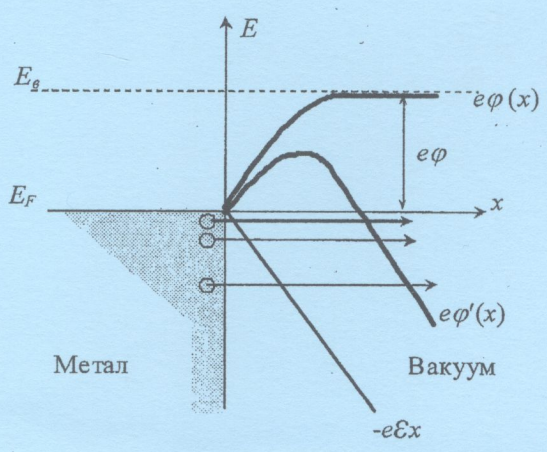


621.385(075)
K78

Ю. С. Кравченко

ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА

Вакуумна електроніка



Міністерство освіти і науки України
Вінницький національний технічний університет

Ю. С. Кравченко

**ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА.
ВАКУУМНА ЕЛЕКТРОНІКА**

Навчальний посібник

НТБ ВНТУ



446077



Вінниця
ВНТУ
2010

УДК 621.382

ББК 32.851

К78

Рекомендовано до друку Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України (протокол № 11 від 1.07.2009 р.)

Рецензенти:

В. М. Кичак, доктор технічних наук, професор

О. В. Осадчук, доктор технічних наук, доцент

Є. А. Паламарчук, кандидат технічних наук, доцент

Кравченко, Ю. С.

К78 Вакуумна та плазмова електроніка. Вакуумна електроніка : навчальний посібник / Ю. С. Кравченко. – Вінниця : ВНТУ, 2010. - 67 с.

Посібник містить теоретичні питання, які віддзеркалюють сучасний стан теорії і практики вакуумної електроніки, контрольні питання та задачі, розв'язання яких сприятиме засвоєнню теоретичного матеріалу з основ вакуумної електроніки. Посібник розроблено для студентів, які навчаються за напрямами „Мікро- та наноелектроніка ” і „Електронні пристрої та системи” відповідно до програми дисципліни „Вакуумна та плазмова електроніка”.

УДК 621.328

ББК 32.851

446077
ІНТБ ВНТУ
м. Вінниця

© Ю. Кравченко, 2010

ЗМІСТ

ВСТУП.....	4
1 ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ І ТЕРМОКАТОДИ.....	5
1.1 Робота виходу електрона з твердого тіла у вакуум.....	5
1.2 Основні рівняння термоелектронної емісії.....	7
1.3 Розподіл емітованих електронів за початковими швидкостями	10
1.4 Термоелектронні катоди.....	13
1.5 Контрольні питання та задачі.....	19
2 АВТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ І АВТОЕЛЕКТРОННІ КАТОДИ....	20
2.1 Теорія автоелектронної емісії.....	20
2.2 Автоелектронна емісія з металів і напівпровідників.....	22
2.3 Автоелектронні катоди.....	24
2.4 Контрольні питання.....	25
3 ВТОРИННА ЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ.....	26
3.1 Механізм виникнення вторинної електронної емісії.....	26
3.2 Ефективні емітери вторинних електронів.....	27
3.3 Подавлення вторинної емісії.....	28
3.4 Контрольні питання.....	29
4 ФОТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ. ЕФЕКТИВНІ ФОТОКАТОДИ.....	30
4.1 Зовнішній фотоэффект. Основні закони.....	30
4.2 Фотоелектронна емісія металів і напівпровідників.....	31
4.3 Ефективні фотокатоди.....	33
4.4 Контрольні питання та задачі.....	35
5 УПРАВЛІННЯ ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ В ЕЛЕКТРОВАКУУМНИХ ПРИЛАДАХ З ТЕРМОКАТОДАМИ.....	36
5.1 Проходження струму у вакуумному діоді.....	36
5.2 Управління електронним потоком в триелектродній системі..	39
5.3 Проходження струму в чотириелектродній системі.....	43
5.4 Контрольні питання та задачі.....	47
6 УПРАВЛІННЯ ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ В ЕЛЕКТРОВАКУУМНИХ ПРИЛАДАХ З ТЕРМОКАТОДАМИ.....	49
6.1 Електронні лінзи.....	49
6.2 Формування електронного потоку. Електронний прожектор..	55
6.3 Системи відхилення.....	57
6.4 Контрольні питання та задачі.....	60
ЛІТЕРАТУРА	62
ГЛОСАРІЙ.....	63
Додаток А. Фізичні сталі вакуумної електроніки.....	66

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

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

Даний посібник є фактично першою частиною загальної науково-методичної розробки автора з даної дисципліни, яка охоплює лише напрямок, пов'язаний з вакуумною електронікою. Окрім теорії електронних приладів він містить також контрольні питання до кожного розділу вакуумної електроніки і типові задачі, роль яких - практичне застосування отриманих теоретичних знань. Розв'язання задач, які вміщені в даному посібнику, буде сприяти розвитку цих навичок, дозволить глибше зрозуміти фізичну суть процесів і явищ, що відбуваються в електронних приладах, практично відчуті значення і порядок деяких найважливіших параметрів електронних процесів, засвоїти застосування основних формул.

Посібник складається з шести розділів, які присвячені основним видам електронної емісії: термоелектронної, автоелектронної, вторинної, фотоелектронної, а також питанням проходження електричного струму в умовах вакууму та формування і управління електронними потоками.

В додатку наведені дані про основні фізичні сталі, які використовуються в вакуумній електроніці, сталі термоелектронної емісії, дані про роботу виходу деяких вакуумних матеріалів.

Навчальний посібник призначений, насамперед, для самостійної роботи студентів і може бути рекомендований для студентів, які навчаються за електронними спеціальностями, (напрямки „Мікро- та наноелектроніка” і „Електронні пристрої та системи”), і використаний при вивченні дисципліни „Вакуумна та плазмова електроніка”, а також студентам радіотехнічних та приладобудівних спеціальностей, в навчальному плані яких є аналогічні дисципліни.

1 ТЕРМОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ І ТЕРМОКАТОДИ

1.1 Робота виходу електрона з твердого тіла у вакуум

Термоелектронною емісією (**thermoelectronic emission**) називають процес випускання електронів (**electrons**) в навколишнє середовище розжареними тілами. Отримуючи теплову енергію в результаті взаємодії з кристалічною ґраткою, частина електронів з найбільш високими значеннями енергії набуває можливості вийти за межі твердого тіла. Розглянемо умови виходу електрона з металу (**metal**) у вакуум (**vacuum**) (рис. 1.1). Для електрона, що знаходиться на відстані x від гладкої металевої поверхні, можна використовувати закони електростатики, згідно з якими індукований в металі позитивний заряд (**positive charge**) і негативний заряд (**negative charge**) електрона створюють таке ж електричне поле, як два точкові заряди на відстані $2x$. В цих умовах сила, що діє з боку металу, дорівнює

$$F = \frac{1}{4\pi\epsilon_0} \frac{e^2}{4x^2}, \quad (1.1)$$

де e – заряд електрона.

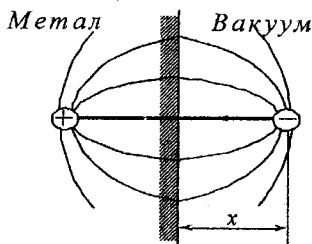


Рисунок 1.1 – Характер взаємодії електрона з поверхнею металу

Для віддалення електрона від поверхні твердого тіла у вакуум на відстань x необхідно виконати роботу A для подолання сили F , тобто

$$A = \int_0^x F dx. \quad (1.2)$$

При вивченні термоелектронної емісії роботу A розглядають як результат подолання електронном деякого потенціального бар'єру (**potential barrier**), висота якого залежить від координати x :

$$e\phi(x) = \int_0^x F dx. \quad (1.3)$$

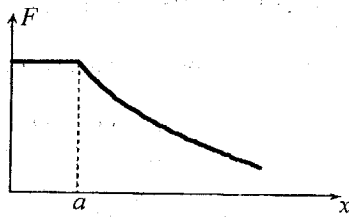


Рисунок 1.2 – Характер зміни сили взаємодії електричних зарядів на границі метал-вакуум

Підстановка (1.1) в (1.2) або (1.3) призводить, як неважко переконатися, до утруднень при інтегруванні, пов'язаних з обчисленням сили F при малих значеннях x . Зазвичай ці утруднення долаються за допомогою передбачень, згідно з якими на дуже малих відстанях дана металева поверхня не може вважатися ідеально гладкою, внаслідок чого справедливості (1.1) порушується. Передбачається, що при зменшенні x до величин, менших за середню відстань a між атомами кристалічної ґратки, зростання сили F обмежується внаслідок взаємодії електрона з кожним з атомів (рис. 1.2). Таке подання залежності $F(x)$ називається апроксимацією за Шоттки і дозволяє отримати кінцевий результат при підстановці в формулу (1.3). Кінцевий результат можна отримати також для $e\phi(x)$ при $x \rightarrow \infty$. Фізично $e\phi(\infty)$ означає роботу для повного подолання сили, яка утримує електрон на поверхні, і носить назву "робота виходу" ("work of output"), позначається $e\phi$. Внаслідок того, що найбільш високу енергію в металі мають електрони з енергією, близькою до енергії Фермі (**energy to Fermi**), відлік потенціального бар'єру на межі металу з вакуумом проводиться на енергетичній діаграмі відносно E_F (рис. 1.3).

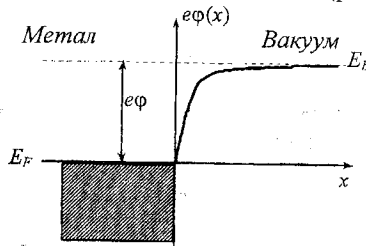


Рисунок 1.3 – Потенціальний бар'єр на границі метал-вакуум

Перехід електрона на енергетичний рівень E_B (рівень вакууму) і віддалення від E_F на величину $e\phi$ означає, що електрон стає вільним, тобто емітується у вакуум. Кількісні значення роботи виходу для більшості металів, що використовуються у вакуумній електроніці, складають 4 - 5 eV .

1.2 Основні рівняння термоелектронної емісії

Термоелектронна емісія з нагрітого твердого тіла у вакуум створює направлений потік електронів, який характеризується густиною струму (**density of current**) термоемісії, тобто числом електронів, що покидають одиничну поверхню тіла за 1 с. Для розрахунку необхідно врахувати розподіл електронів в твердому тілі за енергією та імпульсом і визначити кількість тих з них, які мають достатню енергією, щоб подолати потенціальний бар'єр у напрямку, перпендикулярному до поверхні тіла.

Беручи за основу розподіл Фермі-Дірака (**the distributing of Fermi-Dirak**), для концентрації dn_p компонентами імпульсу (**component of impulse**) в діапазоні значень

$$p_x - p_x + dp_x, \quad p_y - p_y + dp_y, \quad p_z - p_z + dp_z$$

можна записати:

$$dn_p = \frac{2}{h^3} \frac{dp_x dp_y dp_z}{\exp\left(\frac{E(p) - E_F}{kT}\right)}, \quad (1.4)$$

де енергія електрона (**energy of electron**) $E(p)$ з імпульсом p визначається як

$$E(p) = \frac{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2}{2m}. \quad (1.5)$$

Припустимо, що дана одинична плоска поверхня твердого тіла, яка емітує електрони, розташована перпендикулярно напрямку осі x (рис. 1.4). Тоді з погляду виходу електронів за межі твердого тіла істотними будуть лише значення компоненти імпульсу p_x .

Згідно з (1.4), концентрація електронів (**concentration of electrons**) з імпульсами, які лежать в діапазоні значень $p_x - p_x - dp_x$ визначається як:

$$dn_{p_x} = \frac{2}{h^3} dp_x \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp_y dp_z}{\exp\left(\frac{E(p) - E_F}{kT}\right) + 1}. \quad (1.6)$$

Розрахунки, що пов'язані з використанням (1.4) та (1.6), можна значно спростити, якщо врахувати, що для електронів, які покидають метал, величина в чисельнику показника експоненти повинна бути більшою або дорівнювати роботі виходу, тобто перевищувати $4 - 5 \text{ eV}$. В той же час аж до температур плавлення (**temperature of melting**) вони не перевищують десятих часток eV , внаслідок чого:

$$\exp\left(\frac{E(p) - E_F}{kT}\right) \gg 1.$$

Кількість електронів, що проходять за 1 с через виділений на рис. 1.4 одиничний майданчик, визначається таким чином.

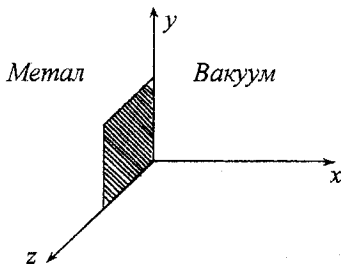


Рисунок 1.4 – Одиничний майданчик

Майданчик зображається як основа прямокутного паралелепіпеда з довжиною ребра, яка чисельно дорівнює швидкості електрона $v_x = p_x / m$. Тоді за 1 с у бік вакууму через майданчик пройде така кількість електронів, яка міститься в об'ємі паралелепіпеда $v_x dn_{px}$, що відповідає густині струму:

$$j_{px} = ev_x dn_{px}. \quad (1.7)$$

Від кількості усіх електронів, що перетинають майданчик, у вакуум можуть вийти тільки ті, для яких виконується умова:

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq e\phi \quad \text{або} \quad p_x \geq \sqrt{2e\phi m}. \quad (1.8)$$

Таким чином, густина струму емісії знаходиться як результат інтегрування (1.7) з урахуванням (1.8):

$$j_e = e \int_{px \sqrt{2e\varphi m}}^{\infty} \frac{P_x}{m} dn_{px}, \quad (1.9)$$

Розрахунки за (1.4) - (1.9), проведені у вказаній послідовності, дають для j_e співвідношення, відоме під назвою "рівняння Річардсона - Дешмана":

$$j_e = A_0 T^2 \exp\left(\frac{e\varphi}{kT}\right), \quad (1.10)$$

де A_0 - стала Зомерфельда, яка дорівнює $120 \text{ A/cm}^2 \cdot \text{K}^2$.

Як відомо, енергія в твердому тілі є функцією температури T , унаслідок чого робота виходу $e\varphi$ також залежить від T . Для виключення температурної залежності, яка присутня в неявному вигляді в рівнянні (1.10) і, що утруднює його використання, можна використати перетворення, де $e\varphi(T)$ подається у вигляді лінійної функції температури (**linear function of temperature**):

$$e\varphi(T) = e\varphi(T=0) + \alpha T, \quad (1.11)$$

де α - температурний коефіцієнт роботи виходу.

Значення, яке не залежить від T , називають річардсонівською роботою виходу і позначають як $e\varphi_R$. Підстановка (1.11) в (1.10) приводить до такого співвідношення:

$$j_e = A_0 \exp\left(-\frac{\alpha}{kT}\right) T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_R}{kT}\right) = A_R T^2 \exp\left(-\frac{e\varphi_R}{kT}\right), \quad (1.12)$$

де A_R - стала Річардсона, яка також не залежить від T і така, що має значення, менші ніж A_0 .

Таким чином, для розрахунку j_e за (1.12) при будь-якій T досить мати два незалежних від температури параметри $e\varphi_R$ та A_R , значення яких для багатьох твердих тіл визначені експериментально. На практиці використовується як (1.10), так і (1.12), залежно від наявності відповідних експериментальних або довідкових даних. Значення $e\varphi$ в (1.10) називають ефективною роботою виходу.

У випадку, коли емітером електронів (**emitter of electrons**) є напівпровідник (**semiconductor**), рівняння (1.10) і (1.12) формально зберігають свою справедливість за умови, що робота виходу відрховується від рівня E_B до E_F (як, наприклад, на рис. 1.5 для електронного напівпровідника).

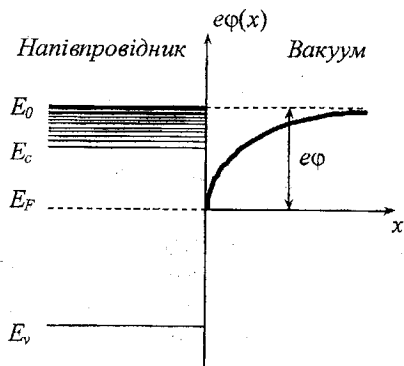


Рисунок 1.3 – Потенціальний бар'єр на границі напівпровідник-вакуум

1.3 Розподіл емітованих електронів за початковими швидкостями

Емітовані з поверхні твердого тіла електрони внаслідок різної енергії мають різні початкові швидкості. Існування ненульових початкових швидкостей призводить у ряді випадків до значних змін характеристик електровакуумних приладів (ЕВП), в яких використовується термоелектронна емісія. Одним з прикладів таких наслідків є проходження струму в анодному колі вакуумного діода навіть у тому випадку, коли на аноді встановлена нульова або негативна напруга.

