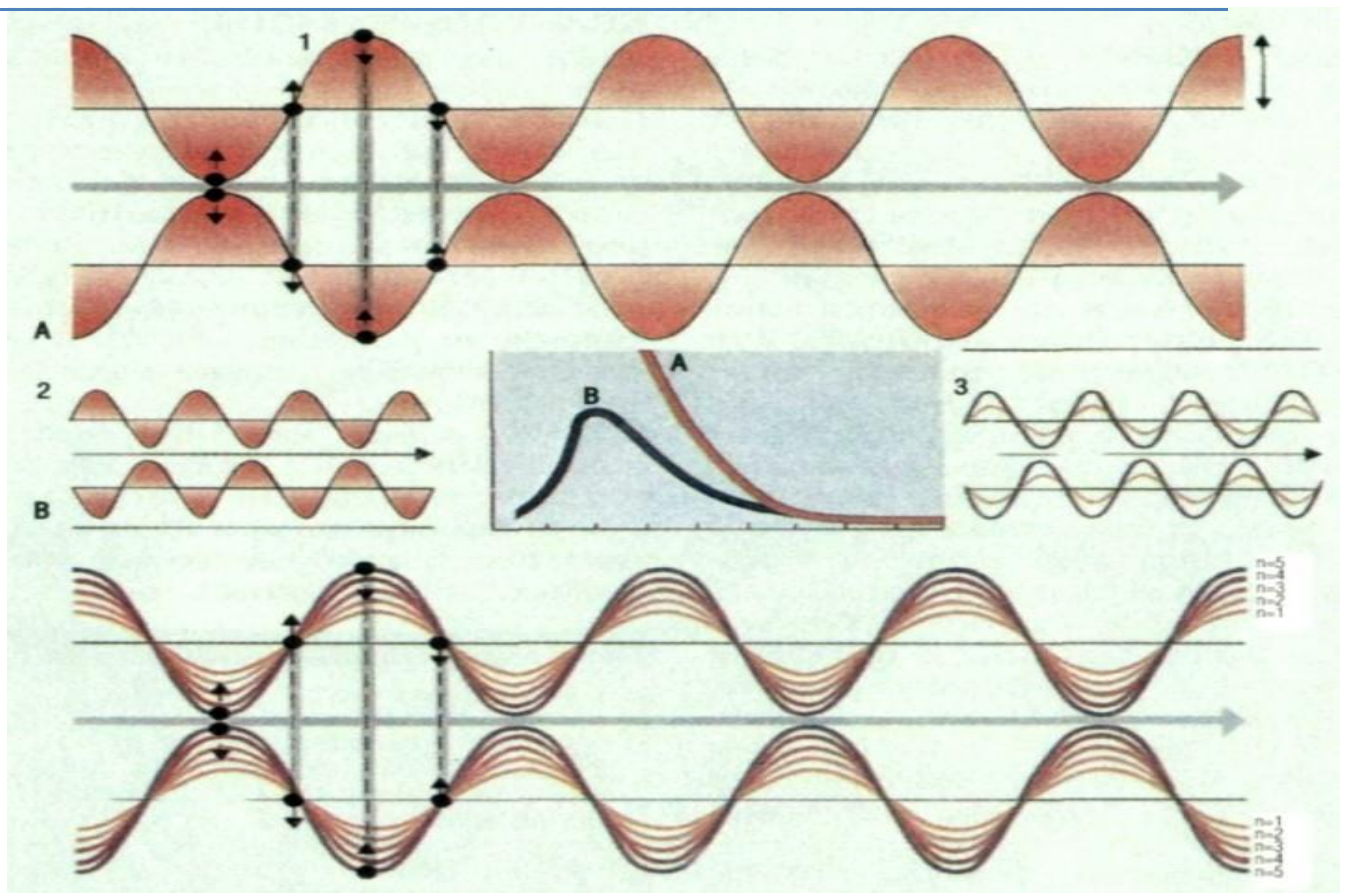


Лабораторний практикум з курсу загальної фізики

частина 5

КВАНТОВА ФІЗИКА



Міністерство освіти і науки України
Кіровоградський державний педагогічний університет
імені Володимира Винниченка

Царенко О.М., Сальник І.В., Сірик Е.П., Сірик П.В.

Лабораторний практикум з курсу загальної фізики

частина 5

КВАНТОВА ФІЗИКА

навчально-методичний посібник

Кіровоград, 2014

ББК 74.265

П69

Царенко О.М., Сальник І.В., Сірик Е.П., Сірик П.В. Лабораторний практикум з курсу загальної фізики: частина 5. Квантова фізика. / Навчально-методичний посібник. – Кіровоград: РВВ КДПУ імені Володимира Винниченка, 2014. – 86 с.

Рецензенти: Вовкотруб Віктор Павлович – доктор педагогічних наук, професор кафедри фізики та методики її викладання;

Волчанський Олег Володимирович – кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики та методики її викладання.

У посібнику описано рекомендації щодо виконання лабораторних робіт фізичного практикуму з квантової фізики. Тематику і зміст робіт узгоджено з галузевим стандартом вищої освіти за напрямком підготовки: 6.040203 Фізика* та навчальної програми курсу загальної фізики. / Укладачі: Шут М. І., Горбачук І. Т., Сергієнко В.П. – К.: НПУ, 2005. – 45 с.

При підготовці посібника використано матеріали Фізичного практикуму / за редак. В.П. Дущенко – К.: Вища школа, 1981 та Методичних вказівок до лабораторних робіт з курсу загальної фізики. ч.5. Квантова фізика. //Укладачі: Мамонтова Ю.М., Каленнікова Т.О., Ткачук І.Ю., Починок Б.Д. – Кіровоград: КДПІ, 1991. – 68 с.

Для студентів вищих навчальних закладів, які вивчають курс загальної фізики.

Рекомендовано до друку методичною комісією Кіровоградського державного педагогічного університету імені Володимира Винниченка (протокол № 6 від 21 травня 2014 року)

© Царенко О.М., Сальник І.В., Сірик Е.П., Сірик П.В.

Зміст

Вступні зауваження	5
1. ВИВЧЕННЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗБУДЖЕННЯ АТОМІВ	8
2. ВИВЧЕННЯ СПЕКТРУ ВОДНЮ.....	13
3. ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМОРЕЗИСТОРА	19
4. ВИВЧЕННЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ.....	26
5. ВИВЧЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДІОДА.....	34
6. ВИВЧЕННЯ РОБОТИ БІПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА	43
7. ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ І ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА.....	51
8. ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ЛІЧИЛЬНИКА.....	59
9. ДОСЛІДЖЕННЯ ФОСФОРЕСЦЕНЦІЇ.....	67
10.ВИВЧЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ	74
11.ВИВЧЕННЯ ВАКУУМНОГО ДІОДА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА.	79

Вступні зауваження

Курс загальної фізики формує фундаментальну підготовку майбутнього вчителя фізики. Особлива роль фізики визначається, перш за все, самим предметом вивчення, в якому розкривається зміст матерії і форм її руху, простору і часу як форм існування та взаємозв'язку і взаємоперетворюваності видів матерії і рухів, єдності матеріального світу. В цьому полягає важливе методологічне і світоглядне значення вивчення загальної фізики. На основі вивчення класичної фізики, засвоєння фізичних теорій, фундаментальних понять і означень фізичних величин, змісту моделей, законів, принципів, формується цілісна сучасна фізична картина світу.

