда. – М.: Госатомиздат, 1961. – 322 с.
3. Гапонов В.И. Электроника. – М.: Физматизд, 1960. – Т. I. – 516 с.; Т. II. – 512 с.
4. Добрецов Л.Н., Гомоюнова М.В. Эмиссионная электроника. – М.: Высш. шк., 1966. – 456 с.
5. Левитский С.М. Сборник задач и расчетов по физической электронике. – К.: Изд-во КГУ, 1964. – 212 с.
6. Левитський С.М., Сигаловський Д.Ю. Плазма служити людині. – К.: Наук. думка, 1981. – 240 с.
7. Левитський С.М., Сигаловський Д.Ю. Работают электронные и ионные лучи. – К.: Изд-во КГУ, 1987. – 200 с.
8. Левитський С.М., Кошечая С.В. Вакуумная и твердотельная электроника СВЧ. – К.: Вища шк., 1986. – 272 с.
9. Левитский С.М. Плазма и новые технологии. – К.: В помощь лектору: общество "Знание", 1988. – 16 с.
10. Поп С., Шароді І. Фізична електроніка. – Львів: Євросвіт, 2001. – 248 с.
11. Райзер Ю.Н. Физика газового разряда. – М.: Наука, 1987. – 512 с.
12. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Электричество. – М.: Наука, 1983. – 688 с.
13. Франк-Каменецкий Д.А. Плазма – четвертое состояние вещества. – М.: Госатомиздат, 1961. – 128 с.
14. Шимони К. Физическая электроника. – М.: Энергия, 1977. – 606 с.
15. Бедселл Ч., Ленгдон А. Физика плазмы и численное моделирование. – М.: Энергоатомиздат, 1989. – 348 с.