Закон розподілу електронів за початковими швидкостями може бути отриманий, як і рівняння Річардсона, на основі статистики Фермі-Дірака. Для цього необхідно в виразі (1.6) перейти від компонент імпульсів до компонент швидкостей і провести інтегрування з урахуванням встановленої раніше умови для емітованих електронів $E(p) - E_F \gg kT$. В результаті концентрація електронів з компонентами швидкостей в діапазоні $v_x - v_x + dv_x$, яка отримана з використанням (1.8), визначиться як

$$dn_{vx} = j_e \frac{m}{ekT} v_x \exp\left(-\frac{mv_x^2}{2kT}\right) dv_x, \quad (1.13)$$

що є функцією розподілу Максвелла.

Як випливає з (1.13), при $T \neq 0$ існують електрони, що емітуються з твердого тіла з будь-якою початковою швидкістю v_x , хоча для великих v_x число їх із зростанням v_x стає дуже малим.

Максвеллівський розподіл (1.13) дозволяє визначити величину струму у вакуумному діоді за умов, коли між анодом і емітером електронів існує гальмувальне для електронів електричне поле. Такий режим роботи називають режимом початкових струмів. Передбачається, що найкоротша відстань від будь-якої точки на емітувальній поверхні до анода не залежить від положення цієї точки, тобто система електродів діода є еквідистантною. Простими прикладами еквідистантної системи електродів є плоскопаралельна, тобто така, що складається з двох паралельних площин, або циліндрична, тобто така, що утворена зверненими одна до одної поверхнями коаксіальних циліндрів.

Для обчислення струму електронів в анодному колі скористаємося таким самим прийомом, як і при розрахунку j_E . Якщо розглядати електрони з швидкостями в інтервалі $v_x - (v_x + dv_x)$, то за 1 с з одиничної емітувальної поверхні в вакуум виходить $dn_{vx} v_x$ електронів, що створює в анодному колі струм $edn_{vx} v_x$. Для всієї емітувальної поверхні площею S анодний струм, створений цією групою електронів, дорівнює

$$(I_a)_{vr} = Sedn_{vx} v_x. \quad (1.14)$$

Сумарний анодний струм визначиться інтегруванням (1.14) з урахуванням умови попадання електронів на анод:

$$\frac{mv_x^2}{2} \geq eU_a, \quad (1.15)$$

де U_a -- напруга на аноді, що створює гальмувальне електричне поле (**electric field**) для емітованих електронів.

В результаті маємо

$$I_a = Se \int_{v_x}^{\infty} v_x dn_{vx} = I_e \exp\left(\frac{eU_a}{kT}\right), \quad (1.16)$$

де I_e -- повний струм емісії електронів з емітувальної поверхні.

Залежність (1.16) являє собою вольт-амперну характеристику (ВАХ) (**voltage-current description**) вакуумного діода для режиму початкових струмів.

Як випливає з (1.16), при $T \neq 0$ анодний струм продовжує залишатися ненульовим при як завгодно великих негативних напругах U_a . ВАХ, побудовану при негативній анодній напрузі для режиму початкових струмів, зазвичай називають кривою затримки (**curve of delay**).

Побудована в координатах $\lg I_a - U_a$ крива затримки згідно з (1.16) являє собою пряму (рис. 1.4):

$$\lg \frac{I_a}{I_e} = \frac{5040}{T} U_a. \quad (1.17)$$

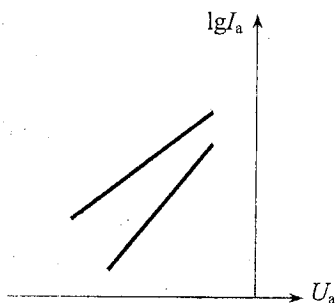


Рисунок 1.4 – Крива затримки вакуумного діода

При експериментальному вивченні емісійних явищ узгодження характеру кривих затримки з (1.17) використовується як критерій відповідності розподілу емітованих електронів за швидкостями розподілу Максвелла. За нахилом експериментально вимірної залежності $I_a = f(U_a)$, побудованої в координатах $\lg I_a - U_a$, визначають T , значення якої в цьому випадку називають електронною температурою. Значення електронної температури при коректному її визначенні повинно бути близьким до температури емітера. Тому в тих випадках, коли прямий оптичний контакт з емітером утруднений через закриту конструкцію електровакуумного приладу, вимірювання електронної температури є ефективним засобом оцінки реальної температури емітера.

1.4 Термоелектронні катоди

Термоелектронні катоди (**thermoelectronics cathodes**) знаходять в даний час широке застосування для створення електронних потоків в електровакуумних і газорозрядних приладах, при здійсненні ряду технологічних операцій (наприклад, електронно-променевого зварювання і електронно-променевої обробки поверхні матеріалів), а також в

термоємійних перетворювачах теплової енергії (**thermal energy**) в електричну. Не дивлячись на відмінність конструктивних модифікацій, можна виділити дві основні, за якими принципово розрізняються катоди. У першій з них нагрівання катода до необхідної температури здійснюється шляхом пропусканням струму безпосередньо через елемент (катоди прямого розжарення), що емітує електрони. В другій - нагрівальний і емітувальний елементи електрично ізольовані один від одного (катоди непрямого розжарення). Для характеристики катодів використовуються такі параметри:

- робоча температура $T_{роб}$ (під $T_{роб}$ зазвичай розуміють максимальну температуру емітувальної поверхні, при якій катод може працювати протягом тривалого часу);

- густина струму емісії j_e (A/cm^2) при $T_{роб}$;

- питома потужність (**specific power**) $P_{num} = P/S$ (Bm/cm^2), де P - потужність, яка споживається в колі розжарення катода, а S - площа емітувальної його поверхні;

- ефективність катода (**efficiency of cathode**) $H = j_e/P_{num}$ (mA/Bm).

Матеріали, які використовуються для термокатодів, повинні мати такі якості:

- високу температуру плавлення, що допускає такі значення $T_{роб}$, за яких досягається необхідна j_e ;

- низьку швидкість випаровування матеріалу, що визначає тривалість роботи катода і ступінь його впливу на сусідні електроди;

- достатню механічну міцність.

Катоди з чистих металів. Як катоди використовуються тугоплавкі метали, зокрема, такі як вольфрам (W), реній (Re), тантал (Ta), ніобій (Nb) та молібден (Mo).

З урахуванням вимог, сформульованих вище, а також вартості виготовлення, найчастіше за інші використовується саме W . Катоди з W зазвичай – це катоди прямого розжарення і використовуються головним чином в потужних електровакуумних приладах, які працюють при високій напрузі на електродах (десятки і більше кВ). Такі катоди при $T_{роб} = 2600 K$ мають такі параметри: $j_e \approx 0,5 A/cm^2$, $P_{num} \approx 80 Bm/cm^2$ і $H \approx 6,5 mA/Bm$.

Термін служби катода τ визначається зменшенням діаметра вольфрамового дроту внаслідок випаровування і пов'язаним з ним зменшенням I_e . При зниженні I_e на 10 % термін служби при $T_{роб} = 2600 K$ оцінюється приблизно в 10000 год. Перевагою вольфрамового катода є стійкість його відносно дії на емітувальну поверхню іонів з високою енергією і речовин, що десорбуються з сусідніх електродів під дією електронного бомбардування. Важливою умовою для стійкої і тривалої роботи вольфрамового катода є підтримка відповідного вакууму в робочому об'ємі. При $p \geq 10^{-5}$ мм рт.ст. відбувається окислення W киснем,

що міститься в залишкових газах, і внаслідок високої випаровуваності оксидів вольфраму різко зростає швидкість випаровування матеріалу катода, що призводить до скорочення терміну його служби.

Торійований вольфрамовий катод. Модифікованим варіантом W -катода, що забезпечує значне підвищення ефективності, є торійований вольфрамовий катод. При його виготовленні до вольфрамового порошку додається невелика ($\sim 1\%$) кількість ThO_2 . В процесі термовакуумної обробки в ЕВП відбувається відновлення Th , який дифундує до емітувальної поверхні і утворює на ній плівку, близьку до моноатомної (завтовшки в один атомний шар). Роль плівки полягає в зниженні роботи виходу електрона з поверхні W .

Теорія, що пояснює цей ефект, вперше запропонована Ленгмюром. При адсорбції (**adsorption**) на металевій поверхні деяких типів атомів, потенціал іонізації яких близький до висоти потенціального бар'єру на межі металу з вакуумом, адсорбовані атоми утворюють диполі, позитивні полюси яких обернені назовні. В результаті відбувається зміна форми потенціального бар'єру $e\varphi(x)$, викликана наявністю прискорювального електричного поля з напруженістю ε на ділянці x , довжина якої приблизно дорівнює довжині диполя l . В цьому випадку, як випливає з (1.3), потенціальний бар'єр описується такими співвідношеннями:

$$e\varphi(x \leq l) = \int_0^x (F - e\varepsilon) dx = \int_0^x F dx - e\varepsilon x, \quad (1.18)$$

$$e\varphi(x \leq l) = \int_0^x F dx - e\varepsilon l. \quad (1.19)$$

Результувальна крива $e\varepsilon(x)$ – це потенціальний бар'єр, ширина якого приблизно дорівнює лінійному розміру атома l , тобто складає одиниці ангстрем. Через таку малу ширину бар'єр не є перешкодою для тунелюючих крізь нього електронів, а робота виходу за наявності плівки визначається як $e\varphi(\infty)$. Теорія Ленгмюра отримала багаторазові експериментальні підтвердження і є основою для розуміння механізму роботи багатьох емітерів електронів, включаючи торійований вольфрамовий катод.

Для підвищення стійкості плівки Th використовують карбидування, яке полягає в прогріванні W -катода в парах вуглеводнів і що призводить до виникнення в приповерхневому шарі катода карбиду вольфраму W_2C . Торійовано карбидований катод має кращі параметри, ніж W -катод, хоча поступається останньому за стійкістю до дії іонів з високою енергією і за механічною міцністю. Завдяки меншій роботі виходу торійованого катода виявляється можливим знизити його робочу температуру до 2000 К, отримати при цьому густину струму емісії $j_e \approx 1-3 \text{ А/см}^2$ і підвищити

ефективність до 120 mA/Vm при збереженні на попередньому рівні питомої потужності розжарювання $P_{\text{пит}}$.

Конструктивні варіанти торійованого W-катода аналогічні варіантам W-катода, хоча при їх розробці доводиться враховувати зниження механічної міцності, викликане карбідкуванням.

Оксидний катод. Розробка і виготовлення промислових зразків оксидного катода (початок 30-х років 20-го сторіччя) провели революцію в елементній базі радіоелектроніки, забезпечивши можливість різкого підвищення параметрів ЕВП при одночасному зниженні їхньої ваги і габаритів. В даний час, не дивлячись на збільшений об'єм напівпровідникових приладів, що випускаються і розробляються, і скорочення через це випуску малопотужних ЕВП, оксидний катод і його численні модифікації як найбільш ефективні і низькотемпературні термоемітери продовжують залишатися найпоширенішими.

За своїм хімічним складом оксидний катод - це твердий розчин оксидів лужноземельних металів $(\text{BaSrCa})\text{O}$, нанесений у вигляді шару товщиною 10 - 50 μm на металеву підкладку з W або Ni . З огляду на те, що оксиди лужноземельних металів нестійкі в звичайних умовах, для їх отримання використовують карбонати $(\text{BaSrCa})\text{CO}_3$ з подальшою термовакуумною обробкою в процесі виготовлення ЕВП.

Механізм роботи оксидного катода і малі значення роботи виходу ($e\phi = 1,5 - 1,6 \text{ eV}$ при температурі $T = 1000 \text{ K}$) зумовлені тим, що він є електронним напівпровідником, причому значну роль в зниженні $e\phi$, грає надлишковий бар'єр на емітувальній поверхні, що виникає при термічному розкладанні оксидів. Маючи найкращі серед інших термокатодів параметри, оксидний катод в той же час виявляється найбільше залежним до отруєння залишковими газами і потоків десорбованих забруднень з електродів ЕВП при їх електронному бомбардуванні за рахунок хімічного з'єднання атомів вільного Ba . З цієї причини, на відміну від катодів з чистих металів, повний струм емісії оксидного катода не може бути використаний повністю, внаслідок чого максимальний знятий з катода струм у декілька разів менше струму емісії. Використання емісійного струму значно збільшується при переході від режиму безперервного відбору струму до імпульсного з тривалістю імпульсів не більше десятків $\mu\text{мс}$.

Робоча температура оксидного катода залежить від умов експлуатації і складає від 950 до 1100 K .

Максимальна густина знятого струму також залежить від умов експлуатації і може сягати 1 A/cm^2 в безперервному режимі, а для імпульсного зростає до $10 - 15 \text{ A/cm}^2$. Ефективність для вказаних режимів складає відповідно $0,2 - 0,3$ та $5 - 7 \text{ A/Vm}$.

Оксидні катоди можуть виготовлятися у вигляді катодів прямого і непрямого розжарювання, проте на даний час в ЕВП переважно

використовуються саме останні. На рис. 1.5 показаний один з варіантів конструкції катода, призначеного для використання в електронно-променевих приладах і розрахованого на струми не більше декількох *мкА*, унаслідок чого його діаметр не перевищує декількох *мм*. Основою конструкції є керамічний диск 1, в отворі якого закріплюється нікелева трубка 2. З верхнього боку конструкції на нікелеву трубку надітий нікелевий циліндр 3, торцева поверхня якого вкрита шаром оксиду ($BaSrCa$)O.

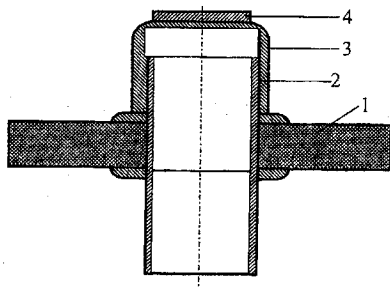


Рисунок 1.5 – Конструкція оксидного катода для електронно-променевої трубки

Для нагрівання катода до робочої температури використовується підігрівач (рис. 1.6), який містить нагрівальний елемент з вольфраму 1, виводи 2 і ізолювальне покриття 3 (Al_2O_3). Підігрівач вставляється всередину конструкції і закріплюється в ній за рахунок тертя і приварювання виводів до спеціальних утримувачів, закріплених на керамічному диску. Не дивлячись на очевидну простоту наведеної конструкції катоди такого типу останнім часом знаходять обмежене застосування.

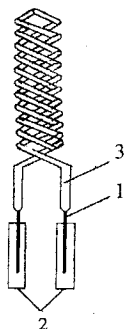


Рисунок 1.6 – Підігрівач оксидного катода електронно-променевої трубки

Причиною тут є і недостатня їх ефективність, що пов'язано з тепловими втратами і неоднаковим тепловим контактом елементів конструкції з керамікою, і обмеженим використанням електронно-променевих приладів в сучасних засобах відображення інформації.

Металопористі катоди. Не дивлячись на високі емісійні параметри оксидних катодів, їх використання в деяких типах ЕВП викликає певні труднощі, які пов'язані з недостатньою їх стабільністю при роботі в умовах іонного бомбардування і за наявності помітного поперечного опору шару оксиду.

Подолати ці труднощі в значній мірі можливо за рахунок використання металопористих катодів, емітувальна поверхня яких являє собою систему $W-O-Ba$ з постійним відновленням Ba з джерела, зосередженого всередині вольфрамової губки. Конструкція такого катода наведена на рис. 1.7.

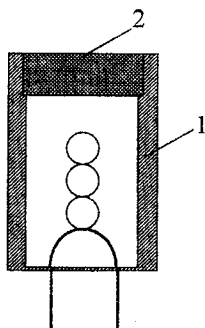


Рисунок 1.7 – Металопористий оксидний катод

Основою такого катода є молібденовий циліндр 1, у верхню частину якого запресовано або вварено вольфрамову губку 2 у вигляді диска. Губка виготовлена шляхом пресування з порошку W з подальшим просоченням активною речовиною, яка містить Ba ($3BaO \cdot Al_2O_3 \cdot 0,5CaO$). При нагріванні відбуваються хімічні реакції, які приводять до утворення вільного Ba , який дифундує до поверхні і підтримує таким чином стабільний стан системи $W-O-Ba$, тобто стабільні емісійні властивості катода. Робоча температура, яка необхідна для реалізації вказаних процесів, виявляється на 200 – 300 К вищою за температуру оксидних катодів і складає 1300 - 1400 К. При цьому густина струму складає декілька ампер на квадратний сантиметр.

Значного поширення набули модифікації металопористих катодів, які позначаються, зазвичай, як M -катоди. Їх особливістю є покриття емітувальної поверхні плівками рідкоземельних елементів осмію (Os) або іридію (Ir) мікронної товщини. При цьому за рахунок дипольного моменту

при адсорбції *Va* відбувається зниження роботи виходу, а це дозволяє знижувати робочу температуру на 80 – 100 К.