У процесі вивчення загальної фізики має сформуватись уявлення, що створення узагальнюючих теорій базується на величезному експериментальному матеріалі, який здобувається, зокрема, працею вчених; що фізика є основою сучасної техніки і технологій; що фізичні методи дослідження широко використовуються в астрономії, хімії, біології, метеорології, геології та інших галузях. Разом із вихованням у студентів поваги до науки повинна виховуватись і повага до вчених. Важливо, щоб студенти саме педагогічних вищих навчальних закладів України знали про видатних українських вчених-фізиків, основні напрями їх наукової діяльності і наукові здобутки. Під час навчання фізики необхідно знайомити студентів із найновішими досягненнями науки і техніки, нерозв'язаними в науці проблемами.

Особливість вивчення фізики в педагогічному університеті, інституті полягає в тому, що студенти мають оволодіти системою вмінь і навичок, які б давали можливість ефективно передавати знання учням, виховувати в них допитливість, інтерес до знань, любов до творчої праці.

Під час виконання лабораторних робіт необхідно виробляти у студентів навички і необхідність постійно поповнювати теоретичні знання. На лабораторних заняттях студенти мають добре розібратися у досліджуваних фізичних явищах і законах, зрозуміти суть методів дослідження, набути навичок оцінювання технічних засобів, встановлення достовірності одержаних результатів, навчитись використовувати для аналізу результатів статистичні методи обробки результатів і сучасну обчислювальну техніку.

Лабораторний фізичний практикум з квантової фізики об'єднує 11 самостійних лабораторних досліджень. До кожної лабораторної роботи студентам пропонуються інструктивні матеріали і вказівки, які включають назву теми і мету роботи, перелік обладнання і матеріалів, короткі теоретичні відомості, аналіз схеми установки, хід роботи, завдання та контрольні запитання. Одночасно в описах до лабораторних робіт дається коротка інформація про будову, принцип роботи основних приладів та пропозиції щодо виконання додаткових завдань. У кінці методичних вказівок до лабораторних робіт подано єдиний список рекомендованої літератури.

Готуючись до кожної лабораторної роботи, студент повинен опрацювати навчальний матеріал відповідно до роботи і теоретичних відомостей, добре вивчити пропоновані прилади, методику виконання дослідження та методику вимірювань, проведення розрахунків і визначення похибок відповідних вимірювань.

З метою самоконтролю студентів до кожної роботи подаються контрольні запитання.

Лабораторна робота №1

ВИВЧЕННЯ ПОТЕНЦІАЛІВ ЗБУДЖЕННЯ АТОМІВ

Мета роботи: експериментально перевірити ідеї Бора про існування стаціонарних станів атомів; визначити перший потенціал збудження атомів ксенону.

Обладнання: Тиратрон ТГЗ – 01/1,3, заповнений ксенон-криптоном при тиску $\sim 0,1$ мм рт.ст., джерела постійної напруги з $\mathcal{E}_1 \approx 12$ В та $\mathcal{E}_2 \approx 1,5$ В; реостат з ковзним контактом, вольтметр цифровий на 20 В; мікроамперметр на 7,5 мкА.

I. Короткі теоретичні відомості

В основі квантової моделі атома лежать постулати Бора.

1-й постулат: Існують такі стаціонарні стани атома, знаходячись в яких він не випромінює енергію. Стаціонарним станам відповідають певні дозволені значення енергії: $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots, E_n$. У стаціонарному стані атома електрон повинен мати дискретні (квантовані) значення моменту імпульсу. Радіуси r_n орбіт електронів задовольняють умову:

$$L_n = m v_n r_n = n \hbar,$$

де $n = 1, 2, \dots$; m – маса електрона; $\hbar = h/2\pi$.

2-й постулат: При переході з одного стаціонарного стану з енергією E_m в другий з енергією E_n атом поглинає (чи випромінює) квант енергії $h\nu$ (де $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка), причому:

$$h\nu = E_m - E_n. \quad (1)$$

Якщо $E_m > E_n$, то електрон в атомі переходить з більш високого енергетичного рівня (віддаленої орбіти) на більш низький енергетичний рівень (ближче розташовану до ядра орбіту) і випромінює квант $h\nu$. Якщо $E_m < E_n$, то електрон в атомі переходить з більш низького енергетичного рівня з енергією E_m (ближче розташованої до ядра орбіти) на більш високий енергетичний рівень (більш віддалену орбіту) і поглинає такий же квант $h\nu$.

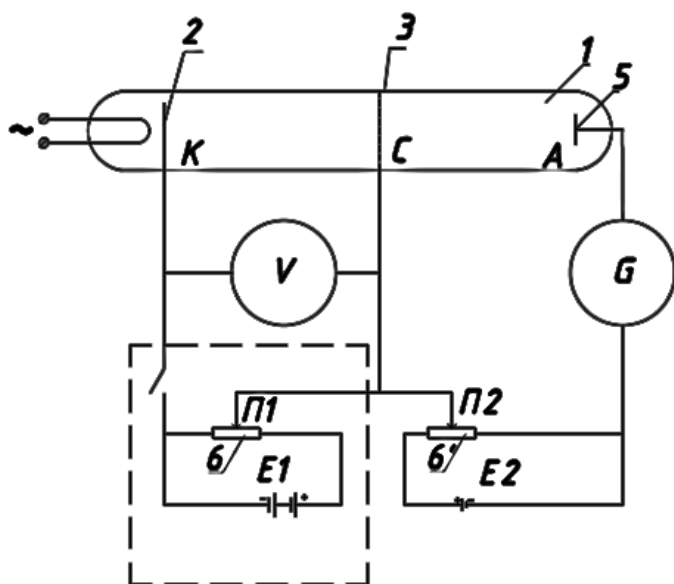


Рис. 1.1.

Щоб атоми випромінювали, їх необхідно збудити, тобто надати їм за рахунок зовнішньої дії енергію, не меншу, ніж $h\nu$. При збудженні атоми поглинають енергію. Через $\sim 10^{-8}$ с атоми зі збудженого стану (з більшою енергією) переходять в стаціонарний стан (з меншою енергією) і випромінюють такий же квант.

Експериментальною основою постулатів Бора є досліди Франка і Герца (1913 р.) На рис. 1.1 зображена принципова схема установки. Досліджувані атоми (ртуті в дослідах Франка і Герца) в стані пари чи газу заповнюють вакуумну трубку 1.

Необхідну енергію атомам ртуті надають електрони, які виходять з розжареного катода 2, і прискорюються електричним полем між катодом і сіткою 3. На основі закону збереження енергії можна записати:

$$\frac{mv^2}{2} = eU_{K-C} \quad (2)$$

де відповідно m , v , e , U_{K-C} – маса, швидкість, модуль заряду електрона і прискорювальна напруга між катодом і сіткою, яка змінюється з допомогою потенціометра Π_1 (6) та вимірюється вольтметром (4). Між сіткою (3) та анодом (5) створюється з допомогою джерела струму E_2 потенціометра (6') (П₂) гальмівна напруга eU_{K-A} . Частина електронів (енергія яких більша eU_{K-A} долають гальмівну (затримуючу) напругу, досягають анода і створюють анодний струм I , який вимірюється гальванометром (7).

Змінюючи U_{K-C} від нуля до певного значення та вимірюючи струм I , можна побудувати вольт-амперну характеристику (рис. 1.2).

Якщо постулати Бора невірні, то $I = f(U_{K-C})$ повинна мати вигляд монотонно зростаючої кривої (рис. 2, зображено пунктиром). Якщо ж постулати Бора – вірні, то вищевказаний характер залежності $I = f(U_{K-C})$ порушується при $U_{K-C} = U_1; U_2; \dots; U_k, \dots$ і т.д., при яких енергія електронів

$$\frac{mv^2}{2} = eU_k = (E_m - E_n)k = kh\nu, \quad (3)$$

де k – ціле число.

Цієї енергії достатньо для збудження атомів при зіткненні їх з електронами. Після такого непружного першого зіткнення електрони втрачають свою кінетичну енергію і не можуть досягти анода. В результаті струм різко зменшується при U_1 , що задовольняє умові (3).