Високотемпературні катоди. У тих випадках, коли катоди повинні працювати в особливо жорстких умовах (наприклад, в умовах інтенсивного іонного бомбардування або при високому тиску залишкових газів), використання оксидних або металопористих катодів виявляється неможливим. В той же час застосування катодів з чистих металів створює проблеми, які пов'язані з їх високою температурою і низькою ефективністю. Компромісні рішення при конструюванні ЕВП і спеціальних технологічних установок можуть бути знайдені за допомогою так званих високотемпературних ефективних катодів, що поєднують відносно високу ефективність і можливість функціонування в жорстких умовах. Найбільш поширеним є катод на основі сполуки LaB_6 , що має низьку роботу виходу за рахунок виникнення моноатомної плівки *La* на емітувальній поверхні. При виготовленні катода порошок LaB_6 спікається з металевою підкладкою, матеріалом для якої служать метали, що слабо взаємодіють з емітувальною речовиною (танталом, молібденом, графітом). Відомий і інший спосіб виготовлення, за якого з порошку LaB_6 пресуються катоди у вигляді дисків, прямокутних брусків і циліндрів, які прикріплюються потім до керна катода спеціальними припоями.

Здатність катода працювати при тиску до 10^{-4} мм рт.ст. дозволяє використовувати його в розбірних установках і системах з високим тиском залишкових газів, зокрема, при обробці металів електронним променем (зварювання, плавлення, різання). Катодні вузли на основі LaB_6 , використовуються також для отримання потоків іонів в спеціальних технологічних установках, а також в електронній мікроскопії. Робоча температура таких катодів складає 1700 – 1900 К, густина струму в безперервному режимі досягає десятків ампер на квадратний сантиметр.

Для підвищення ефективності високотемпературних катодів на основі LaB_6 використовують структури прямого розжарювання (рис. 1.7)

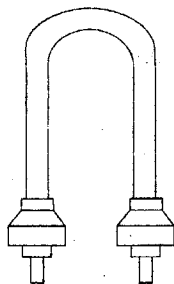


Рисунок 1.7 – Прямокавальний високотемпературний катод

1.5 Контрольні питання та задачі

1.5.1 Пояснити механізм термоелектронної емісії, написати основне рівняння для струму емісії, перерахувати основні термоелектронні параметри.

1.5.2 Показати, як розподілені емітовані електрони за швидкостями і накреслити криву затримки.

1.5.3 Пояснити механізм роботи плівкових термоелектронних катодів і перерахувати різновиди таких катодів.

1.5.4 Максимальна швидкість електрона в вольфрамовому катоді дорівнює $1,77 \cdot 10^6$ м/с. До якої величини повинна бути підвищена швидкість електрона для того, щоб він був здатний вийти за межі металу?

1.5.5 На скільки електрон-вольт повинна змінитися робота виходу матеріалу катода для того щоб струм термоелектронної емісії цього катода при температурі $T = 2400$ К збільшився на 10 %.

1.5.6 Визначити роботу виходу електронів з металу, якщо підвищення температури термоелектронного катода, який виготовлено з цього металу, з 2000 до 2001 К збільшує струм емісії на 1%.

1.5.7 Струм емісії катода, який працює при температурі $T = 2100$ К, впродовж деякого інтервалу часу зменшується на 5 %. З якою зміною роботи виходу пов'язане це зниження? До якої величини необхідно підвищити напруженість електричного поля для поновлення вихідного рівня емісії, якщо в нормальних робочих умовах напруженість поля дорівнює 10^4 В/см?

1.5.8 Розрахувати та побудувати графік залежності струму емісії вольфрамового катода в інтервалі температур від 2000 до 2600 К. Катод виготовлено з дроту діаметром 0,5 мм і ефективною довжиною 80 мм.

1.5.9 Катод з поверхнею $0,1$ см² має струм емісії $0,5$ А при температурі $T = 1400$ К та $1,9$ А при температурі $T = 1600$ К. Визначити сталі A та b_0 ($b_0 = \frac{e\varphi_0}{k}$) в рівнянні термоелектронної емісії.

2 АВТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ І АВТОЕЛЕКТРОННІ КАТОДИ

2.1 Теорія автоелектронної емісії

Автоелектронною (електростатичною або польовою) емісією (**autoelectronic emission**) зазвичай називають емісію електронів з твердого тіла під дією сильного електричного поля (з напруженістю $\mathcal{E} = 10^6 - 10^7$ В/см). Приймаючи, що електричне поле діє на всьому проміжку від анода до катода, форма потенційного бар'єра може бути визначена на підставі (1.18). В результаті залежність $e\phi(x)$ являє собою криву з максимумом, як показано на рис. 2.1.

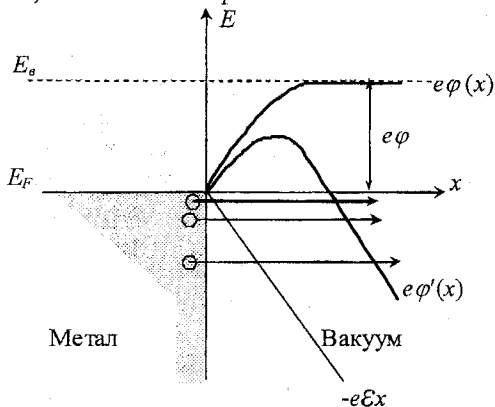


Рисунок 2.1 – Форма потенціального бар'єра під дією сильного електричного поля

Таким чином, наявність поля \mathcal{E} призводить не тільки до зниження висоти бар'єра, але і до зменшення його ширини, внаслідок чого виникає вірогідність тунельного переходу електронів у вакуум. Вочевидь, що тунельні переходи можуть здійснюватися з будь-яких енергетичних рівнів, і в першу чергу з рівнів $E \approx E_F$, тобто автоелектронна емісія в принципі можлива при $T = 0$.

Теорія автоелектронної емісії була запропонована в 1928 - 1929 рр. Фаулером і Нордгеймом. У основі цієї теорії лежить співвідношення для прозорості $D(E)$ потенційного бар'єра $e\phi(x)$, отримане на основі наближеного квазікласичного вирішення рівняння Шредінгера (метод Вентцеля - Крамерса - Брілюена). Послідовність розрахунку густини струму автоелектронної емісії j_e така ж, як і для термоемісії.

Виділивши в прямокутній системі координат одиничну емітувальну поверхню, як це показано на рис.1.4, за допомогою (1.6) і (1.7) знайдемо густину струму електронів, які проходять через цей майданчик у бік вакууму і мають імпульси в діапазоні $p_x - (p_x + dp_x)$:

$$dj_{p_x} = ev_x dn_{p_x} = e \frac{p_x}{m} dp_x \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp_y dp_z}{\exp\left(\frac{E(p) - E_F}{kT}\right) + 1}. \quad (2.1)$$

Інтегруючи (2.1) за всіма позитивними значеннями p_x і враховуючи прозорість бар'єра $D(E)$ в напрямку x , отримаємо:

$$j_e = \int_0^{\infty} \frac{e p_x}{m} D(E) dp_x \int \int_{-\infty}^{+\infty} \frac{dp_y dp_z}{\exp\left(\frac{E(p) - E_F}{kT}\right) + 1}. \quad (2.2)$$

Розрахунок за (2.2) приводить до співвідношення, відомого під назвою рівняння Фаулера - Нордгейма:

$$j_e = B \varepsilon^2 \exp\left(-\frac{C}{\varepsilon}\right), \quad (2.3)$$

де B і C - сталі, що залежать від роботи виходу емітера електронів.

Побудоване в координатах $\lg(j_e/\varepsilon^2) - 1/\varepsilon$ рівняння (2.3) являє собою пряму лінію (рис. 2.2).

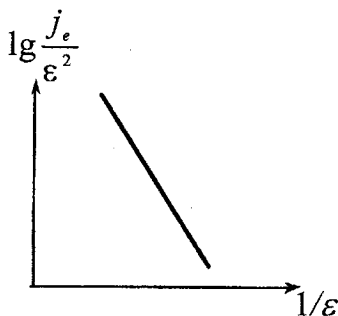


Рисунок 2.2 – Графік залежності $\lg(j_e/\varepsilon^2)$ від $1/\varepsilon$

При експериментальному вивченні емісійних явищ вказані координати часто використовуються для визначення механізму емісії на підставі наявних експериментальних зв'язків між j_e і ε . Розташування

експериментальних точок у вигляді прямої лінії вказує на переважання автоелектронної емісії.

Слід зазначити, що разом з автоелектронною емісією може існувати і термоелектронна, причому остання може бути посилена за рахунок зниження роботи виходу. Внесок термоемісії в загальний емісійний струм зростає із збільшенням T і при кімнатних температурах може сягати 10 %.

2.2 Автоелектронна емісія з металів і напівпровідників

Для створення умов, за яких виникає автоелектронна емісія ($\epsilon > 10^6$ В/см), зазвичай застосовується система електродів з великим ступенем геометричної неоднорідності на емітері, що забезпечує високу концентрацію електричного поля на емітувальній поверхні при порівняно невисокій прикладеній до електродів напрузі. Типовою є система з плоским анодом 1 і катодом 2 у вигляді вістря [вістрьовий катод (**edgeform cathode**)], радіус закруглення якого складає десятки долі мікрметра (рис. 2.3).

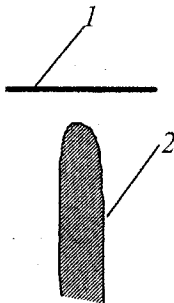


Рисунок 2.3 – Вістрьова система електродів для автоелектронної емісії

Густина струму автоелектронної емісії з металевих катодів може сягати $10^6 - 10^7$ А/см² (теоретично розраховане граничне значення складає 10^9 А/см², проте основною умовою для отримання стабільної і довготривалої емісії є тиск залишкових газів, який не повинен перевищувати $10^{-8} - 10^{-9}$ мм рт.ст. При гіршому вакуумі відбувається швидке забруднення емітувальної поверхні адсорбованими на ній молекулами залишкових газів, що і призводить до різко вираженої нестабільності і зменшення емісійного струму.

Характерною особливістю автоелектронної емісії з металів є значно вужчий енергетичний розподіл емітованих електронів, ніж при термоемісії. Це обумовлено тим, що в автоелектронній емісії беруть участь тільки ті

електрони, енергія яких лежить в безпосередній близькості до E_F (див. рис. 2.1).

Зниженню ширини енергетичного розподілу сприяє також спеціальне охолодження емітера.

Значний практичний інтерес становить автоелектронна емісія з напівпровідників, поверхня яких гірше, ніж метали, адсорбує атоми залишкових газів, внаслідок чого вимоги до вакууму для отримання стабільної емісії менш жорсткі.

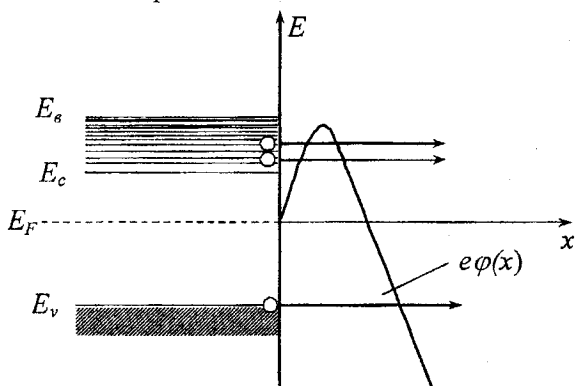


Рисунок 2.4 - Потенціальний бар'єр на границі тверде тіло (напівпровідник) – вакуум

В той же час граничні значення j_e у напівпровідників істотно нижчі. Ряд інших особливостей емісії з напівпровідників впливає з енергетичної діаграми тверде тіло – вакуум, показаної на рис. 2.4. Часткове проникнення електричного поля вглиб напівпровідника сприяє утворенню приповерхневої області, збагаченої електронами, звідки і відбувається в основному автоелектронна емісія. Проте на відміну від металу концентрація електронів тут значно нижча, і при великих ϵ швидкість відновлення емітованих електронів, що приходять з глибинних шарів напівпровідника, виявляється недостатньою. В результаті виникає "плато" на початку прямолінійної залежності $\lg(j_e/\epsilon^2) - 1/\epsilon$ (рис 2.5). Подальше збільшення напруженості поля призводить до інтенсивного лавинного розмноження електронів в приповерхневому шарі напівпровідника і різкого зростання струму. Вказані процеси характеризуються високою температурною і фоточутливістю. Як впливає з рис 2.4, в автоелектронній

емісії окрім електронів зони провідності можуть брати участь електрони валентної зони, що приводить до значного розширення енергетичного розподілу електронів. У тих випадках, коли необхідно уникнути такого розширення, застосовуються напівпровідники *p*-типу.

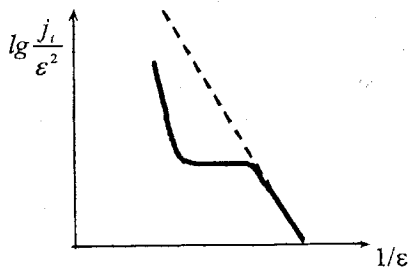


Рисунок 2.5 - Прямолінійна залежність $\lg(j_e/\epsilon^2)$ від $1/\epsilon$

2.3 Автоелектронні катоди

Простий автоелектронний катод виготовляється у вигляді вістря з дуже малим радіусом закруглення (див. рис 2.3). В результаті виявляється можливим отримати великі j_e , проте внаслідок малої емітувальної поверхні струм емісії j_e не перевищує декількох мікроампер. Проте такий катод, що відрізняється від термоелектронного низькою температурою, вузьким енергетичним розподілом і що є по суті точковим джерелом електронів, знаходить застосування лише в електронній мікроскопії. Як матеріали для катодів використовують тугоплавкі метали (*W, Re, Ta, Nb, Mo*), боріди, карбіди і нітриди металів (*ZrC, ZrN, LaBa*), які мають підвищену стійкість до катодного розпилювання при іонному бомбардуванні, а також напівпровідників (*C, Si*). В тих випадках, коли потрібні великі j_e , використовують матричні катоди, що містять розташовану на загальній підкладці велику кількість вістрів.

На рис. 2.6 показана частина структури такого елемента, що містить підкладку 1 (*Si*), діелектричний шар 2 (*SiO₂*), вістря (*Mo*) 3, металеву плівку (*Mo*) 4, до якої прикладається напруга для отримання автоелектронної емісії. Щільність розташування вістрів складає $\sim 10^7 \text{ см}^{-2}$, мінімальний діаметр отворів в плівці 0,5 мм. При прикладенні до плівки напруги 10 В досягається середня по матриці щільність струму $\sim 1 \text{ кА/см}^2$. Ґратка площею 1 мм^2 забезпечує струм приблизно 100 мА.

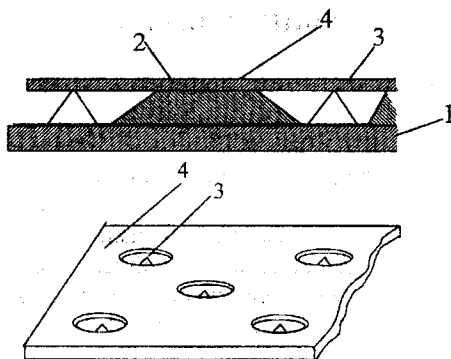


Рисунок 2.6 – Матричний автоелектронний катод

Металева плівка може грати роль електрода, що управляє, 1 в тріодній системі, де знятий з катода 2 струм в основному надходить на анод 3 (рис. 2.7).

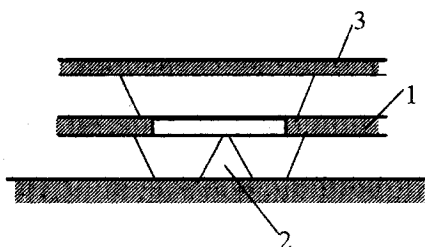


Рисунок 2.7 – Автоелектронна тріодна система

2.4 Контрольні питання

2.4.1 Пояснити механізм автоелектронної емісії, написати основне рівняння для струму емісії.

2.4.2 Показати основні конструктивні особливості автоелектронних катодів і області їх застосування.

2.4.3 В чому особливості напівпровідникових автоелектронних емітерів?

2.4.4 Запропонуйте найбільш перспективні з вашої точки області застосування автоелектронної емісії електронів.

3 ВТОРИННА ЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ

3.1 Механізм виникнення вторинної електронної емісії

Вторинною електронною емісією (BEE) (**second electronic emission**) називають випускання тілом (мішенню) електронів під впливом падаючого на його поверхню потоку електронів. Ті електрони, які бомбардують поверхню мішені, називаються первинними і створюють первинний струм I_p . Електрони, що виходять з мішені під дією електронного бомбардування, називаються вторинними і створюють вторинний струм I_s . Основною величиною, яка характеризує BEE, є коефіцієнт вторинної електронної емісії σ , який визначається як

$$\sigma = I_s/I_p. \quad (3.1)$$

Для вторинної емісії характерним є існування порогового значення енергії первинних електронів, що становить $10 - 15 \text{ eV}$. За енергій, менших від вказаних, вторинна емісія практично відсутня.

Потік вторинних електронів складається з трьох груп. Першу і найчисленнішу складають електрони, які називають істинно вторинними. Вони утворюються в результаті проникнення первинних електронів на деяку глибину в мішень і передавання енергії електронам мішені при взаємодії з кристалічною ґраткою. В тому випадку, якщо збуджені електрони мішені внаслідок хаотичного переміщення опиняються біля поверхні і мають достатню енергією для подолання потенціального бар'єру, вони виходять у вакуум. Дві інші групи складаються з первинних електронів. Одна з них виникає через пружне віддзеркалення від поверхні мішені, тобто їх енергія дорівнює енергії падаючих електронів E_p . Інша група створена проникаючими в об'єм мішені електронами, які потім виходять з мішені після енергетичних втрат в результаті взаємодії з кристалічною ґраткою. Вказані три групи утворюють досить широкий енергетичний розподіл (рис. 3.1), причому основний максимум, утворений істинно вторинними електронами, лежить в діапазоні енергій $1 - 4 \text{ eV}$. Кількість електронів з енергіями, що перевищують 50 eV , не перевищує декількох відсотків відносно всіх вторинних електронів.

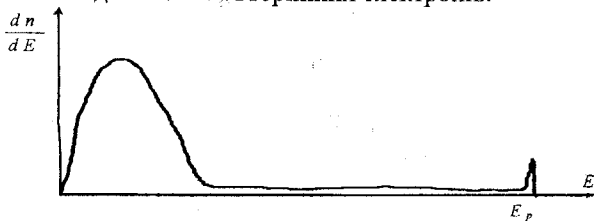


Рисунок 3.1 – Розподіл вторинних електронів за енергіями

Однією з основних характеристик ВЕЕ є залежність коефіцієнта ВЕЕ від енергії первинних електронів E_p , що має вигляд кривої з максимумом (рис. 3.2). Максимальні значення σ залежать від матеріалу мішені і можуть набувати значень від десятків до декількох десятків одиниць, а відповідні значення E_p - сотні електрон-вольт. Виникнення максимуму в залежності $\sigma = f(E_p)$ пов'язане з існуванням двох конкуруючих процесів. Перший обумовлений збільшенням вірогідності іонізації атомів мішені із зростанням E_p , а інший - збільшенням глибини проникнення первинних електронів. При збільшенні E_p спочатку переважає перший процес, а при великих E_p за рахунок зростання енергетичних втрат (power losses) при виході збуджених електронів з великої глибини σ спадає.

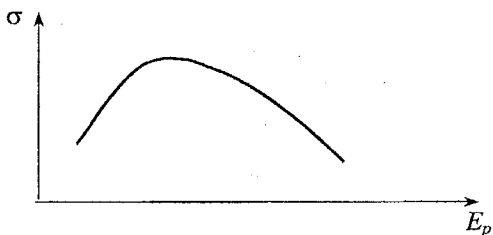


Рисунок 3.2 – Залежність коефіцієнта вторинної електронної енергії від енергії первинних електронів

3.2 Ефективні емітери вторинних електронів

Питання практичного використання вторинної електронної емісії пов'язані перш за все з можливістю посилення слабких струмів за допомогою мішеней з $\sigma > 1$ (наприклад, у фотоелектронних помножувачах і деяких типах передавальних телевізійних трубок). Застосування з цією метою мішеней з металу внаслідок високих втрат енергії збуджених електронів на взаємодію з електронами провідності недоцільне. Для напівпровідників внаслідок меншої концентрації електронів такий вид втрат практично відсутній, проте важливу роль тут відіграють втрати за рахунок ударної іонізації. При цьому істотним є співвідношення між енергією електронної спорідненості χ і шириною забороненої зони ΔE_g . Якщо $\chi < E_g$, то збуджені електрони втрачають свою енергію переважно за рахунок взаємодії з електронами валентної зони, а за умови $\chi < \Delta E_g$ вірогідність таких втрат різко знижується, оскільки для іонізації більшість збуджених електронів не мають достатньої енергії. Таким чином, найбільш прийнятними для ефективних вторинних емітерів є широкозонні напівпровідники з малими χ .

Як ефективні емітери широко використовуються сполуки лужних металів і *Sb*, лужно-галогідні сполуки, плівки оксидів на металевій підкладці, суміші порошків *Ni*, *Re*, *MgO*, *BeO*. Ефективним емітером вторинних електронів є також оксидний катод, що обумовлює його використання в деяких типах ЕВП діапазону НВЧ.

3.3 Подавлення вторинної емісії

Крім позитивних ефектів, що досягаються в ЕВП за допомогою вторинної емісії, у ряді випадків її існування має негативний вплив на роботу ЕВП. Так, зокрема, потік вторинних електронів, що утворюється при бомбардуванні первинними електронами одного з електродів ЕВП може викликати помітні зміни в результуючому розподілі струмів між електродами і, отже, значні спотворення характеристик і параметрів ЕВП. Для придушення ефектів, пов'язаних з вторинною емісією, використовуються два способи. Один з них полягає в застосуванні спеціальних антидинаatronних покриттів. Матеріалом для таких покриттів служать, як правило, речовини, що мають низькі значення σ , а для створення покриття застосовують технологічні прийоми, за яких забезпечується висока шорсткість поверхні. Ефективність застосування шорсткого антидинаatronного покриття пояснюється на рис. 3.3, де порівнюється вихід вторинних електронів з шорсткої і гладкої поверхонь.

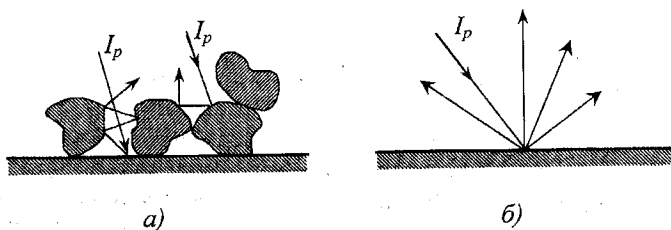


Рисунок 3.3 – Характер виходу вторинних електронів з шорсткої (а) та гладкої (б) поверхні твердого тіла

В першому випадку вторинні електрони при виході з поверхні, що бомбардується, повинні зазнавати багаторазових актів взаємодії з матеріалом покриття. Враховуючи, що енергія переважної частини вторинних електронів не перевищує декількох електрон-вольт і не досягає порогу виникнення вторинної емісії, кожна додаткова взаємодія з покриттям при виході вторинних електронів призводить до різкого зниження результуючого потоку емітованих електронів. Як матеріал для антидинаatronних покриттів широко застосовується вуглець у вигляді

пірографіту, сажі або аквадагу (для шорсткого покриття $\sigma_{\max} \approx 0,5$). Завдяки низьким значенням σ знаходять застосування також карбіди, бориди і силіциди деяких металів (TiC , TiB_2 , $ZrSi_2$, $TiSi_2$), а також плівки на основі окису хрому.

Інший спосіб подавлення ефекту вторинної емісії зводиться до змінення конструкцій електродів ЕВП з метою створення додаткових перешкод потоку вторинних електронів. Типовим прикладом є введення захисного електрода з нульовим потенціалом між анодом і другою сіткою в тетроді. Електронні лампи із захисним електродом, виконаним у вигляді сітки, називаються пентодами. Роль захисного електрода (сітки) зводиться до того, що поблизу анода, який бомбардується, виникає гальмувальне електричне поле, яке перешкоджає переходу вторинних електронів на інші електроди. У ряді випадків для зниження потоку вторинних електронів електрод, який бомбардується, забезпечується ребрами (рис. 3.4, а) або виконується у вигляді порожнини (рис. 3.4, б).

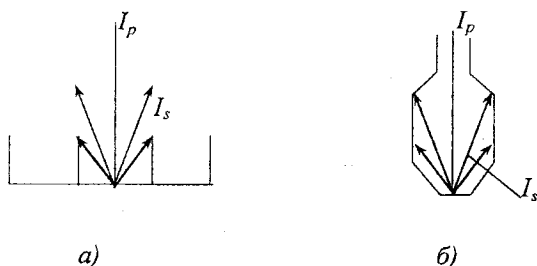


Рисунок 3.4 – Спеціальні конструкції електродів для зменшення впливу вторинної електронної емісії

3.4 Контрольні питання

3.4.1 Обґрунтуйте механізм вторинної електронної емісії, зобразіть основні залежності, які характеризують емісію.

3.4.2 Поясніть залежність коефіцієнта вторинної електронної енергії від енергії первинних електронів.

3.4.3 Чому і коли необхідно придушувати вторинну емісію?

3.4.4 Чому коефіцієнт вторинної емісії σ практично не залежить від роботи виходу електронів?

3.4.5 Поясніть залежність струму емісії від енергії первинних електронів. Чи однакова ця залежність для металевих і напівпровідникових емітерів?

4 ФОТОЕЛЕКТРОННА ЕМІСІЯ. ЕФЕКТИВНІ ФОТОКАТОДИ

4.1 Зовнішній фотоэффект. Основні закони

Випускання електронів з твердих або рідких тіл під дією електромагнітного випромінювання прийнято називати фотоелектронною емісією (**photoelectronic emission**) або зовнішнім фотоэффектом. Вперше це явище було виявлене Герцом в 1887 році. Завдяки дослідженням, проведеним в кінці XIX і на початку XX сторіччя, були встановлені основні закономірності для зовнішнього фотоэффекту, що знаходять пояснення на основі електронної теорії твердого тіла і квантової теорії випромінювання (**radiation**).

Якщо потужність монохроматичного випромінювання з частотою ν і довжиною хвилі λ позначити як F – цю величину прийнято називати променистим потоком (**effulgent stream**), тоді число фотонів (**photons**), падаючих на поверхню за 1 с, дорівнює:

$$N = \frac{F}{h\nu}, \quad (4.1)$$

де h - стала Планка.

Кожен фотон взаємодіє з електронами твердого тіла незалежно від інших фотонів, і існує середня ймовірність Y того, що при цій взаємодії відбудеться емісія одного електрона. Загальна кількість електронів, які виходять, буде дорівнювати $n = YN$, а струм I_ϕ , утворений емітованими електронами, становить en . Величина

$$Y = \frac{n}{N} \quad (4.2)$$

носить назву квантового виходу (**quantum output**) фотоемісії.

Підставляючи (4.2) в (4.1) і виражаючи n через I_ϕ , отримаємо:

$$I_\phi = Y \frac{e}{h\nu} F, \quad (4.3)$$

тобто фотострум (photosurrent) I_ϕ прямо пропорційний F за умови, що $\nu = \text{const}$. У випадку немонохроматичного випромінювання фотострум визначається підсумовуванням його компонент по всіх спектральних складових, унаслідок чого зберігається лінійний зв'язок I_ϕ з потужністю випромінювання при незмінному спектральному складі (закон Столетова).

У 1905 році Ейнштейн показав, що максимальна енергія, з якою електрони можуть виходити з емітера, дорівнює

$$E_{\max} = h\nu - e\phi_{\text{ф}}, \quad (4.4)$$

де $e\phi_{\text{ф}}$ - фотоелектронна робота виходу, яка збігається з термоелектронною роботою виходу для металів і відрізняється від неї для напівпровідників.

Згідно з (4.4) при $E_{\max} = 0$ $\nu = \nu_0 = e\phi_{\text{ф}}/h$. Частота ν_0 або відповідна їй довжина хвилі $\lambda_0 = c/\nu_0$ визначає довгохвильову (червону) границю фотоэффекту. При $\lambda > \lambda_0$ або $\nu < \nu_0$ фотострум відсутній.

4.2 Фотоелектронна емісія металів і напівпровідників

Оскільки межі видимого спектра випромінювання відповідають довжинам хвиль $\lambda = 380 - 780 \text{ нм}$, тобто енергіям фотонів $h\nu_0 = 3,25 - 1,6 \text{ eV}$, можна зробити висновок, що для металів з роботами виходів $e\phi_{\text{ф}} > 3,25 \text{ eV}$ червона межа фотоэффекту лежить за межами видимої області спектра в ультрафіолетовому діапазоні $\lambda < 380 \text{ нм}$. Лише небагато металів (наприклад, лужні і деякі лужноземельні), маючи значення $e\phi_{\text{ф}} < 3,25 \text{ eV}$, виявляють фотоэффект у видимій частині спектра.

Однією з найважливіших характеристик фотоемісії, що визначає властивості ефективних фотокатодів, є спектральна характеристика квантового виходу $Y = Y(h\nu)$. При $h\nu \approx h\nu_0$ у взаємодіях з фотонами, що призводять до фотоелектронної емісії, беруть участь тільки ті електрони, енергії яких лежать поблизу E_F (див. рис. 1.3). Із зростанням $h\nu$ число електронів, що взаємодіють з фотонами, зростає, внаслідок чого величина Y повинна монотонно збільшуватися. Значну роль $Y = Y(h\nu)$ у визначенні характеру залежності відіграють оптичні характеристики металу, а саме - здатність до оптичного поглинання. При достатньо великому оптичному поглинанні взаємодія електронів з фотонами відбувається в приповерхневому шарі металу, а із зменшенням поглинання взаємодія протікає в глибших шарах, що пов'язано із зростанням енергетичних втрат при переміщенні електронів до поверхні.

З урахуванням того, що для металів оптичне поглинання із зростанням $h\nu$ спадає, залежність $Y = Y(h\nu)$ набуває вигляду кривої з

максимумом, який розташовується в більшості випадків в діапазоні ультрафіолетового (УФ) випромінювання (рис. 4.5).

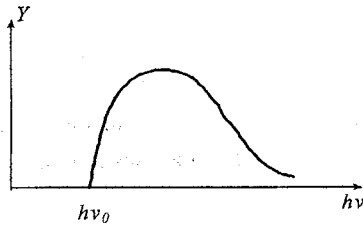


Рисунок 4.5 – Спектральна характеристика для металевих фотоемітерів

На відміну від металів робота виходу фотоелектронів з напівпровідника $e\phi_{\text{ф}}$ не збігається з термоелектронною роботою виходу $e\phi$. Оскільки основний внесок до фотоелектронної емісії вносять електрони, збуджені з рівнів валентної зони, а збудження електронів з домішкових рівнів і рівнів провідності лише трохи змінює характеристики фотоэффекту, то $e\phi_{\text{ф}}$ відраховується від верхньої межі валентної зони E_v до рівня вакууму E_v (рис. 4.6).

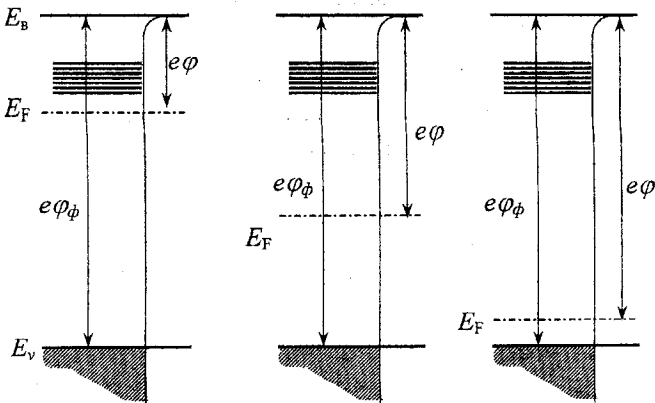


Рисунок 4.6 – Енергетичні діаграми напівпровідникових фотоемітерів

Зміна типу домішок, якими легують напівпровідник, не впливає на величину $e\phi_{\text{ф}}$, але істотно змінює $e\phi$, тобто призводить до зміни співвідношення між струмами фотоелектронної і термоелектронної емісії. Так, зокрема, при переважанні акцепторної домішки це співвідношення буде більшим, ніж за наявності донорної домішки, що обумовлює

переважне використання напівпровідників p -типу як ефективних фотокатодів.

Спектральні характеристики (spectral descriptions) квантового виходу напівпровідника $Y = Y(h\nu)$ мають вигляд кривих з максимумом, обумовленим тими ж причинами, що і у металів. Проте максимум може розташовуватися як в діапазоні УФ-випромінювання, так і в діапазоні видимого і інфрачервоного (ІЧ) випромінювання. Це пов'язано з тим, що у напівпровідників переважає інший вид енергетичних втрат збуджених електронів, ніж у металів, обумовлений взаємодією з фононами.

4.3 Ефективні фотокатоди

Фотокатодами є тонкі плівки з великою поверхнею, що наносяться на скляні або металеві підкладки. На рис. 4.7 показані варіанти розташування фотокатода, напрямки потоку електромагнітного випромінювання і основні напрямки вильоту фотоелектронів.