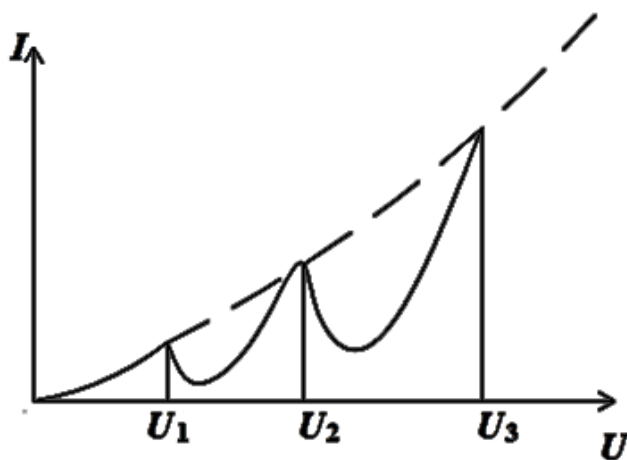


Рис. 1.2

При подальшому збільшенні U_{K-C} струм знову зростає монотонно до того часу, поки електрони знову набудуть необхідної енергії:

$$\frac{mv_2^2}{2} = eU_2 = e \cdot 2U_1 \quad (4)$$

відбудеться вторинне збудження атомів і т.д.

Для ртуті Франк і Герц одержали: $U_1 = 4,9 \text{ В}$, $U_2 = 2U_1 =$

$9,8 \text{ В}$, $U_3 = 3U_1 = 14,7 \text{ В}$.

II. Хід роботи

Завдання 1. Зняття вольт-амперної характеристики установки

1. Зібрати схему згідно з рис.1.1., строго дотримуючись полярності джерел $\mathcal{E}_1$ та $\mathcal{E}_2$.
2. З допомогою Π_1 виставити $U_{K-C} = 0$.
3. Замкнути ключ K і перевірити справність установки. Для цього слід плавно збільшувати U_{K-C} з допомогою Π_1 та спостерігати за пока-

зами гальванометра. Якщо при деякому значенні напруги має місце порушення монотонності $I = f(U_{к-с})$ то установка працює нормально.

4. Повернути потенціометр Π_1 у початкове положення $U_{к-с} = 0$.

5. Збільшуючи $U_{к-с}$ послідовно на 0,2 В, записати покази мікроамперметра I . Результати вимірювань записати в таблицю. І.

Таблиця 1.

$U_{к-с}, \text{В}$	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	...
$I, \mu\text{А}$									

6. Побудувати графік залежності $I = f(U_{к-с})$ на міліметровці.

Завдання 2. Визначення першого потенціалу збудження

1. За графіком визначити максимальну напругу U_1 , після якої починається спадання струму.

2. Перевірити експериментально результат. Для цього потенціометром Π_1 одержати покази вольтметра U_1 . Потім, збільшуючи та зменшуючи напругу в околі значення U_1 , спостерігаючи за показами гальванометра, виміряти кілька разів U_1 . Результати вимірювань записати в таблицю 2.

Таблиця 2.

$I_{\text{max}}, \mu\text{А}$					$I_{\text{max сер}}$
$U_1, \text{В}$					$U_{1 \text{ сер}}$

3. Розрахувати середнє значення першого потенціалу збудження $U_{1 \text{ сер}}$ та середнє значення струму $I_{\text{сер}}$.

4. Порівняти перший потенціал збудження, одержаний експериментально, з табличним значенням. Знайти абсолютну похибку вимірювання, яку дав даний метод на даній установці.

III. Рекомендації

1. Для побудови графіка рекомендуємо масштаб 1 В = 10 мм; 1 мкА = 10 мм.

2. Похибки вимірювання U_1 обчислити за класом точності вольтметра.

IV. Контрольні питання

1. У чому суть моделі атома Резерфорда–Бора?
2. Сформулюйте основні положення квантової теорії будови атома за Бором.
3. Назвіть переваги та недоліки теорії атома за Бором.
4. Чому досліди Франка і Герца вважають експериментальною основою квантової теорії будови атома за Бором?
5. Поясніть принцип роботи установки (за схемою).
6. Чому струм на графіку $I = f(U_{K-C})$ не спадає до 0 при $U > U_1$, $U > U_2$ і т.д. ?
7. Поясніть чому причина похибки при вимірюванні U_1 ? Які шляхи зменшення похибки?
8. При якій умові поле між сіткою та анодом буде гальмівним для електронів? Чи одержимо такі ж результати, якщо газ криптон у досліджуваній лампі замінити на інший?

Лабораторна робота №2

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРУ ВОДНЮ

Мета роботи: Візуально дослідити та експериментально визначити довжини хвиль серії Бальмера, розрахувати константи, що входять до формули Бальмера.

Обладнання: гоніометр, газорозрядні трубки низького тиску з неоном, гелієм та воднем, блок живлення.

I. Короткі теоретичні відомості

Стан атома в квантовій механіці описується хвильовою функцією ψ_n . У разі найпростішого атома – атома Гідрогену, що складається з протона і електрона, квантова механіка дозволяє отримати точні розв'язки хвильового рівняння Шредінгера:

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2} \left(E + \frac{ke^2}{r} \right) \psi = 0, \quad (1)$$

де m – маса електрона, e – його заряд, E – повна енергія, $k = \frac{1}{4\pi\epsilon_0}$, $\epsilon_0 = 8,854 \cdot 10^{-12} \frac{\Phi}{\text{м}}$ – електрична стала, $\hbar = h/2\pi$. Звідки одержуємо набір дискретних рівнів енергії. Для зв'язаних станів ($E_n < 0$):

$$E_n = -\frac{k^2 m e^4}{2\hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}, \quad (2)$$

де $n=1, 2, 3, \dots$ – головне квантове число.

З ростом n рівні енергії атома зближуються, а при $n \rightarrow \infty$ дискретний спектр наближається до неперервного, відповідно, квантова система – до класичної. Це і є *принцип відповідності Бора*.

Для простоти Бор прийняв, що в атомі Гідрогену траєкторія руху електрона навколо протона – коло радіуса r . В основі цієї теорії атома Гідрогену лежать постулати Бора:

- *1-й постулат:* Існують такі стаціонарні стани атома, знаходячись в яких він не випромінює енергію. Стаціонарним станам відповідають певні дозволені значення енергії: $E_1, E_2, \dots, E_i, \dots, E_n$. У стаціонарному стані атома електрон повинен мати дискретні (квантовані) значення моменту імпульсу. Радіуси r_n орбіт електронів задовольняють умову:

$$L_n = m v_n r_n = n \hbar, \quad (3)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$; m – маса електрона;

• 2-й постулат: При переході з одного стаціонарного стану з енергією E_m в інший з енергією E_n атом поглинає (чи випромінює) квант енергії $h\nu$ (де $h=6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка), причому:

$$h\nu = E_m - E_n \quad (4)$$

З допомогою постулатів Бора можна визначити орбітальну швидкість v_n , радіус орбіти r_n електрона, частоту кванта випромінювання та енергію.

Для цього треба використати 2-й закон Ньютона для розглядуваного випадку рівномірного руху електрона коловою орбітою:

$$F_d = m_e \cdot a_d = \frac{m_e v_d^2}{r_n} \quad (5)$$

і врахувати, що

$$F_d = \frac{k e^2}{r_n^2}, \quad (6)$$

Із (3), (5), (6) радіус колових орбіт в атомі

$$r_n = \frac{\hbar^2}{k m_e e^2} \quad (7)$$

Повна енергія електрона в атомі на відповідній n -й орбіті дорівнює сумі кінетичної та потенціальної енергії, тобто

$$E_n = W_k + W_p = \frac{m_e v_n^2}{2} - \frac{k e^2}{r_n}. \quad (8)$$

Із співвідношень (3), (5) одержуємо швидкість руху електрона орбітою n :

$$v_n = \frac{k e^2}{\hbar \cdot n}, \quad (9)$$

Тоді для повної енергії на n -й орбіті маємо:

$$E_n = -\frac{k^2 m e^4}{2 \hbar^2} \cdot \frac{1}{n^2}. \quad (10)$$

Видно, що формула (10), отримана за допомогою постулатів Бора, збігається з формулою (2), яку отримали за допомогою точного розв'язку рівняння Шредінгера для атома Гідрогену.

Однак, на жаль, теорія Бора, досить правильно описуючи закономірності в атомі Гідрогену і воднеподібних іонах, дає неправильні результати вже для атома Гелію, який містить два електрони. Таким чином, теорію Бора можна розглядати лише як проміжний етап на шляху пошуку вірної теорії – квантової механіки, яка нині найбільш точно описує закономірності мікросвіту.

Використовуючи (4) і (10), одержуємо

$$h\nu = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^2} \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right), \quad (11)$$

звідки

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right). \quad (12)$$

Враховуючи що $\frac{1}{\lambda} = \frac{\nu}{c} = \tilde{\nu}$ – хвильове число, тому:

$$\tilde{\nu} = R' \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (12')$$

$$R = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3} \text{ та } R' = \frac{m_e e^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c}, \quad (13)$$

називаються сталими Рідберга.

Вирази (12) та (12') називаються *формулами Бальмера-Рідберга*.

Спектральною серією називається сукупність характерних спектральних ліній, які у своєму розташуванні проявляють певну закономірність: йдуть одна за одною в певному порядку і порівняно близько розташовані одна від одної. Номер серій визначається числом n , а номер лінії в серії – числом m . У спектрі атома водню відомо шість серій:

- перша – серія Лайнмана (ультрафіолетова): $n=1, m=2, 3, 4, 5$.
- друга – серія Бальмера (видима): $n=2, m=3, 4, 5, 6, 7$.
- третя – серія Пашена (близька інфрачервона): $n=3, m=4, 5, 6, 7$.
- четверта – серія Брекета (середня інфрачервона): $n=4, m=5, 6, 7$.
- п'ята – серія Пфунда (далека інфрачервона): $n=5, m=6, 7$.

- шоста – серія Хемфрі (найбільш віддалена інфрачервона): $n=6$, $m=7, 8$.

II. Хід роботи

Завдання №1. Градування шкали лімба гоніометра

1. Перевірити налаштування гоніометра.
2. Неонову лампочку розмістити в штативі, розташованому на рейці приладу, і ввімкнути блок живлення.
3. Повертаючи лімб, переглянути через окуляр увесь спектр. Всі лінії повинні бути рівномірно та яскраво освітлені.
4. Сумістити з індексом окуляра жовту лінію і зробити пробний відлік за шкалою лімба, який пред'явити лаборанту. Якщо відлік зроблено правильно, то можна приступати до градування.
5. Послідовно суміщати індекс окуляра з лініями спектра газорозрядної трубки і зробити відповідні відліки за лімбом гоніометра N_1 .
6. Повторити вимірювання у зворотному напрямку і одержати N_2 .
7. Зробити середній відлік за лімбом для кожної лінії $N_{\text{сер}}$.
8. Замінити трубку з неоном на гелієву трубку. Виконати п. 5, 6, 7.
9. Всі вимірювання занести до таблиці. Довжини хвиль для гелію та неону знайти в довіднику.

Колір лінії	λ , нм	N_1	N_2	$N_{\text{сер}}$
Неон				
1				
2				
3				
Гелій				
1				
2				
3				
Водень				
1				
2				
3				

10. На міліметровці побудувати графік залежності N від λ і пред'явити викладачеві.

Завдання №2. Вивчення видимої серії Бальмера спектру водню

1. Замінити трубку з гелієм на трубку з воднем, візуально переглянути весь спектр, розглядаючи колір ліній, їх послідовність, число та інтенсивність.
2. Виконати пп. 5, 6, 7 (завдання №1) для водню.
3. За середнім відліком лімбу, з допомогою градуовальної шкали (завдання №1) визначити довжину хвиль спектральних ліній водню і занести результати в таблицю.

Завдання №3. Розрахунок деяких констант

1. Використовуючи співвідношення (12) та (12'), обчислити сталі Рідберга R та R' .
2. Використовуючи співвідношення (13) та (7), обчислити масу та радіус першої борівської орбіти в атомі водню.

III. Рекомендації

1. Повторити будову, принцип дії та правила налаштування гоніометра.
2. В довідниковій літературі знайти табличні значення відповідних довжин хвиль у спектрі водню, сталі Рідберга, масу електрона та радіус першої борівської орбіти і обчислити похибку власних вимірювань даним методом на даній установці.
3. Для побудови градуовальної кривої рекомендуємо масштаб: $10 \text{ нм} = 10 \text{ мм}$; $1^\circ = 10 \text{ мм}$.
4. Початок точки координат змістити в точку $\lambda = 480 \text{ нм}$, $N = 290^\circ$.

IV. Контрольні запитання

1. Доведіть співвідношення (10), (112), (13).
2. Які труднощі теорії будови атома за Резерфордом і як розв'язує теорія будови атома за Бором?

3. Яку енергію потрібно надати електрону, що знаходиться на 1-й борівській орбіті, щоб іонізувати атом Гідрогену?
4. Як символічно позначаються спектральні лінії в серії Бальмера?
5. Які закономірності спостерігаються в атомних спектрах?
6. Що таке спектральна серія? Запишіть узагальнену формулу Бальмера і поясніть її.
7. Знайдіть зв'язок постійної Рідберга з енергією атома водню в деякому стаціонарному стані.
8. Що таке потенціал збудження і потенціал іонізації?