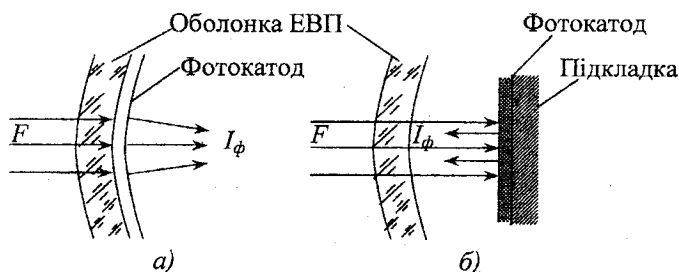


Рисунок 4.7 – Варіанти конструкцій ефективних фотокатодів

Частина оболонки ЕВП, через яку проходить потік випромінювання перед попаданням на фотокатод, називається вхідним вікном. Фотокатоли, що наносяться безпосередньо на вхідне вікно (рис. 4.7, а), називаються напівпрозорими. Найважливішою характеристикою катода є його спектральна характеристика квантового виходу $Y(h\nu)$. Спектральні властивості фотокатода характеризуються також за допомогою іншої величини - спектральної чутливості S_λ , яка визначається як відношення фотоструму I_ϕ до потужності падаючого на фотокатод монохроматичного випромінювання F .

$$S_\lambda = \frac{I_\phi}{F} \text{ [mA/Bm]}. \quad (4.5)$$

За допомогою нескладних перетворень можна встановити зв'язок між S та Y :

$$Y = \frac{n}{N} = \frac{\frac{I_{\phi}}{F}}{\frac{I}{hv}} = S_{\lambda} \frac{hv}{e} = S_{\lambda} \frac{hc \cdot I}{e \cdot \lambda}. \quad (4.6)$$

Властивості фотокатода часто характеризуються за допомогою параметра S , який називають світловою чутливістю і визначають як

$$S = \frac{I_{\phi}}{F_{\text{ос}}}, \quad (4.7)$$

де падаючий на фотокатод потік випромінювання потужністю $F_{\text{ос}}$ є монохроматичним, що оцінюється за світловим відчуттям. Світловий потік (**light stream**) вимірюється в люменах ($лм$) і визначається із співвідношення

$$F_{\text{ос}} = 683 \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} F(\lambda) k(\lambda) d\lambda, \quad (4.8)$$

де $F(\lambda)$ – спектральна характеристика еталонного джерела випромінювання з температурою вольфрамової нитки 2850 К;

$k(\lambda)$ – рівень світлового відчуття, дії на око монохроматичного випромінювання різних довжин хвиль, що випикає в результаті, при однаковій потужності;

λ_1 і λ_2 – короткохвильова і довгохвильова межі видимого спектра, які дорівнюють відповідно 380 і 780 нм.

При створенні фотокатодів для УФ-діапазону ($\lambda < 380$ нм) доводиться в першу чергу враховувати характеристики пропускання вхідного вікна і використовувати для виготовлення вікон спеціальні сорти скла або інші матеріали - кварц, сапфір, флюорит магнію або літію. Як матеріали для фотокатодів застосовуються сполуки цезію (Cs_2Te), рубідію (Rb_2Te), магнію (MgF_2), максимальний квантовий вихід яких може сягати 0,2 – 0,25.

При розробці ЕВП, призначених для досліджень в області УФ-діапазону, важливим є застосування фотокатодів, що не реагують на сонячне випромінювання (сонячно-сліпі фотокатоли).

У видимій частині спектра в більшості випадків використовуються фотокатоли на основі сполук сурми з одним або декількома лужними металами. Найбільшого поширення набув сурм'яно-цезієвий катод ($SbCs_3$). Довгохвильова межа фотоефекту сурм'яно-цезієвих катодів складає $\lambda \approx 620 - 700$ нм, максимальний квантовий вихід досягає 0,25 при

$\lambda \approx 420 - 450 \text{ нм}$, інтегральна чутливість в середньому дорівнює $40 - 80 \text{ мкА/лм}$. Поширення набули також багатолужні катоди (Sb-K-Na-Cs), які мають більшу чутливість в області малих довжин хвиль і значно менші струми термоемісії.

Інтенсивне використання інфрачервоного діапазону і розробка призначених для цього діапазону ЕВП (у приладах нічного бачення, для оптичного зв'язку) призводить до необхідності створення фотокатодів, що ефективно працюють в цьому діапазоні. Основу для таких катодів становлять багатолужні структури, що мають продовжену в інфрачервону область спектральну характеристику. Спектральна чутливість при $\lambda = 750 \text{ нм}$ складає $10 - 20 \text{ мА/Вт}$, червона межа λ_0 не перевищує 1 мкм . Єдиним фотокатодом для використання в діапазоні $\lambda > 1 \text{ мкм}$ є кисневий-срібно-цезієвий (Ag-O-Cs), розроблений в 1930 році. Максимум в довгохвильовій частині спектральної характеристики лежить поблизу $\lambda = 800 \text{ нм}$ і відповідає $S_\lambda \approx 2 - 3 \text{ мА/Вт}$.

4.4 Контрольні питання та задачі

4.4.1 Напишіть основні закони зовнішнього фото ефекту. Поясніть різницю між термоелектронною і фотоелектронною роботами виходу для металевих і напівпровідникових фотокатодів.

4.4.2 Що таке спектральна характеристика? Чому максимум цієї характеристики для металевих катодів лежить переважно в ультрафіолетовій частині спектра?

4.4.3 Що таке ефективні фотокатоди і яким чином забезпечується їх висока ефективність?

4.4.6 Розрахувати максимальну швидкість електронів, що вибиваються з поверхні сур'яно-цезієвого фотокатода під дією монохроматичного пучка світла з довжиною хвилі $0,4 \text{ мкм}$. Робота виходу сур'яно-цезієвого катода дорівнює $1,5 \text{ eV}$.

4.4.7 Розрахувати довжину хвилі монохроматичного пучка світла, що падає на фотокатод, робота виходу якого дорівнює 1 eV , якщо відомо що максимальна швидкість електронів, які вибиваються з поверхні катода, дорівнює 500 км/с .

4.4.8 Цезієвий катод фотоелемента з'єднаний безпосередньо з його вольфрамовим анодом. Визначити максимальну довжину хвилі світла λ , за якої ще відсутній струм у зовнішньому електричному колі.

4.4.9 Розв'язати попередню задачу за умови, що між катодом і анодом включена батарея, яка створює прискорювальну різницю потенціалів: а) 2 В ; б) 10 В .

5 УПРАВЛІННЯ ЕЛЕКТРОННИМ ПОТОКОМ В ЕЛЕКТРОВАКУУМНИХ ПРИЛАДАХ З ТЕРМОКАТОДАМИ

5.1 Проходження струму у вакуумному діоді

Розглянемо вакуумний діод (**vacuuming diode**), утворений двома паралельними площинами (рис. 5.1, а), одна з яких виконує роль катода, а інша - роль колектора електронів (анода). Вважатимемо, що довжина як катода, так і анода є нескінченно великою, тобто нехтуватимемо крайовими спотвореннями електричного поля між електродами.

Для визначення закономірностей проходження струму в діоді істотним є розподіл потенціалу в міжелектродному просторі. У тому випадку, коли катод холодний, а до анода прикладена напруга $U_a > 0$, розподіл потенціалу має лінійний характер і описується прямою 1 на рис. 5.1, б.

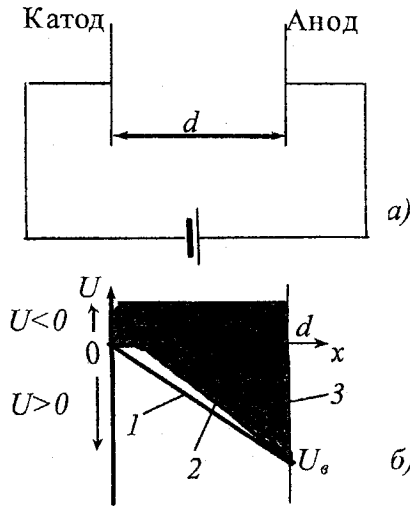


Рисунок 5.1 – Розподіл потенціалу в діоді за різних температур катода

При збільшенні температури катода T зростає термоелектронна емісія і зростає кількість електронів, які досягають анода. Разом з тим збільшується утворюваний ними негативний просторовий заряд в міжелектродному проміжку (**interelectrode interval**), який зміщує в область більших негативних значень потенціали всіх точок з координатами x , за винятком катода ($x = 0$) і анода ($x = d$). Найбільші зміни в розподілі потенціалу існують поблизу катода, де швидкість руху електронів

найменша, а тому густина просторового заряду ρ найбільша. Крива, що описує розподіл потенціалу при нагрітому катоді, показана на рис. 5.1, б під номером 2. При подальшому нагріванні катода і збільшенні кількості емітованих електронів вплив просторового заряду стане таким великим, що поблизу катода виникає потенціальний бар'єр (крива 3). При збільшенні T після виникнення бар'єру режим роботи діода змінюється, оскільки до анода зможуть дійти не всі емітовані електрони, а лише частина з них, здатних завдяки початковій швидкості і пов'язаній з нею початковій кінетичній енергії подолати потенціальний бар'єр.

Режим роботи діода, при якому перед катодом відсутній потенціальний бар'єр і всі емітовані електрони виявляються в області прискорювального електричного поля, називається режимом насичення (**mode of satiation**). Вочевидь, що при цьому анодний струм (**anode current**) I_a дорівнює струму емісії катода I_c і залежить від T відповідно до (1.10). При виникненні потенціального бар'єру настає перехід до режиму обмеження струму просторовим зарядом (точніше до режиму просторового заряду). У цьому режимі зростання числа емітованих електронів супроводжується зростанням висоти потенціального бар'єра за рахунок просторового заряду, внаслідок чого при збільшенні температури струм анода слабо збільшується. Діапазон розподілу потенціалу, відповідний режиму просторового заряду, виділений на рис. 5.1, б штрихуванням. Залежність струму анода від температури катода (або від пов'язаної з нею напруги розжарювання U_p) показана на рис. 5.2 і називається розжарювальною характеристикою діода.



Рисунок 5.2 – Розжарювальна характеристика вакуумного діода

Для визначення виду вольт-амперної характеристики діода (ВАХ) розглянемо розподіли потенціалу при різних U_a (рис. 5.3, а).

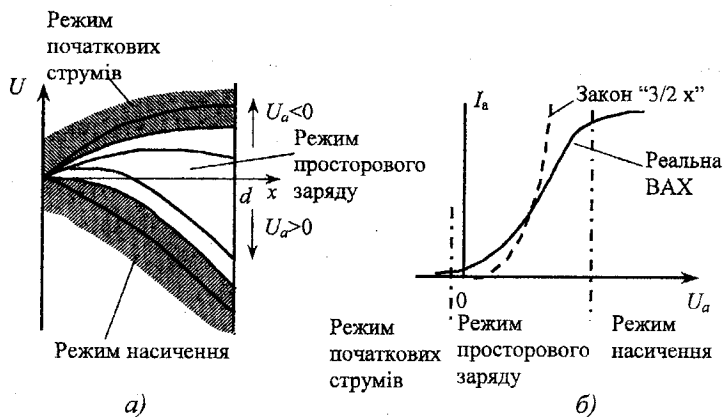


Рисунок 5.3 – Розподіли потенціалу в діодній системі за різних анодних напруг (а) та вольт-амперна характеристика діода (б)

Вочевидь, що при великих анодних напругах, які компенсують електричне поле негативного просторового заряду, потенціальний бар'єр відсутній і існує режим насичення.

Для цього режиму $I_a \approx I_c$ і практично не залежить від U_a . Із зменшенням U_a ступінь компенсації зменшується, виникає і збільшується потенціальний бар'єр перед катодом, що призводить до переходу в режим просторового заряду і зменшення струму із зменшенням U_a . Нарешті, при негативних U_a вплив негативного просторового заряду не компенсується, а посилюється прикладеною напругою. В результаті на всьому міжелектродному проміжку існує гальмувальне для електронів електричне поле, яке відповідає режиму початкових струмів. Згідно з (1.16) в цьому режимі залежність $I_a(U_a)$ носить експоненціальний характер.

Загальний хід реальної вольт-амперної характеристики діода з вказанням меж різних режимів роботи показаний на рис. 5.3, б.

Найбільший практичний інтерес становить робота діода в режимі просторового заряду, коли є можливість управляти анодним струмом зміною U_a і коли ступінь використання всього емісійного струму катода значно вищий, ніж в режимі початкових струмів. Для знаходження кількісних закономірностей проходження струму в діоді використовують рівняння Пуассона і рівняння безперервності, які для одновимірної моделі діода мають вигляд:

$$\frac{d^2 U}{dx^2} = \frac{\rho}{\epsilon \epsilon_0}, \quad (5.1)$$

$$\frac{dj}{dx} = 0, \quad (5.2)$$

а також рівняння для густини струму (1.7)

$$j = \rho v \quad (5.3)$$

і рівняння збереження енергії

$$\frac{mv^2}{2} = eU. \quad (5.4)$$

Розв'язання системи рівнянь (5.1) - (5.4) здійснюється за таких умов: $U(x=0) = 0$; $U(x=d) = U_a$; $v(x=0) = 0$.

Остання умова є найбільш істотним спрощенням, що повністю виключає існування режиму початкових струмів і призводить до помітних розбіжностей в розрахункових і експериментальних результатах при невеликих U_a . Розв'язок системи рівнянь (5.1) - (5.4) визначає вольт-амперну характеристику діода

$$I_a = 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F}{d^2} U_a^{3/2} = GU_a^{3/2}, \quad (5.5)$$

де F - площа катода або рівна йому для плоских електродів площа анода;
 G - первеанс.

Співвідношення (5.5) відоме як закон Чайльда-Ленгмюра або закон "степеня 3/2". Побудована згідно з (5.5) ВАХ показана на рис.5.3, б. Згідно вказаним вище спрощенням, початок розрахункової ВАХ збігається з початком координат, і при малих U_a розрахункова ВАХ розташована нижче експериментальної. Крім того, в (5.5) не враховується гранична можливість катода, яка забезпечує максимальний анодний струм ($I_{a \max} = I_c$), а також завжди реально існуюча поверхнева неоднорідність катода за густиною струму емісією і температурою, яка приводить до плавного переходу діода в режим насичення при збільшенні U_a .

Слід зазначити, що (5.5) справедлива не тільки для плоскої, але й для іншої поширеної системи електродів - циліндричної, такої, що складається з двох коаксіальних циліндрів. У останньому випадку слід скоректувати значення первеанса G , враховуючи співвідношення радіусів катода і анода.

5.2 Управління електронним потоком в триелектродній системі

Управління електронним потоком в діодній системі знаходить широке застосування (наприклад, для випрямлення змінних сигналів або комутацій), проте можливості практичного застосування значно

розширюються при введенні додаткового електрода. Такий електрод разом з анодом і катодом утворює триелектродну систему (тріод), яка дозволяє побудувати активний елемент для посилення або генерації електричних сигналів. Зазвичай цей електрод має форму сітки, утвореної паралельними дротами з діаметром, набагато меншим від відстані між ними (рис. 5.4, а). Сітка розташовується поблизу катода.

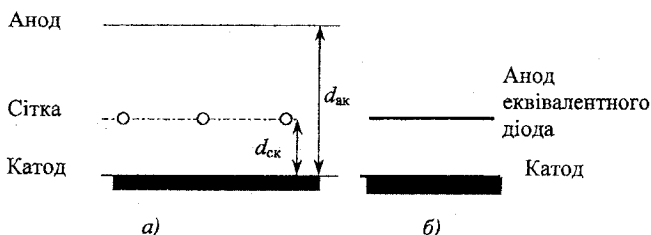


Рисунок 5.4 – Тріодна електродна система (а) та електродна система еквівалентного діода (б)

Електричне поле поблизу катода визначається сукупною дією сітки і анода, а тріод при однорідному у катода електричному полі можна замінити еквівалентним діодом, анод якого розташований на місці сітки (рис. 5.4, б). Напруга на аноді еквівалентного діода (напруга, що діє) визначається напругою анода U_a і сітки U_c тріода:

$$U_d \approx U_c + D U_a, \quad (5.6)$$

де D - проникність (**permeability**) сітки, що враховує ослаблення дії електричного поля анода на прикатодну область.

Величина D зазвичай значно менша за одиницю і оцінюється як відношення ємностей анод-катод і катод-сітка:

$$D = \frac{C_{ак}}{C_{ск}}. \quad (5.7)$$

Для розуміння дії сітки в тріоді необхідно розглянути розподіл потенціалів між електродами. Якщо сітка відсутня, то розподіл потенціалу буде таким же, як в діоді (див. рис. 5.3, а), тобто для режиму просторового заряду перед катодом існуватиме потенціальний бар'єр. Якщо тепер ввести сітку в міжелектродний простір в площині з координатою $d_{ск}$ (рис. 5.5), а напругу, що подається на сітку, зробити рівною $U_{c0} = U(d_{ск})$, то розподіл потенціалу не зміниться.

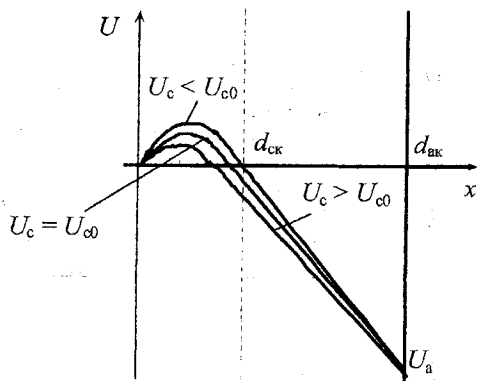


Рисунок 5.5 – Розподіл потенціалів в тріодній системі

При $U_c > U_{c0}$ потенціали в усіх точках між електродами, за винятком катода і анода, матимуть більший позитивний потенціал, що приведе до показаної на рис. 5.5 деформації кривої розподілу потенціалу і зниження висоти потенціального бар'єра перед катодом, тобто до збільшення струму, що відбирається з катода. При $U_c < U_{c0}$ зміни носитимуть протилежний характер, що приводить до збільшення висоти бар'єра, тобто до зниження катодного струму. Якщо $U_c \leq U_{c0}$ і кількість електронів, що потрапляють на сітку, незначна, то практично весь струм, який відбирається з катода потрапляє на анод, тобто зміна U_c приводить до зміни I_a і за допомогою сітки можна управляти анодним струмом.

Для наближеного кількісного опису характеристик тріода зазвичай користуються законом «3/2», застосовуючи його до еквівалентного діода:

$$I_o(U_c \leq 0) \approx 2,33 \cdot 10^{-6} \frac{F}{d_{ск}^2} (U_c + DU_o)^{3/2} = G(U_c + DU_o)^{3/2}. \quad (5.8)$$

Анодний струм I_a є, таким чином, функцією двох змінних $I_a(U_a, U_c)$. Вибираючи декілька фіксованих значень однієї з них і змінюючи іншу, отримаємо сімейство характеристик.

При $I_a(U_a)|_{U_c=\text{const}}$ сукупність залежностей називається сімейством анодних характеристик (**anode descriptions**), а при $I_a(U_c)|_{U_a=\text{const}}$ – сімейством анодно-сіткових характеристик. Типовий вигляд таких залежностей показаний на рис. 5.6.

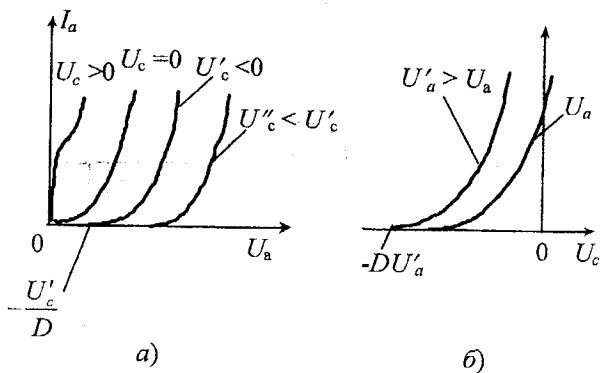


Рисунок 5.5 – Сімейства анодних (а) та анодно-сіткових (б) характеристик триода

Умови запирання лампи ($I_a = 0$) визначаються, виходячи з рівності нулю напруги U_D , звідки витікає, що $U_{c,зап} \approx -DU_a$ і $U_{a,зап} \approx -U_c/D$

При позитивній напрузі сітки ($U_c > 0$) вид характеристик змінюється через попадання деякої частини електронів, які вийшли з катода, на сітку. Це явище називається струморозподіленням. Струмозподілення приводить до виникнення сіткового струму I_c і зменшенню струму анода I_a при збереженні незмінним катодного струму I_k

$$I_k = I_a + I_c. \quad (5.9)$$

На рис. 5.5, а показані характеристики, які відповідають як негативним, так і позитивним значенням U_c . В останньому випадку на форму характеристики впливають закономірності струморозподілення, які порушують справедливість (5.8) і будуть розглянуті нижче.

Багато сучасних ЕВП з тріодною системою електродів замість сітки містять електрод з іншою конструкцією.

Так, зокрема, в деяких типах електронно-променевих приладів роль електрода, що управляє процесом струмопроходження, виконує модулятор, який являє собою діафрагму з отвором, розміщену поблизу катода (рис. 5.6). Розглянутий принцип управління зберігається і для цього випадку, проте при кількісному описі характеристик з допомогою (5.8) слід враховувати залежність $G(U_a, U_c)$. Останнє пов'язане з тим, що через неоднорідність електричного поля у катода при зміні U_a і U_c змінюється поверхня катода, з якої відбирається струм. У багатьох випадках для розрахунку характеристик тріодних систем зі складною конфігурацією

електродів неминучими є чисельні розрахунки електричного поля і траєкторій руху електронів за допомогою ЕОМ.

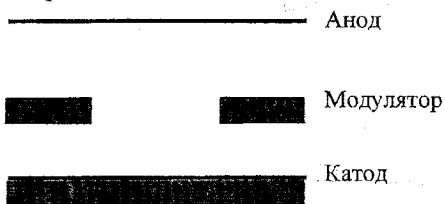


Рисунок 5.6 – Електродна система для управління струмом в електронно-променевих приладах

5.3 Проходження струму в чотириелектродній системі

В процесі розвитку і вдосконалення електронних ламп в систему електродів була введена додаткова сітка, яка розташовується між анодом і сіткою, що управляє процесом проходження струму. Основною її функцією було зниження міжелектродної ємності анод - управляюча сітка і підвищення максимальної робочої частоти електронного приладу. Цю сітку зазвичай називають екрануючою і позначають номером 2 порівняно з тією, що управляє з номером 1. Наявність екрануючої сітки призводить до значного ослаблення впливу анода на електричне поле біля катода, внаслідок чого для проходження струму на анод напрута на сітці 2 повинна бути позитивною ($U_{c2} > 0$).

Вигляд характеристик чотириелектродної системи (тетрода) значно відрізняється від характеристик тріода і є сприятливим для використання тетрода як підсилювача потужності. Крім традиційної лампової існують і інші тетродні конструкції, в яких електрод, що розміщується між електродом, що управляє, і анодом, не має форми сітки і називається прискорюючим.

Розглянемо основні закономірності струморозподілення в чотириелектродній системі на прикладі лампової конструкції із сітками. При цьому вважатимемо, що ($U_{c1} < 0$), тобто струморозподілення відбувається між другою сіткою і анодом. Вважатимемо також, що траєкторії руху електронів в просторі катод - сітка 1 - сітка 2 направлені по нормалі до площин електродів (рис. 5.7).

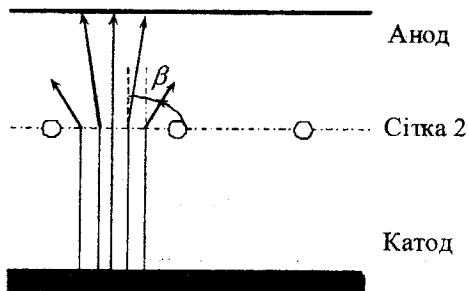


Рисунок 5.7 – Процес струмопроходження в чотириелектродній системі

Основними чинниками, що визначають розподіл електронів між сіткою 2 і анодом, є складний характер електричного поля в області сітки 2 і співвідношення напруги U_{c2} та U_a . Якщо, наприклад $U_a < U_{c2}$, то в силу закону збереження енергії всі електрони, що рухаються по нормалі до поверхонь електродів і досягли площини сітки 2, повинні потрапити на анод. Цього, проте, не відбувається, оскільки через неоднорідність електричного поля поблизу сітки 2 траєкторії заломлюються, причому це заломлення відбувається тим сильніше, чим ближче траєкторія проходить до прутка сітки. Центральна траєкторія, що проходить посередині між прутками сітки, не заломлюється. В цьому випадку умови попадання електронів на анод записуються на основі закону збереження енергії, проте необхідно враховувати, що швидкості всіх електронів в площині сітки однакові і рівні v , а нормальна компонента швидкості для кожного електрона визначатиметься кутом відхилення його траєкторії від нормалі $v \cos\beta$

$$\frac{m(v \cos\beta)^2}{2} \geq e(U_{c2} - U_a). \quad (5.10)$$

При великих кутах β електрони, що пройшли через площину сітки 2, не можуть подолати гальмувальне поле перед анодом, повертаються назад, потрапляють на прутки сітки 2 і обумовлюють струм I_{c2} . Неоднорідність електричного поля, що призводить до великих β , зростає із зниженням U_a і досягає максимального рівня при приближенні U_a до нуля. Якщо при $U_{c2} = \text{const}$ збільшувати U_a від нульового значення, то спочатку відбувається різке зростання I_a за рахунок зменшення β , проте потім зростання I_a уповільнюється, оскільки кількість електронів, що потрапляють на сітку 2 за умови $\beta \rightarrow 0$, прямує до мінімального граничного значення, визначуваного діаметром прутків сітки 2. Для кількісної оцінки струморозподілення зазвичай вводять коефіцієнт струморозподілення

$$q = \frac{I_a}{I_*} \quad (5.11)$$

Типова залежність $q = q(U_a/U_{c2})$ показана на рис. 5.8. Ділянку різкого зростання q на кривій називають режимом повернення (**mode of returning**), а пологого - режимом прямого перехоплення (**mode direct intercept**) електронів сіткою 2. Значення U_a/U_{c2} , за якими розподіляють вказані режими, зазвичай лежать в діапазоні 0,1 - 0,2.

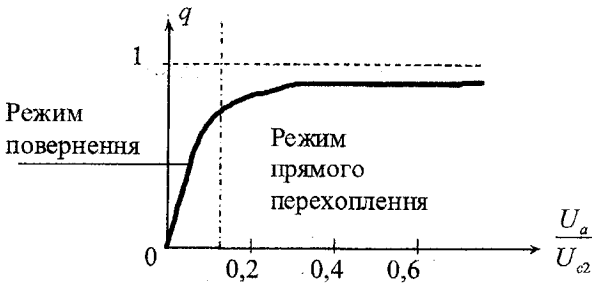


Рисунок 5.8 – Режимы работы чотириелектродної лампи

Використовуючи для тріодного проміжку катод - сітка 1 - сітка 2 при $U_{c1} < 0$ закон «3/2» і враховуючи розглянуті закономірності струморозподілення, для I_a можна записати

$$I_a \approx qG(U_{c1} + D_1 U_{c2})^{3/2}, \quad (5.12)$$

де D_1 - проникність сітки 1 (визначається як відношення ємностей C_{c2k}/C_{c1k});

G - перванс тетрода.

Основні характеристики тетрода $I_a(U_{c1}, U_{c2}, U_a)$ визначаються закономірностями (5.12) і рис. 5.8. Форма вихідних характеристик (рис. 5.9) обумовлена закономірностями струморозподілення, а анодно-сіткові характеристики (рис. 5.10) повторюють аналогічні характеристики тріода.

При практичній реалізації тетродної системи виникають проблеми, які пов'язані із вторинною емісією електродів при їх електронному бомбардуванні. Потік вторинних електронів з одного позитивного електрода на інший призводить до значних спотворень характеристик і робить ЕВП з тетродною системою непридатним для експлуатації. Один з конструктивних підходів, який використовується для придушення ефектів вторинної емісії, пов'язаний із введенням між анодом і сіткою 2 ще однієї

сітки з нульовим потенціалом, який створює потенціальний бар'єр для повільних вторинних електронів. В цьому випадку система стає п'ятиелектродною і називається "пентодом" ("pentode").

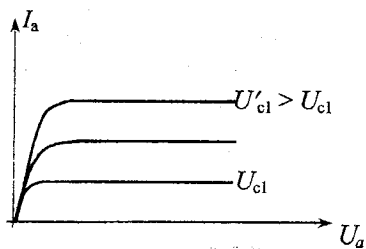


Рисунок 5.9 – Анодна характеристика тетрода

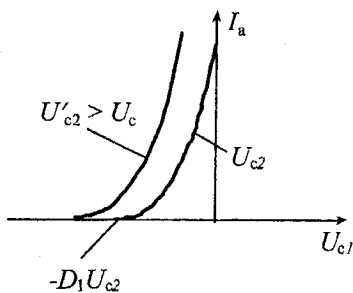


Рисунок 5.10 – Анодно-сіткова характеристика тетрода

Ефективнішим засобом, що має мінімум негативних побічних наслідків, є створення бар'єра для вторинних електронів за допомогою збільшення густини об'ємного заряду. З цією метою використовують спеціально підібране розташування прутків сіток 1 і 2, а також екрани, які сприяють формуванню електронного потоку поблизу анода у вигляді електронних променів малого перерізу (рис. 5.11). На рис. 5.12 показаний результуючий розподіл потенціалу між сіткою 2 і анодом, що перешкоджає відходу вторинних електронів з анода. Конструкцію, показану на рис. 5.11, називають променевим тетродом.

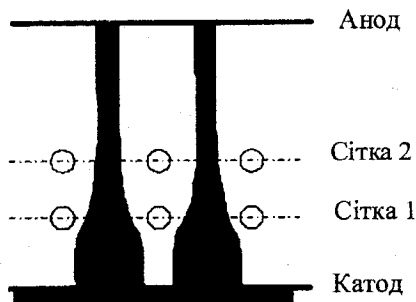


Рисунок 5.11 – Електродна система променевого тетрода

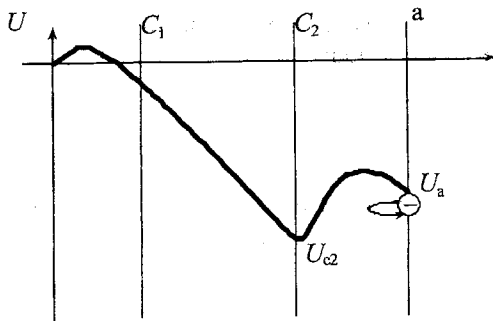


Рисунок 5.12 – Розподіл потенціалів в променевому тетроді

Окрім розглянутої лампової структури з сітками існують численні варіанти тетродів з іншими конфігураціями електродів. Хоча в цілому для цих варіантів основні закономірності проходження струму зберігаються, проте кількісний аналіз і визначення виду характеристик в багатьох випадках вимагає чисельного розрахунку електричних полів і траєкторій руху електронів.

5.4 Контрольні питання та задачі

5.4.1 Поясніть розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку вакуумного діода з термокатодом при різних температурах катода.

5.4.2 Наведіть та поясніть залежність анодного струму від температури катода.

5.4.3 Нарисуйте розподіл потенціалу в міжелектродному проміжку вакуумного діода при різних анодних напругах і позначте області з принципово різними режимами роботи.

5.4.4 Наведіть і поясніть вольт-амперну характеристику діода.

5.4.5 Розгляньте послідовність отримання рівняння ВАХ вакуумного діода (закону степеня 3/2).

5.4.6 Поясніть, як відбувається управління анодним струмом в триелектродній системі (тріоді). Наведіть основні сімейства статичних характеристик тріода і рівняння, що їх описують.

5.4.7 Поясніть, як відбувається розподіл струмів між електродами з позитивним потенціалом в чотириелектродному вакуумному приладі (тетроді). Як залежить коефіцієнт струмопроходження і анодний струм від анодної напруги?

5.4.8 Розгляньте вплив вторинної емісії на характеристики тетрода. Як подавляється її вплив в електронних приладах?

5.4.9 Діод з плоскопаралельними електродами працює в режимі просторового заряду. Анодний струм $I_a = 20 \text{ мА}$ при анодній напрузі $U_a = 100 \text{ В}$. Вважаючи, що для діода виконується закон степеня $3/2$, визначити: а) за якої анодної напруги анодний струм збільшиться удвічі; б) чому буде дорівнювати анодний струм, якщо анодну напругу збільшити у два рази; в) який струм може бути отриманий в діоді аналогічної конструкції, але із збільшеною удвічі площею ефективною поверхні і зменшеною удвічі відстанню між електродами за умови, що анодна напруга $U_a = 100 \text{ В}$.

5.4.10 Плоскопаралельний вакуумний діод працює в режимі гальмувального поля. Визначити від'ємну анодну напругу, за якої анодний струм у діоді зменшиться у 10 разів порівняно із струмом емісії. Робоча температура катода $T = 1000 \text{ К}$.

5.4.11 Анодний струм вакуумного діода визначається залежністю $I_a = kU_a^n$. Визначити коефіцієнт k та показник степені n , якщо відомо, що при анодній напрузі $U_a = 100 \text{ В}$ анодний струм $I_a = 10 \text{ мА}$, а при анодній напрузі $U_a = 10 \text{ В}$ анодний струм $I_a = 0,3 \text{ мА}$.

5.4.12 Тріод має такі параметри: коефіцієнт підсилення $\mu = 36$, крутизна характеристики $S = 4 \text{ мА/В}$. При анодній напрузі $U_a = 150 \text{ В}$ і напрузі сітки $U_c = -3 \text{ В}$ анодний струм $I_a = 3 \text{ мА}$. На скільки вольт потрібно змінити напругу сітки, щоб за даної анодної напруги анодний струм збільшився удвічі?

5.4.13 Анодна характеристика тріода знімалась при напрузі сітки $U_c = -2 \text{ В}$. Відомо, що коефіцієнт підсилення тріода $\mu = 20$ і що при зміні напруги анода на 20 В анодний струм зміниться на 2 мА . Визначити: а) крутизну S та внутрішній опір R_i ; б) напругу запирання $U_{a \text{ зап}}$ лампи?

5.4.14 При напрузі на сітці $U_c = -4 \text{ В}$ та напрузі на аноді $U_a = 200 \text{ В}$ опір постійному струму дорівнює $R_0 = 20 \text{ кОм}$, а при напрузі на сітці -6 В та на аноді 260 В опір постійному струму становить 12 кОм . Чи можна за цими даними визначити середнє значення коефіцієнта підсилення тріода?

5.4.15 При зміні напруги сітки U_c від -10 до $+10 \text{ В}$ анодний струм тріода змінився від 0 до струму насичення, що дорівнює 80 мА . Чи можна за цими даними визначити крутизну характеристики S ?