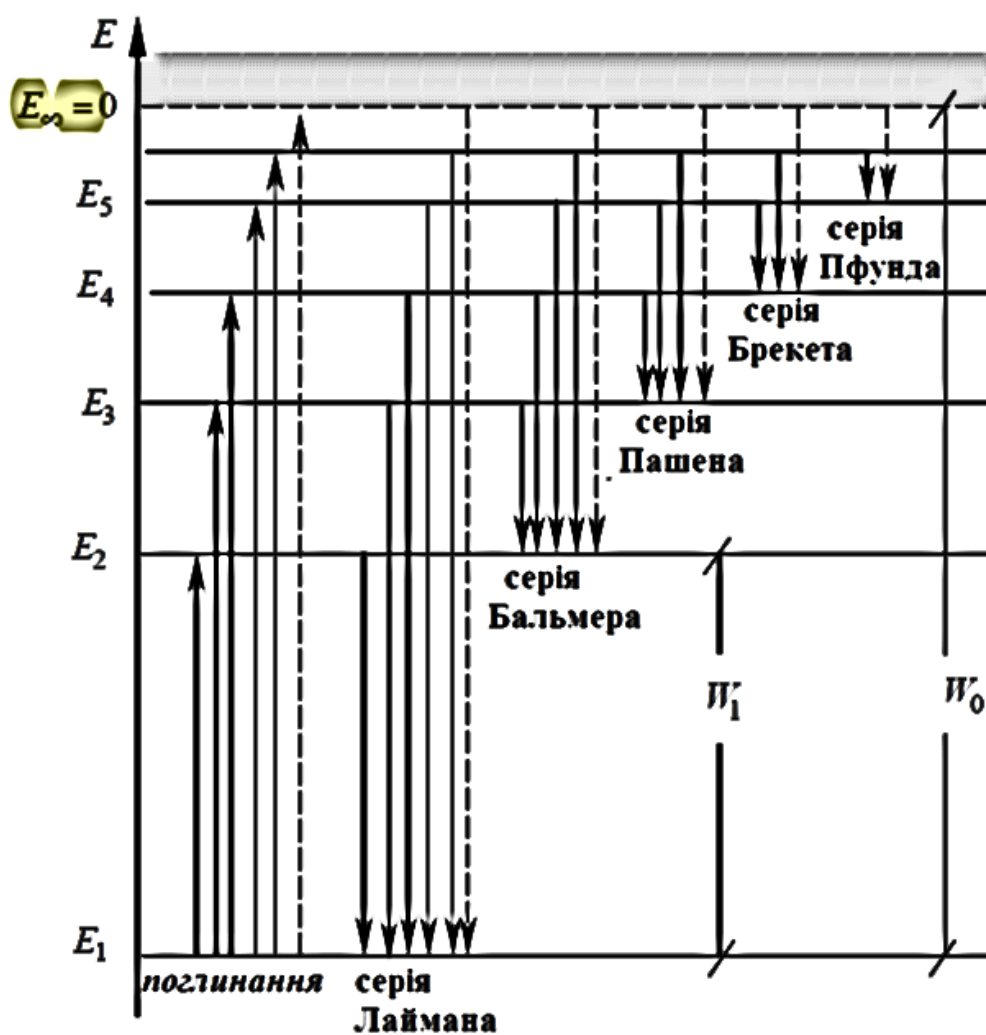


Рис. 3.1. Рівні енергії в спектрі атома Гідрогену: W_0 – енергія іонізації атома; W_1 – резонансна енергія (перший потенціал збудження).

Лабораторна робота №3

ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМОРЕЗИСТОРА

Мета роботи: Визначити залежність опору терморезистора від температури і розрахувати його енергію активації.

Обладнання: Терморезистор (ТР) (КМТ-14), мультиметр, термостат (калориметр з водою на електроплитці), пробірка з оливою.

I. Короткі теоретичні відомості

Робочим тілом терморезистора (ТР) є напівпровідник. Напівпровідники – це речовини, які мають при кімнатній температурі питому електропровідність в інтервалі від 10^{-4} до $10^{-10} \text{ Ом}^{-1} \cdot \text{м}^{-1}$ або від 10^4 до 10^{-7} См/м , яка в основному залежить від кількості домішок і структури речовини та від зовнішніх умов: температури, освітлення, електричних та магнітних полів і т. д.

Терморезистори (термістори) – це прилади, в яких використовується залежність електричного опору напівпровідника від температури. ТР є нелінійними опорами, їх типова вольт-амперная характеристика зображена на рис. 3.1. На початковій ділянці характеристика лінійна, тому що при малих струмах потужність, що розсіюється на ТР, недостатня для того, щоб помітно підвищувати його температуру, а внаслідок

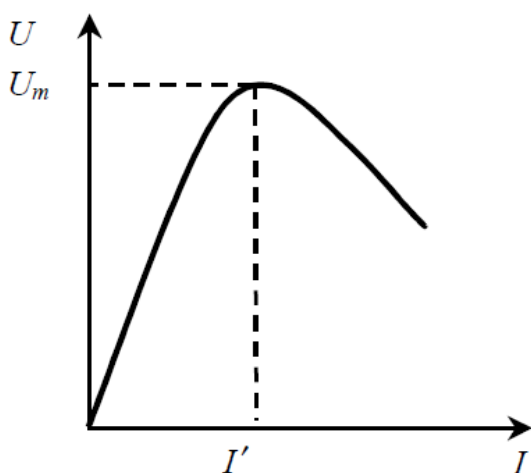


Рис. 3.1. Типова ВАХ термістора.

цього помітно зменшувати опір. При подальшому збільшенні струму ТР нагрівається вище температури навколишнього середовища і його опір зменшується. При деякому значенні струму I' напруга досягає максимального значення U_m . При подальшому збільшенні струму падіння напруги на ТС зменшується.

Термістори знаходять широке практичне застосування для вимірю-

вання температури. Це пов'язано з високою чутливістю опору ТР до зміни температури. При цьому градуальною характеристикою ТР є графік залежності опору від температури.

Згідно квантової теорії, енергія електронів в будь-якому кристалічному тілі (зокрема, в металі) так само, як і енергія електронів в атомі, квантується. Це означає, що вона може приймати лише дискретні значення.

Розглянемо уявний процес об'єднання атомів у кристал. Поки атоми ізольовані, вони мають однакові схеми енергетичних рівнів. У міру зближення атомів між ними виникає взаємодія, яка призводить до зміни положення рівнів (рис. 3.2, б): замість N однакових для всіх атомів виникає N близьких, але незбіжних рівнів. Кожен енергетичний рівень ізольованого атома розщеплюється в кристалі на N близько розташованих рівнів, які утворюють смугу або зону енергетичних рівнів. На рис.3.2, а показано розщеплення рівнів як функція відстані між атомами, а також дозволені й заборонені енергетичні зони.

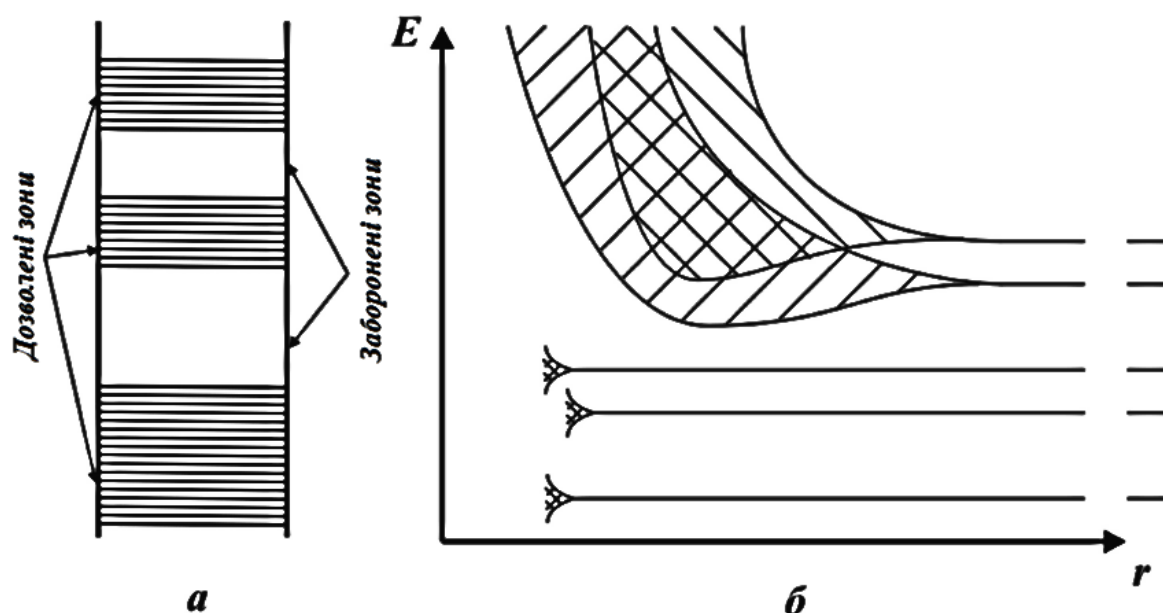


Рис. 3.2. Схема утворення енергетичних зон при зближенні атомів

Наявність енергетичних зон дозволяє пояснити відмінність в провідності металів, напівпровідників і діелектриків. Дозволена зона, що виникла з того рівня, на якому знаходяться валентні електрони, називається *валентною зоною*. При $T = 0$ К валентні електрони заповнюють