5.4.16 Тетрод має пряму проникність першої сітки $D_1 = 0,05$ і проникність другої сітки $D_2 = 0,02$. Скориставшись наближеними формулами, знайдіть його напругу запирання по першій сітці, якщо анодна напруга $U_a = 250 \text{ В}$ і напруга екранувальної сітки $U_{c2} = 100 \text{ В}$.

5.4.17 В звичайному пентоді захисна сітка (сітка 3) виготовляється з досить великим кроком намотування. Що відбудеться з величиною мінімальної анодної напруги, за якої пентод переходить з режиму повернення в режим прямого перехоплення, якщо цю сітку замінити на сітку з меншим кроком намотування?

6 ФОРМУВАННЯ І ПРОСТОРОВЕ ПЕРЕМІЩЕННЯ ЕЛЕКТРОННОГО ПОТОКУ В ЕЛЕКТРОВАКУУМНИХ ПРИБАДАХ

6.1 Електронні лінзи

Рух електронів в електричному і магнітному полях, формування і фокусування електронних потоків складають предмет розгляду спеціального розділу фізики, який називають електронною оптикою (**electronic optics**). Така назва пов'язана з аналогією, що існує в закономірностях руху електронів і світлових променів (**electronic rays**). Однією з найбільш простих і в той же час найважливіших ілюстрацій такої аналогії є закон заломлення при проходженні електрона через границю розмежування двох областей простору.

Нехай в одній з областей існує потенціал U_1 а в іншій – U_2 (рис. 6.1). Розділення цих областей може бути досягнуте за допомогою двох близько розташованих гіпотетичних провідних площин, прозорих для електронів і непрозорих для електричних полів. До верхньої площини прикладена напруга U_1 , а до нижньої – $U_2 > U_1$. Таким чином, під час переходу через границю зміни потенціалу на електрон діятиме сила, направлена перпендикулярно розділяючим площинам, яка змінює нормальну складову швидкості електрона v_n . В той же час тангенціальна

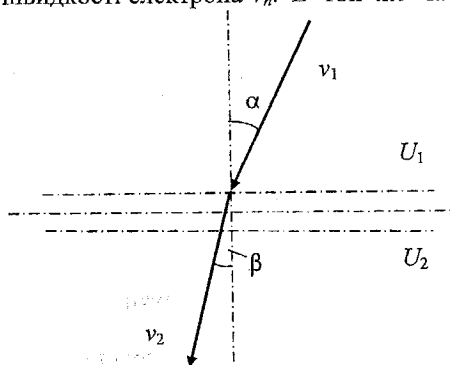


Рисунок 6.1 – Заломлення траєкторії руху електрона на границі зміни потенціалу

складова швидкості v_t залишиться незмінною, внаслідок чого з використанням прийнятих на рис. 6.1 позначень можна записати

$$v_1 \sin \alpha = v_2 \sin \beta, \quad (6.1)$$

де v_1 і v_2 – швидкості електрона в областях з потенціалом відповідно U_1 і U_2 визначаються згідно з законом збереження енергії:

$$v_1 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_1}, \quad v_2 = \sqrt{\frac{2e}{m} U_2}. \quad (6.2)$$

Після підстановки (6.2) в (6.1) закон заломлення траєкторії електрона набуває вигляду

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\sqrt{U_2}}{\sqrt{U_1}}, \quad (6.3)$$

аналогічного закону заломлення для світлових променів. Роль показника заломлення в (6.3) виконує величина \sqrt{U} .

У багатьох електронно-променевих приладах для формування електронних потоків використовують електричні і магнітні поля, що мають симетрію тіл обертання (аксіально-симетричні поля). Внаслідок цього при розгляді полів і траєкторій руху електронів користуються циліндричною системою координат (z, r, φ) , яка показана на рис. 6.2.

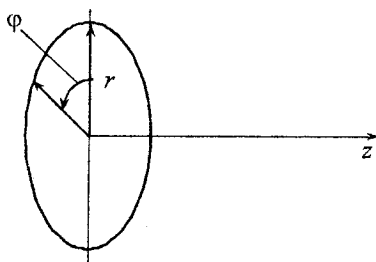


Рисунок 6.2 – Циліндрична система координат для опису траєкторій руху електронів в аксіально-симетричних полях

Розглянемо спочатку дію на електронний потік неоднорідного аксіально-симетричного електричного поля, що є, як буде показано пізніше, електростатичною електронною лінзою. В загальному випадку в просторі, вільному від об'ємного заряду, розподіл потенціалу U визначається рівнянням Лапласа:

$$\nabla^2 U = 0. \quad (6.4)$$

Якщо потік електронів рухається поблизу осі системи (що область називають параксіальною), розв'язок (6.4) в циліндричній системі координат приблизно можна записати як

$$U(z, r) \approx U_0(z) - \frac{1}{4} \frac{d^2 U_0(z)}{dz^2} r^2, \quad (6.5)$$

де U_0 – потенціал на осі системи.

У електронно-променевих приладах часто використовують електростатичні електронні лінзи (**electronic lens**), утворені двома коаксіальними циліндрами, діафрагмами або їх поєднанням (рис. 6.3). По обидві сторони лінзи потенціали постійні і рівні потенціалам електродів лінзи U_1 і U_2 .

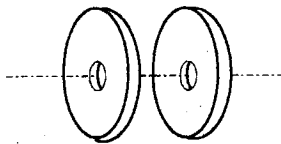
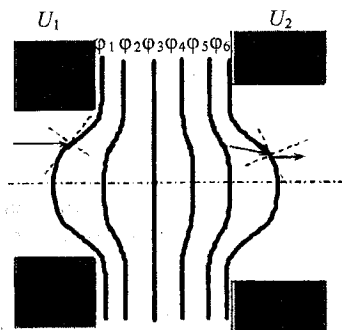


Рисунок 6.3 – Електростатична лінза

Типовий характер електричного поля між електродами, який визначається лініями рівного потенціалу, для однієї з лінз в її перерізі вздовж осі показаний на рис. 6.4. Наближене уявлення про властивості такої лінзи можна отримати на основі закону заломлення електронних траєкторій (6.3), згідно з яким $\beta < \alpha$ при $U_2 > U_1$.



$$U_1 < \phi_1 < \phi_2 < \phi_3 < \phi_4 < \phi_5 < \phi_6 < U_2$$

Рисунок 6.4 – Розподіл потенціалу в електростатичній лінзі

У лівій частині лінзи завдяки формі еквіпотенціалей електрон, який рухається паралельно осі, відхиляється до осі, тобто ця частина лінзи надає

фокусувальну дію (**focusing action**) на електронний потік. У правій частині лінзи відбувається зворотне - електрон відхиляється від осі. Сумарна дія електронної лінзи на електронний потік визначається тим, в якій саме частині лінзи час прольоту електрона більший, тобто в якому напрямку зсув електрона виявляється переважаючим. Виходячи з того, що в лівій частині внаслідок менших потенціалів час прольоту більший, можна стверджувати, що сумарний ефект лінзи виявляється фокусувальним. На рис. 6.5 наведено оптичний аналог такої лінзи.



Рисунок 6.5 – Оптичний аналог електростатичної лінзи

Кількісний аналіз властивостей електростатичних електронних лінз зводиться до знаходження траєкторій електронів в параксіальній області електричного поля, що описується співвідношенням (6.5). При цьому вважається, що швидкість електрона в будь-якій точці з координатою z визначається як

$$v = \sqrt{\frac{2e}{m} U_0(z)}. \quad (6.6)$$

Для руху електрона в радіальному напрямку записується рівняння Ньютона

$$\frac{m d^2 r}{dt^2} = -e \epsilon_r, \quad (6.7)$$

де складова напруженості електричного поля ϵ_r в радіальному напрямку знаходиться диференціюванням (6.5). Після перетворень, пов'язаних з виключенням змінної t в (6.7), отримаємо основне рівняння електронної оптики:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{1}{2U_0(z)} \frac{dU_0(z)}{dz} \frac{dr}{dz} + \frac{1}{4U_0(z)} \frac{d^2 U_0(z)}{dz^2} = 0. \quad (6.8)$$

З (6.8) витікають такі важливі властивості лінз, як збереження незмінними траєкторій при зміні заряду і маси рухомих частинок, а також при зміні в однакове число разів напруг на всіх електродах. Рівняння (6.8) служить також основою для знаходження фокусної відстані лінзи.

Розглянемо тепер магнітну лінзу (**magnetic lens**), утворену круглою котушкою, по якій протікає струм. Розподіл магнітного поля у вигляді ліній рівної індукції (**induction**) B показано на рис. 6.9. Нехай в область дії лінзи влітає електрон із швидкістю v , який рухається паралельно осі. Дію лінзи в цьому випадку приблизно можна подати таким чином. У точці вльоту електрон взаємодіє з магнітним полем (**magnetic field**), яке має радіальну складову B_r і осьову складову B_z . Сила, що діє при цьому на електрон (сила Лоренца), визначається векторним добутком v і B_r :

$$F = evB_r. \quad (6.9)$$

Сила F направлена перпендикулярно до площини рисунку, що призводить до появи в електрона складової швидкості в азимутальному напрямку v_ϕ . Це, в свою чергу, приводить до виникнення сили, яка визначається векторним добутком B_z та v_ϕ і направлена до осі. Таким чином, в лівій частині лінзи здійснюється зсув траєкторії електрона до осі з одночасним поворотом навколо осі. У правій частині лінзи складова B_r змінює напрям на зворотний, що приводить до зменшення v_ϕ . Проте через те, що електрон рухається тепер ближче до осі і складова B_r тут має меншу величину, в цілому переважає попередній напрям руху в азимутному напрямку, і траєкторія електрона продовжує наближатися до осі. Таким чином, лінза фокусує потік електронів.

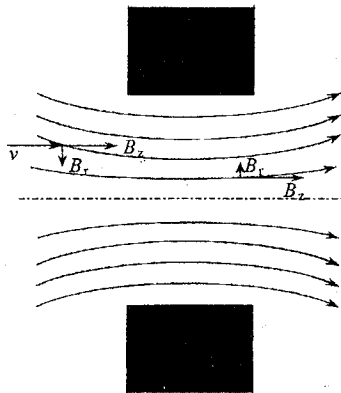


Рисунок 6.5 – Оптична дія магнітної лінзи

Кількісний аналіз властивостей магнітних лінз проводять, знаходячи розподіл індукції магнітного поля B для осесиметричної системи. На підставі розв'язання рівнянь Максвелла для параксіальних електронів

осьова і радіальна компоненти магнітної індукції можуть бути приблизно подані як

$$B_z(r, z) = B_z(0, z), \quad (6.10)$$

$$B_r(r, z) = -\frac{r}{2} \cdot \frac{dB_z(0, z)}{dz}. \quad (6.11)$$

Рівняння руху електрона в магнітному полі при відсутності електричного поля має вигляд

$$m\vec{a} = -e[\vec{v}, \vec{B}], \quad (6.12)$$

де \vec{a} – прискорення.

Після запису (6.12) з проекцією \vec{B} на основні координатні осі з урахуванням (6.10), (6.11) та $B_\phi = 0$ отримаємо основне рівняння електронної оптики в аксіально-симетричному магнітному полі для параксіальних електронів:

$$\frac{d^2 r}{dz^2} + \frac{eB_z^2(0, z)}{8mU_0} r = 0, \quad (6.13)$$

де U_0 – потенціал на осі системи.

Рівняння (6.13) описує траєкторію електрона в меридіональній площині, яка обертається навколо осі z на кут ϕ , що задовольняє рівняння

$$\frac{d\phi}{dz} = \sqrt{\frac{e}{8mU_0}} B_z(0, z). \quad (6.14)$$

З аналізу (6.13) та (6.14) виходить, що траєкторії руху електронів мають вигляд просторових спіралей з радіусом, що змінюється. Крім того, траєкторії, на відміну від електростатичної лінзи, залежать від заряду і маси рухомої частинки. На підставі (6.13) і (6.14) визначаються фокусна відстань лінзи і кут повороту траєкторій.

Недоліком магнітних лінз є необхідність витрати енергії для створення магнітної індукції. Цих витрат можна уникнути, використовуючи постійні магніти, хоча в цьому випадку виникають труднощі, які пов'язані з регулюванням електронно-оптичних параметрів.

6.2. Формування електронного потоку. Електронний прожектор

Для формування електронного потоку у вигляді променя або пучка використовується система електродів, яка називається електронним прожектором. У тих випадках, коли вирішується завдання формування інтенсивного пучка з великою щільністю струму і помітним впливом просторового заряду електронів в ній, відповідну систему електродів називають електронною гарматою (**electronic cannon**).

Необхідними елементами прожекторів (рис. 6.6) є джерело електронів - термоелектронний катод 1, а також електрод, який дозволяє керувати струмом променя - модулятор 2. Останній є діафрагмою з отвором, а управління струмом, що відбирається з катода, здійснюється за принципами, які описані в 5.2. Для отримання електронного потоку, окрім катода і модулятора, необхідний електрод з позитивним потенціалом 3. Цей електрод зазвичай називають прискорювальним.

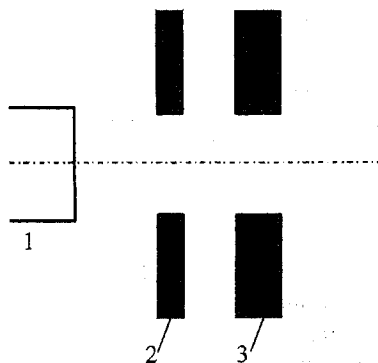


Рисунок 6.6 – Електронний прожектор

Система електродів з осью симетрії, яка містить катод, модулятор і прискорювальний електрод, формує електронний потік у вигляді променя і є короткофокусною електронною лінзою, яка забезпечує отримання електронного зображення катода на невеликій відстані від модулятора (рис. 6.7).

Проте в цьому випадку діаметр сфокусованого променя виявляється дуже великим внаслідок великих розмірів об'єкта (катода) і утруднює отримання якісного зображення на екрані. Вирішення цієї проблеми досягається використанням додаткової електронної лінзи з великою фокусною відстанню. Траєкторії руху електронів при цьому показані на рис. 6.7.

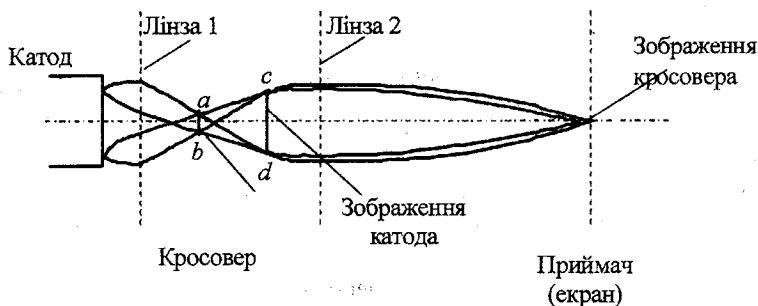


Рисунок 6.7 – Система електродів для формування електронного променя

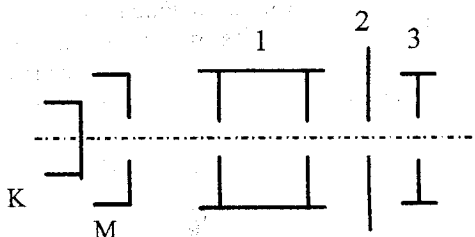


Рисунок 6.8 – Система електродів для формування електронного променя з великою фокусною відстанню

Особливістю вказаної оптичної схеми є те, що об'єктом для другої лінзи служить мінімальний переріз пучка, який називають схрещенням або кросовером. Розміри кросовера значно менші, ніж розміри катода, внаслідок чого досягається малий розмір його зображення на екрані. Як друга лінза в прожекторі може бути використана як електростатична, так і магнітна. Приклад використання електростатичної лінзи показаний на рис. 6.8. Вона утворена трьома електродами - прискорювальним 1, фокусувальним 2 і анодом 3, які є коаксіальними циліндрами з діафрагмами для усунення сильно відхилених від осі системи електронів. Зазвичай напруга на аноді і прискорювальному електроді обирається фіксованою, а фокусування досягається зміною напруги на фокусувальному електроді. Перевагою вказаної системи є забезпечення незалежного управління величиною струму променя і його фокусуванням, що досягається за рахунок екранувального впливу прискорювального електрода.

Застосування магнітних лінз в прожекторах пов'язане з тим, що вони мають менші електронно-оптичні спотворення (аберації). Проте такі лінзи вимагають витрат потужності для живлення фокусувальної котушки, а до

стабільності джерел живлення повинні висуватися високі вимоги. Використання замість фокусувальних котушок постійних магнітів обмежується необхідністю підстроювання лінзи.

6.3 Системи відхилення

Системи відхилення (**systems of declination**) призначені для просторового переміщення (відхилення) електронного променя. Розрізняють електростатичну і магнітну системи відхилення, в яких відхилення відбувається в результаті взаємодії електрона з електричним або магнітним полем.

Розглянемо спочатку першу з них, яка в простому випадку утворена двома плоскими електродами (рис. 6.9).