попарно нижні рівні валентної зони. Можливі три випадки (рис. 3.3). У випадку (а) електрони заповнюють валентну зону не повністю. Тому досить надати електронам, які знаходяться на верхніх рівнях, зовсім невелику енергію ($10^{-23} - 10^{-22}$ eВ) для того, щоб перевести їх на більш високі рівні. Додаткова енергія, викликана дією на електрон електрич-

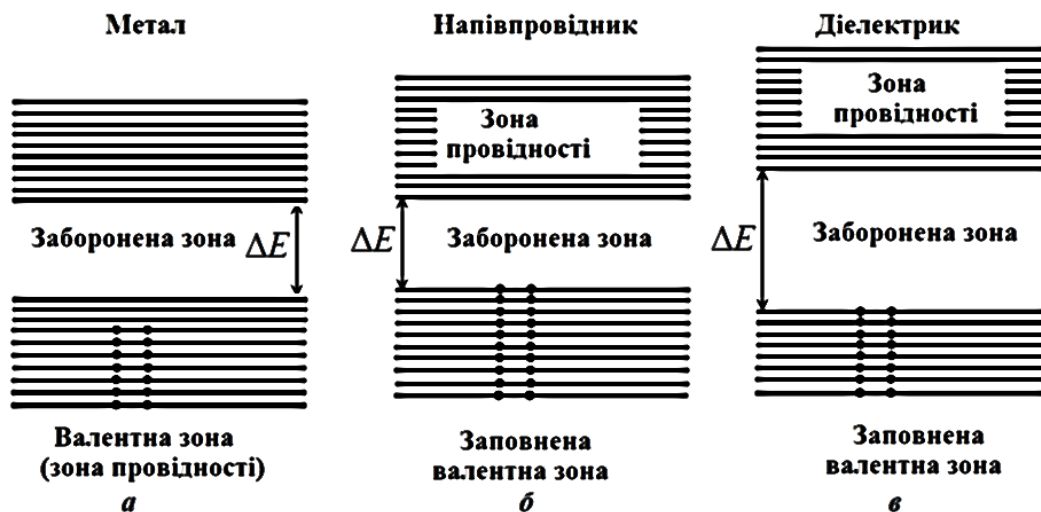


Рис. 3.3. Умовне зображення енергетичних зон у провідників (а), напівпровідників (б) та діелектриків (в).

ного поля, виявляється достатньою для переведення електрона на більш високі рівні. Тому електрони можуть прискорюватися електричним полем і набувати додаткової швидкості в напрямку, протилежному напрямку поля. Таким чином, кристал з подібною схемою енергетичних рівнів буде представляти собою метал. У випадках (б) і (в) рівні валентної зони повністю зайняті електронами – зона заповнена. Для того щоб збільшити енергію електрона, необхідно надати йому кількість енергії не менше, ніж ширина забороненої зони ΔE . Електричне поле (в усякому разі, такої напруженості, при якій не відбувається електричний пробій кристала) надати електрону такої енергії не в змозі.

За цих умов електричні властивості кристала визначаються шириною забороненої зони ΔE . Якщо ΔE невелика (близько декількох десятків електронвольт), енергія теплового руху виявляється достатньою для того, щоб перевести частину електронів у верхню вільну зону. Ці електрони будуть перебувати в умовах, аналогічних тим, в яких знаходяться валентні електрони в металі. Вільна зона виявиться для них зоною

провідності. Одночасно стане можливим перехід електронів валентної зони на її звільнені верхні рівні. Така речовина називається *власним напівпровідником*. Якщо ширина забороненої зони ΔE велика (порядку декількох електронвольт), тепловий рух не зможе закинути у вільну зону помітне число електронів. У цьому випадку кристал виявляється *діелектриком*.

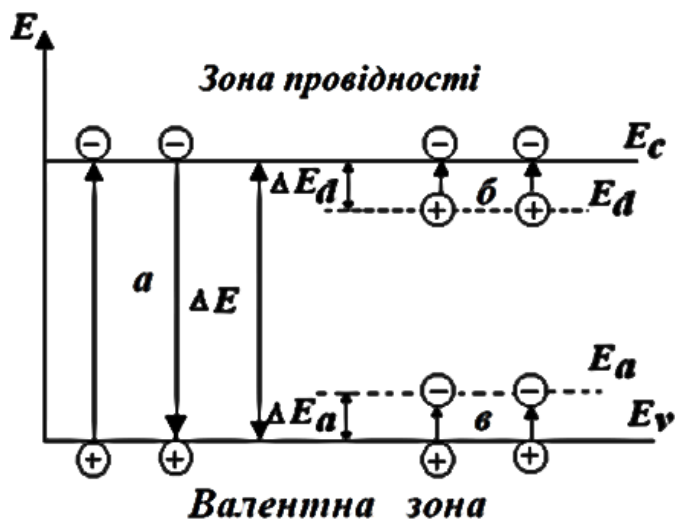


Рис. 3.4. Схематичне зображення енергетичних зон напівпровідника: *a* – власна активація; *б*, *в* – домішкова активація, E_c – дно зони провідності, E_v – стеля валентної зони, E_a , E_d – енергетичні рівні акцепторної і донорної домішок, ΔE – відповідні енергії активації.

зв'язках, котрі з'являються при цьому поводяться як позитивні вільні носії заряду, так звані *дірки*. Концентрація електронів (n) дорівнює концентрації дірок (p) $n = p = n_i$ і визначає власну електропровідність напівпровідника при даній температурі

$$\sigma = en_i (\mu_n + \mu_p), \quad (1)$$

де e – заряд електрона, μ_n і μ_p – рухливості електронів і дірок, що представляють собою швидкості їх дрейфу в полі, рівному одиниці.

На практиці часто виявляється, що концентрація вільних носіїв заряду в напівпровідниках набагато перевищує власну. Це пов'язано з електричною активністю домішок – здатністю їх постачати електрони і дірки в енергетичні зони.

При наданні валентному електрону енергії $\Delta E = E_c - E_v$ він переходить через заборонену зону з валентної зони в зону провідності (рис. 3.4). Мінімальна енергія ΔE , необхідна для переходу електрона з валентної зони в зону провідності, називається *енергією активації* (ΔE_a).

Квантово-механічний аналіз процесу показує, що вільні місця в валентних

Температурна залежність провідності напівпровідників. Як відомо, концентрація електронів у кристалах, що володіють енергією E при температурі T , підкоряється розподілу Фермі-Дірака:

$$n(E) \sim \frac{1}{\exp\left(\frac{E - F}{kT}\right) + 1},$$

де F – енергія рівня Фермі. У чистих напівпровідників рівень Фермі розташовується посередині забороненої зони, тому для електронів, що перейшли в зону провідності $E - F = 1/2 \cdot \Delta E_a$. Через те, що добуток kT при звичних температурах має досить мале значення порівняно з шириною забороненої зони напівпровідника, то розподіл Фермі переходить у класичний розподіл Больцмана:

$$n(E) \sim \exp\left(\frac{\Delta E_a}{2kT}\right).$$

Оскільки електропровідність речовини пропорційна до концентрації носіїв, а опір – обернено пропорційний до електропровідності, то

$$R = R_0 \exp\left(\frac{\Delta E_a}{2kT}\right), \quad (2)$$

де R_0 – постійна величина, характерна для даного напівпровідника, k – постійна Больцмана, T – абсолютна температура, ΔE_a – енергія, необхідна для створення носіїв заряду (енергія активації провідності).

Логарифмуючи (2), маємо: $\ln R = \ln R_0 + \frac{\Delta E_a}{2kT}$. Якщо для двох різних температур запишемо аналогічні рівності та знайдемо їх різницю, то одержимо:

$$\begin{aligned} \ln R_1 - \ln R_2 &= \frac{\Delta E_a}{2k} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right), \\ \Delta E_a &= \frac{2k T_1 T_2 \ln \frac{R_1}{R_2}}{T_2 - T_1}. \end{aligned} \quad (3)$$

звідки

II. Хід роботи

1. ТР (1) (рис. 3.5) помістити в пробірку з оливою (2). Останню опустити в колбу з холодною водою (3), виміряти з допомогою термометра (4) початкову температуру.

2. Сполучити ТР з мультиметром і визначити опір при початковій температурі. (Множник опору рекомендується поставити в положення 20).

3. Включити електроплитку в мережу. Через кожні 1°C вимірювати опір ТР. Максимально допустима температура ТР – 60°C . Рекомендується плитку відключити при 50°C . Результати вимірювань занести в таблицю.

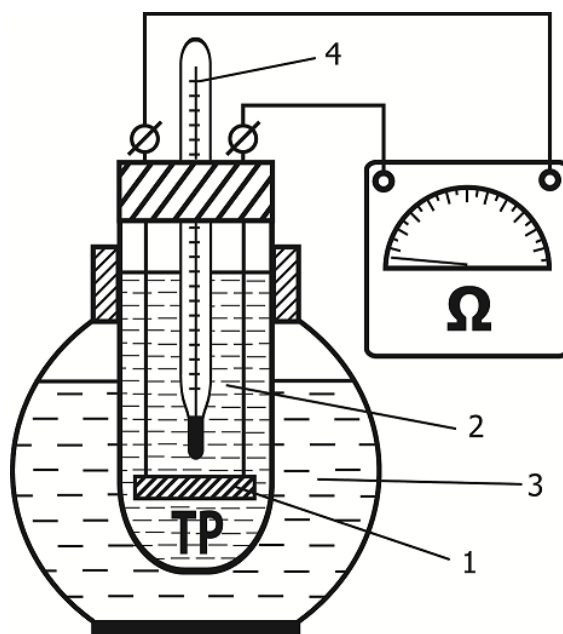


Рис. 3.5.

№ П/П	$t, ^{\circ}\text{C}$	T, K	$R, \text{Ом}$	$\Delta E_a, \text{Дж}$	$\Delta(\Delta E)_a, \text{Дж}$	$E, \%$
1						
2						
3						

4. Побудувати графік залежності $R=f(T)$.

5. За формулою (4) розрахувати енергію активації ΔE_a не менше трьох разів для різних температур і знайти її середнє значення.

6. Розрахувати похибки: абсолютну $\Delta(\Delta E)_a$ та відносну $E, \%$.

III. Рекомендації

1. З початком координат зручно сумістити точку, яка відповідає температурі 273 K .

2. Масштаб: по осі абсцис $1 \text{ мм} = 1 \text{ K}$, по осі ординат $1 \text{ мм} = 5 \text{ Ом}$.

3. Для обчислення ΔE_a різницю температур брати не менше 30 K .

4. Для розрахунку $\Delta(\Delta E)_a$ врахувати: $\Delta R_1 = \Delta R_2 = \Delta R$; $\Delta T_1 = \Delta T_2 = \Delta T$, ΔR знаходиться за класом точності, яку має мультиметр, ΔT – дорі-

вноює половині ціни поділки шкали термометра, ΔK взяти рівною половині останнього розряду табличного значення K .

5. Остаточне значення ΔE_a виразити у еВ.

IV. Контрольні питання

1. Виведіть розрахункову формулу.
2. Поясніть з точки зору квантової теорії залежність $R=f(T)$. Порівняйте $R=f(T)$ для металів та НП. Поясніть різницю.
3. Що таке терморезистор? Наведіть приклади ТР. Перерахуйте їхні переваги та недоліки. Де і для яких цілей застосовуються ТР?
4. Наведіть приклади акцепторних і донорних домішок, НП n -типу та p -типу.
5. Сформулюйте принцип Паулі та принцип мінімуму потенціальної енергії. Поясніть, як на основі цих принципів відбувається заповнення енергетичних рівнів в атомах, молекулах і твердих тілах.
6. Які особливості утворення та заповнення носіями зон у металах, напівпровідниках та діелектриках?
7. Дайте означення рівня Фермі та поясніть його розташування у напівпровідниках n - та p -типу.
8. Що таке енергія активації напівпровідника?

Лабораторна робота № 4

ВИВЧЕННЯ ФОТОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Мета роботи: Вивчити роботу універсального монохроматора УМ-2. Зняти спектральну характеристику фотоопору і визначити оптичну ширину забороненої зони напівпровідника.

Обладнання: Монохроматор УМ-2; фотоопір ФСК-1М; джерело постійної напруги (елемент на 1,5 В); мікроамперметр.

I. Короткі теоретичні відомості

Найважливішою властивістю й ознакою напівпровідників (НП) є залежність їх електричних властивостей від зовнішніх умов T , E , p і т.д. Характерна риса напівпровідників полягає в зменшенні їх питомого опору зі збільшенням температури. Для напівпровідників характерна кристалічна будова з ковалентним зв'язком між атомами.

Під дією зовнішніх факторів деякі валентні електрони атомів набувають енергію, достатню для звільнення від ковалентних зв'язків. Так, під дією опромінювання зменшується опір і зростає провідність НП. Зміна електричного опору НП, яка обумовлена виключно дією світла (електромагнітного випромінювання) і не пов'язана з його нагріванням, називається *внутрішнім фотоефектом*.

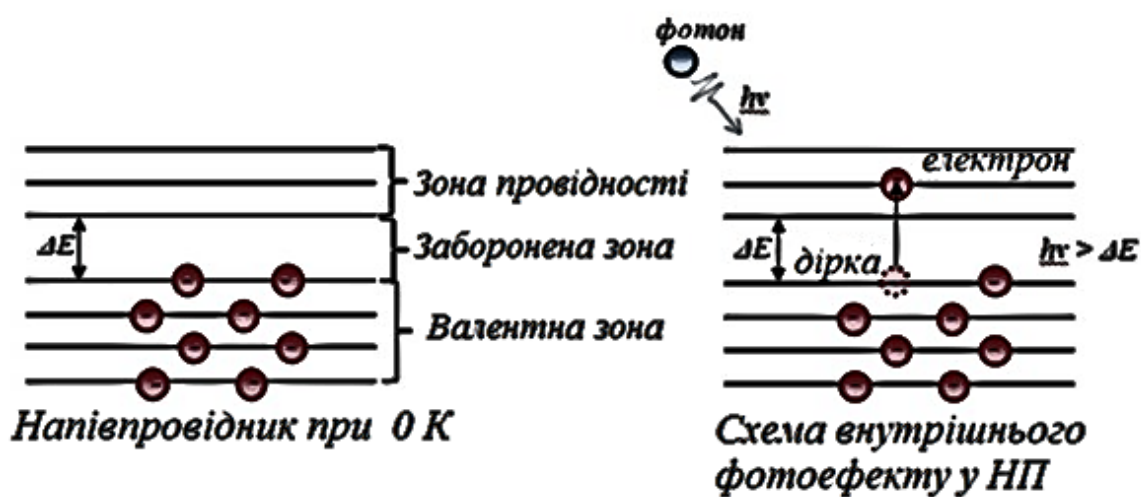


Рис. 4.1.

Вихід з ковалентного зв'язку електрона на енергетичній діаграмі відповідає переходу з валентної зони в зону провідності (рис. 4.1). Мінімальна енергія ΔE , необхідна для переходу електрона з валентної зони в зону провідності, називається *енергією активації*.