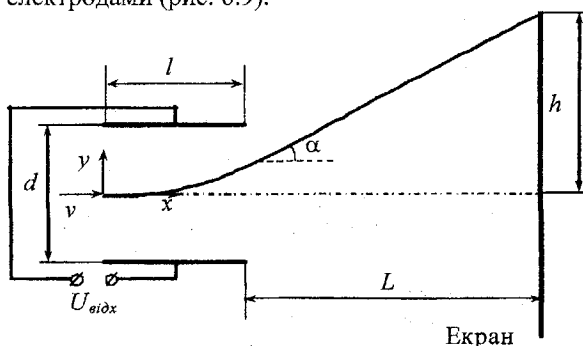


Рисунок 6.9 – Система електростатичного відхилення електронів

Нехай в простір між ними влітає електрон з швидкістю v , і в точці вльоту його траєкторія збігається з віссю системи. Тоді за наявності напруги $U_{відх}$, прикладеної між пластинами, на електрон впливатиме сила, яка направлена перпендикулярно до осі і дорівнює $F = e\epsilon = \frac{eU_{відх}}{d}$. Рух електрона в цьому випадку описується рівняннями:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = 0, \quad (6.15)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = e \frac{U_{відх}}{d}. \quad (6.16)$$

Швидкість електрона v визначається пройденою різницею потенціалів (найближчим зліва електродом є анод з потенціалом U_a)

$$v = \sqrt{\frac{2eU_a}{m}}. \quad (6.17)$$

Розв'язання системи рівнянь (6.15) і (6.16) з використанням (6.17) дає для траєкторії руху електрона

$$y = \frac{U_{\text{відх}}}{4dU_a} x^2, \quad (6.18)$$

а відхилення в площині приймача відповідно до рис. 6.9 при $L \gg l$ складає:

$$h = \frac{U_{\text{відх}} Ll}{2dU_a}. \quad (6.19)$$

З метою збільшення кута відхилення α форма пластин часто виготовляється неплоскою (рис. 6.10). Для фіксації постійного потенціалу пластин відносно інших електродів ЕВП їх зазвичай з'єднують з попереднім зліва електродом (анодом) за допомогою резисторів великого номіналу, щоб не шунтувати джерело відхиляючої напруги. Часто в схемі живлення електродів заземляють анод, подаючи на інші електроди негативну напругу. Тоді схема подачі відхиляючої напруги, буде подібна до показаної на рис. 6.10.

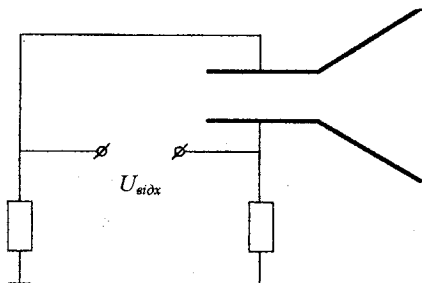


Рисунок 6.10 – Система електростатичного відхилення

Розглянемо тепер магнітну систему відхилення, утворену деякою областю на шляху руху електронів, в межах якої існує магнітне поле з

вектором індукції B , направленим перпендикулярно площині рисунку (рис. 6.11).

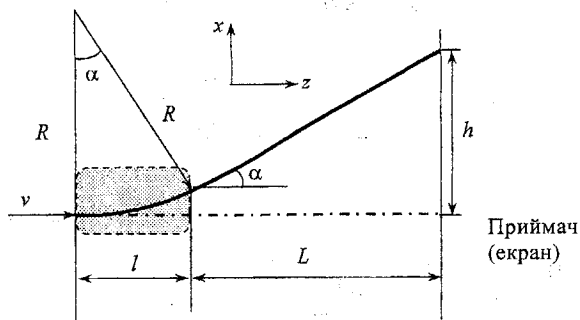


Рисунок 6.11 – Система магнітного відхилення

У загальному випадку траєкторія руху електрона визначається силою, що виникає в результаті його взаємодії з магнітним полем

$$\vec{F} = -e[\vec{v} \vec{B}]. \quad (6.20)$$

Приймаючи, що в декартовій системі координат вектор індукції збігається за напрямком з віссю y , тобто має єдину складову B_y , а електрон влітає по осі z із швидкістю v , рівняння руху електрона записуються:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -ev_z B_y, \quad (6.21)$$

$$m \frac{d^2 y}{dt^2} = 0, \quad (6.22)$$

$$m \frac{d^2 z}{dt^2} = -ev_x B_y. \quad (6.23)$$

Результатом розв'язання системи (6.21) - (6.23) є рівняння кола з радіусом

$$R = \frac{mv}{eB_y}. \quad (6.24)$$

Для малих кутів відхилення α і враховуючи, що $L \gg l$ можна записати:

$$\frac{h}{L} \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha, \quad \frac{l}{R} \approx \operatorname{tg} \alpha \approx \alpha, \quad (6.25)$$

звідки випливає

$$h = \frac{IL}{R} = \frac{IeB_y}{mv} = \sqrt{\frac{e}{2m}} \frac{IB_y}{\sqrt{U_a}}. \quad (6.26)$$

Для створення магнітного поля B_y використовують котушки відхилення із струмом $I_{\text{відх}} (B_y \sim I_{\text{відх}})$.

Порівнюючи електростатичну і магнітну системи відхилення, слід перш за все відзначити, що згідно з (6.19) і (6.26) електростатичне відхилення сильніше залежить від анодної напруги U_a . Звідси витікають переваги використання магнітної системи при великих U_a , коли особливо важливим є збільшення швидкості електронів для отримання великої яскравості зображення. Для магнітної системи характерні також великі кути відхилення. Крім того, магнітні системи відхилення забезпечують відхилення променя в двох взаємно перпендикулярних напрямках, не впливають одна на одну і можуть бути просторово суміщені.

Порівняно з магнітною електростатична система розміщується всередині ЕВП. Вона менше споживає потужності корисного сигналу. Її інерційність через відсутність котушок з великими індуктивностями і ємностями значно нижча, що забезпечує використання високочастотних (включаючи діапазон НВЧ) сигналів відхилення. В той же час конструктивні особливості електростатичної системи не дозволяють отримати таких великих кутів відхилення, як в магнітній системі.

Відмічені особливості кожною з систем визначають характерні для них області переважного використання в електронно-променевих приладах. Наприклад, системи магнітного відхилення використовуються в кінескопах – електронно-променевих приладах для телевізійних приймачів і моніторів, а системи електростатичного відхилення – в осцилографічних приладах для спостереження електричних сигналів в широкому діапазоні частот.

6.4 Контрольні питання та задачі

6.4.1 Розгляньте процес заломлення траєкторії електрона при проходженні через границю розподілу двох областей з різним потенціалом.

6.4.2 Поясніть, який вплив на потік електронів здійснює електростатична електронна лінза.

6.4.3 Поясніть, який вплив на потік електронів здійснює магнітна електронна лінза.

6.4.4 Поясніть, як відбувається формування електронного променя в електронному прожекторі.

6.4.5 Розгляньте схему і принцип роботи електростатичної системи відхилення електронного променя.

6.4.6 Розгляньте схему і принцип роботи магнітної системи відхилення електронного променя.

6.4.7 Електрони із швидкістю, яка відповідає 600 В , попадають в систему відхилення перпендикулярно до вектора напруженості електричного поля пластин. Довжина пластин $l = 2 \text{ см}$; відстань між пластинами $d = 0,8 \text{ см}$; постійна напруга сигналу $U = 200 \text{ В}$; відстань від краю пластин до екрана $L = 15 \text{ см}$. Знайти лінійне відхилення електронів після проходження пластин і на екрані.

6.4.8 Визначити діюче значення синусоїдальної напруги відхилення, якщо на екрані спостерігається вертикальна лінія довжиною 8 см , а чутливість вертикального відхилення трубки складає $h_y = 0,4 \text{ мм/В}$.

6.4.9 На Y -пластини електронно-променевої трубки подається напруга $U_y = 100 \sin(2\pi \cdot 1000 t) \text{ В}$, а на X -пластини $U_x = 120 \sin(2\pi \cdot 250 t) \text{ В}$. Які координати буде мати електрон на екрані в момент часу $t = 0,0002 \text{ с}$, якщо чутливість обох пар пластин однакова і дорівнює $h = 0,23$?

6.4.10 Електричне поле в області між пластинами електронно-променевої трубки створюється за рахунок прикладеної до пластин напруги, яка змінюється за законом $U = 60 \cdot \sin(2\pi \cdot 10^8 \cdot t) \text{ В}$. Трубка має такі розміри: довжина від краю пластин до екрана $L = 0,16 \text{ м}$, довжина пластин $l = 0,02 \text{ м}$, відстань між пластинами $d = 8 \text{ мм}$, напруга на другому аноді $U_{a2} = 1000 \text{ В}$. Яке відхилення електрона буде спостерігатись на екрані трубки, якщо він потрапляє в простір між пластинами відхилення в той момент часу, коли фаза напруги відхилення дорівнює нулю?

6.4.11 В електронно-променевої трубки з магнітним управлінням пляма сфокусована на екрані. Потім спочатку зменшується, а згодом збільшується струм фокусувальної котушки. Пояснити, як зміняться траєкторії руху електронів в обох випадках і що буде спостерігатись на екрані.

6.4.12 Напруга анода електронно-променевої трубки з магнітним фокусуванням і магнітним відхиленням $U_a = 14,4 \text{ кВ}$. Електронний промінь проходить відстань 5 см крізь область поперечного магнітного поля. Визначити величину магнітної індукції, яка необхідна для відхилення електронного променя на $17,5^\circ$.

6.4.13 Порівняйте відносні зміни чутливості двох електронно-променевих трубок, якщо відомо, що всі розміри однієї з них у два рази менші, ніж у іншої, і при цьому анодна напруга меншої трубки також удвічі менша, ніж у більшої. Розрахуйте відносні зміни чутливості як електростатичної, так і магнітної систем відхилення.

ЛІТЕРАТУРА

1. Фізичні основи електронної техніки / З. Ю. Готра, І. Є. Лопатинський, Б. А. Лукіянець та ін. – Львів: Бескид Біт, 2004. – 808 с. – ISBN 966-8450-19-1.
2. Соболев В. Д. Физические основы электронной техники / В. Д. Соболев. – М.: Высшая школа, 1979. – 448 с.
3. Фридрихов С. А. Физические основы электронной техники / С. А. Фридрихов, С. М. Мовнин. – М.: Высшая школа, 1982. – 608 с.
4. Герасимов С. М. Физические основы электронной техники / С. М. Герасимов, М. В. Белоус, В. А. Москалюк. – К.: Вища школа, 1981. – 368 с.
5. Шимони К. Физическая электроника: пер. с нем. / К. Шимони. – М.: Энергия, 1977. – 608 с.
6. Добрецов Л. Н. Эмиссионная электроника. / Л. М. Добрецов, М. В. Гомоюнова. – М.: Наука, 1966. – 564 с.
7. Морозова И. Г. Физика электронных приборов. / И. Г. Морозова. – М.: Атомиздат, 1980. – 392 с.
8. Дулин В. Н. Электронные приборы. / В. Н. Дулин. – М.: Энергия, 1977. – 424 с.
9. Клейнер Э. Ю. Основы теории электронных ламп. / Э. Ю. Клейнер. – М.: Высшая школа, 1974. – 368 с.
10. Кацман Ю. Л. Электронные лампы. / Ю. Л. Кацман. – М.: Энергия, 1979. –
11. Жигарев А. А. Электронно-лучевые и фотоэлектронные приборы. / А. А. Жигарев, Г. Г. Шамаева. – М.: Высшая школа, 1982. – 463 с.
12. Терехов В. А. Задачник по электровакуумным и полупроводниковым приборам. / В. А. Терехов – М.: Энергоатомиздат, 1983. – 280 с.

ГЛОСАРІЙ

1. Автоелектронна емісія	Autoelectronic emission
2. Адсорбція	Adsorption
3. Анодна характеристика	Anode description
4. Анодний струм	Anode current
5. Вакуум	Vacuum
6. Вакуумний діод	Vacuuming diode
7. Випромінювання	Radiation
8. Вістрьовий катод	Edgeform cathode
9. Вольт-амперна характеристика	Voltage-current description
10. Вторинна електронна емісія	Second electronic emission
11. Густина струму	Density of current
12. Довгохвильова (червона) границя	Long-wave (red) boat
13. Довжина хвилі	Wave-length
14. Донорна (акцепторна) домішка	Donor (acceptor) impurity
15. Електричне поле	Electric field
16. Електрон	Electron
17. Електронна гармата	Electronic cannon
18. Електронна лінза	Electronic lens
19. Електронна оптика	Electronic optics
20. Електронний прожектор	Electronic searchlight
21. Електронний промінь	Electronic ray
22. Емітер електронів	Emitter of electrons
23. Енергетичний рівень	Power level

24. Енергетичні втрати	Power losses
25. Енергія електрона	Energy of electron
26. Енергія Фермі	Energy to Fermi
27. Ефективність катода	Efficiency of cathode
28. Інтегральна (спектральна) чутливість	Integral (spectral) sensitiveness
29. Квантовий вихід	Quantum output
30. Коаксіальні циліндри	Coaxial cylinders
31. Компонента імпульсу	Component of impulse
32. Концентрація електронів	Concentration of electrons
33. Крива затримки	Curve of delay
34. Кристалічна ґратка	Crystalline grating
35. Лінійна функція температури	Linear function of temperature
36. Магнітна індукція	Magnetic induction
37. Магнітна лінза	Magnetic lens
38. Магнітне поле	Magnetic field
39. Метал	Metal
40. Міжелектродний проміжок	Interelectrode interval
41. Модулятор	Modulate
42. Напівпровідник	Semiconductor
43. Оксидний катод	Cathode oxide
44. Оптичне поглинання	Optical absorption
45. Пентод	Pentode
46. Питома потужність	Specific power

47. Позитивний (негативний) заряд	Positive (negative) charge
48. Потенціальний бар'єр	Potential barrier
49. Променистий потік	Effulgent stream
50. Проникність	Permeability
51. Просторовий заряд	Spatial charge
52. Режим насичення	Mode of satiation
53. Режим повернення (прямого перехоплення)	Mode of returning (direct intercept)
54. Робота виходу	Work of output
55. Розподіл Фермі-Дірака	The Distributing of Fermi-Dirak
56. Світловий потік	Light stream
57. Системи відхилення	Systems of declination
58. Спектральна характеристика	Spectral description
59. Температура плавлення	Temperature of melting
60. Теплова енергія	Thermal energy
61. Термоелектронна емісія	Thermoelectronic emission
62. Термоелектронні катоди	Thermoelectronics cathodes
63. Фокусна відстань	Focal distance
64. Фокусувальна дія	Focusing action
65. Фотоелектронна емісія	Photoelectronic emission
66. Фотоелектронний помножувач	Photovoltaic multiplier
67. Фотон	Photon
68. Фотострум	Photocurrent
69. Ширина забороненої зони	Width of band gap

Додаток А
Фізичні сталі вакуумної електроніки

Таблиця А.1 – Фізичні сталі

Стала Планка, h	$6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$ $4,14 \cdot 10^{-15} \text{ еВ} \cdot \text{с}$
Стала Больцмана, k	$1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} / \text{К}$ $0,86 \cdot 10^{-4} \text{ еВ} / \text{К}$
Маса електрона, m_e	$9,106 \cdot 10^{-31} \text{ кг}$
Заряд електрона, e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Діелектрична проникність вакууму, ϵ_0	$8,86 \cdot 10^{-14} \text{ Ф/см}$
Магнітна проникність вакууму, μ_0	$1,257 \cdot 10^{-8} \text{ Гн/см}$
Швидкість світла, c	$2,99778 \cdot 10^{10} \text{ см/с}$

Таблиця А.2 – Сталі термоелектронної емісії

Матеріал катода	$A, \text{ А/см}^2 \cdot \text{К}^2$	$b_0 = \frac{e\phi_0}{k}, \text{ К}$	$e\phi_0, \text{ еВ}$
Вольфрам	60	524000	4,52
Торій на вольфрамі (100% покриття)	3,0	30500	2,63
Торій на карбіді вольфраму	$1,15 \cdot 10^{-2}$	17400	1,49
Оксид барію на вольфрамі	0,1	11200	1,0

Таблиця А.3 – Робота виходу деяких вакуумних матеріалів

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

Навчальне видання

Кравченко Юрій Степанович

ВАКУУМНА ТА ПЛАЗМОВА ЕЛЕКТРОНІКА ВАКУУМНА ЕЛЕКТРОНІКА

Навчальний посібник

Редактор Т. Старічек

Оригінал-макет підготовлено Ю. Кравченком

Підписано до друку 12.06.2010 р.
Формат 29,7х42¼. Папір офсетний.
Гарнітура Times New Roman
Друк різнографічний. Ум. друк арк. 4.1.
Наклад 85 прим. Зам. № **2010-106**

Вінницький національний технічний університет,
науково-методичний відділ ВНТУ,
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ, к. 2201
Тел. (0432) 59-87-36
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 10.07.2009 р.

Віддруковано у Вінницькому національному технічному університеті
в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі.
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95,
ВНТУ№, ГНК, к. 114.
Тел. (0432) 59-81-59
Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
серія ДК № 3516 від 10.07.2009 р.