При звільненні електрона від ковалентного зв'язку виникає як би вільне місце, що володіє елементарним позитивним зарядом, рівним за абсолютною величиною заряду електрона, яке умовно назвали *діркою*, а процес утворення пари електрон-дірка одержав назву *генерація зарядів*. Дірка, володіючи позитивним зарядом, приєднує до себе електрон сусіднього заповненого ковалентного зв'язку. У результаті цього відновлюється один зв'язок (цей процес називається *рекомбінацією*) і руйнується сусідній. Тоді можна говорити про переміщення позитивного заряду – дірки кристалом напівпровідника. Якщо на кристал діє електричне поле, рух електронів і дірок стає впорядкованим і в кристалі виникає електричний струм. При цьому діркову провідність називають провідністю *p-типу*, а електронну провідність *n-типу*.

Враховуючи основні положення зонної теорії твердого тіла, можна вказати на те, що явище внутрішнього фотоефекту в напівпровідниках значною мірою обумовлене трьома типами переходів, а саме (рис. 4.2):

1. Перехід 1 відповідає власному поглинанню світла (основними атомами кристала), що приводить до утворення вільного електрона і вільної дірки на кожний поглинутий фотон (власна фотопровідність).

2. Перехід 2 відповідає поглинанню світла локальними центрами в кристалі (донорами), при цьому на кожний поглинутий фотон утворюється вільний електрон в зоні провідності та дірка (на донорному рівні), яка зв'язана з відповідним центром.

3. Перехід 3 відповідає випадку, коли кожний поглинутий фо-

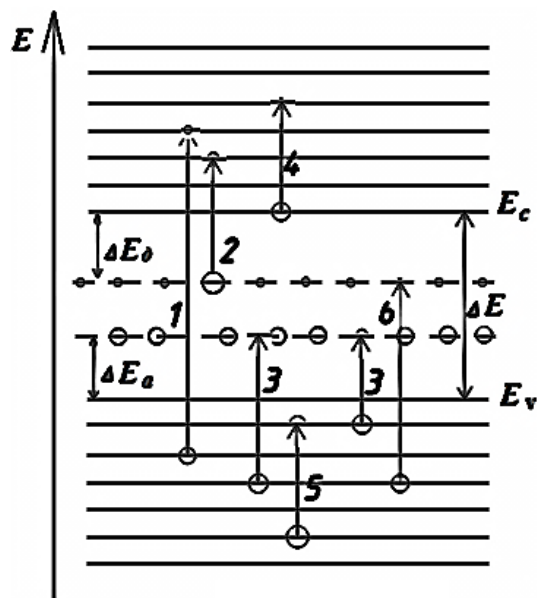


Рис. 4.2.

тон збуджує у валентній зоні електрон і переводить його на незайнятий локальний рівень (акцептор). В результаті цього утворюється вільна дірка у валентній зоні і зв'язаний електрон на акцепторному рівні.

Крім вказаних трьох типів переходів у напівпровідниках під дією квантів світла може здійснюватися і цілий ряд додаткових переходів (рис. 4.2 переходи 4, 5, 6).

На рис. 4.2 позначено: ΔE – ширина забороненої зони НП; ΔE_d – глибина залягання донорних рівнів відносно дна зони провідності (енергія активації донорних центрів); ΔE_a – глибина залягання акцепторних рівнів відносно стелі валентної зони E_v (енергія активації акцепторних центрів).

Для збудження власних атомів напівпровідника (перехід 1) фотон світла повинен володіти енергією $h\nu_1 \geq \Delta E$, а для збудження домішкових центрів (перехід 2, 3) – $h\nu_2 \geq \Delta E_d$

У НП при їх освітленні завжди поряд з явищем генерації носіїв струму відбувається і явище їх рекомбінації. Механізм явища рекомбінації аналогічний до явища генерації, тільки відбувається він у зворотному напрямі, і приводить до зменшення вільних носіїв струму у зоні провідності та у валентній зоні.

Явище внутрішнього фотоефекту використовується в НП-приладах, які називаються фотоопорами (ФО) або фоторезисторами (ФР).

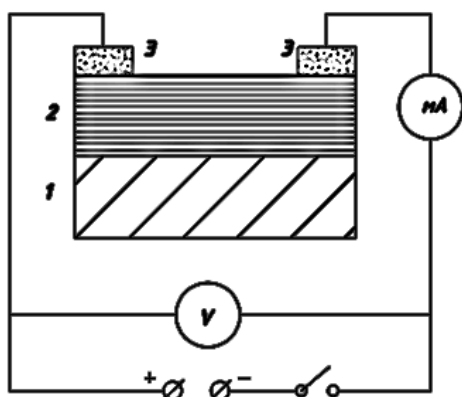


Рис. 4.3.

ФО на панелях.

Основні характеристики фоточутливості ФО.

1. *Світлова (або люкс-амперна) характеристика* ФО, яка

визначає залежність фотоструму від інтенсивності освітлення (світлового потоку або освітленості) при незмінній напрузі, прикладеній до ФО:

$$I = f(\Phi) \quad \text{при } U = \text{const.}$$

Струм I через ФО складається з темнового струму I_0 (при $\Phi = 0$) та фотоструму I_Φ :

$$I = I_0 + I_\Phi \quad (1)$$

Темновий струм:

$$I_0 = CU(eB_+n_+ + eB_-n_-), \quad (2)$$

де $e, B_\pm, n_\pm$ – модуль заряду, рухливості і концентрації дірок та електронів; U – напруга на ФО; C – константа, яка залежить від геометричних розмірів ФО.

Вираз в дужках у співвідношенні (2) є питома електропровідність σ_0 . Тоді $I_0 = eU\sigma_0$.

При освітленні ФО світловим потоком Φ число носіїв струму (дірок і електронів) збільшується, опір зменшується, питома електропровідність зростає:

$$\sigma = \sigma_0 + (eB_+n'_+ + eB_-n'_-) \quad (3)$$

де $n'_\pm$ – концентрація фотоелектронів і фотодірок.

$$\text{Із (1), (2) і (3) маємо} \quad I = cU\sigma. \quad (4)$$

$$\text{Якщо } I_0 \rightarrow 0, \text{ то } I = I_\Phi \Rightarrow I_\Phi = cU\sigma.$$

Світлова характеристика ФО складається з трьох характерних ділянок (рис. 4.4). Ділянка *a* відповідає малим значенням Φ , при яких концентрація носіїв струму приблизно пропорційна світловому потоку. Ділянка *б*, відповідає більшим значенням світлового потоку, при яких має місце помітний відступ від лінійної залежності. На ділянці *в* помітне прагнення I_Φ до насичення.

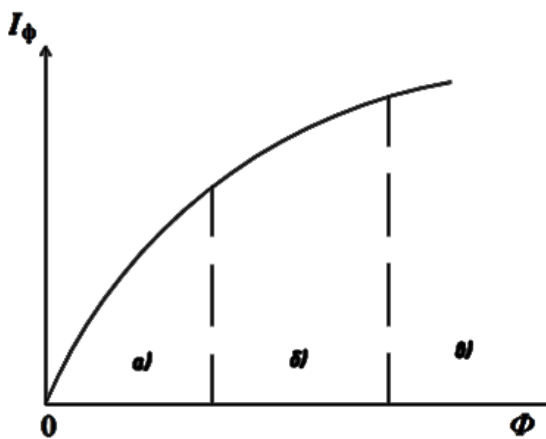


Рис. 4.4.

2. Інтегральна характеристика K_u

показує, який фотострум при постійно прикладеній напрузі протікає через ФО при інтегральному світловому потоці, що дорівнює 1 лм:

$$K_u = \frac{I_\Phi}{\Phi}, \quad (5),$$

де Φ – інтегральний світловий потік за усіма довжинами хвиль від стандартного джерела світла (лампа розжарення потужністю 100 Вт з вольфрамовою ниткою і кольоровою температурою 2850 К).

K_u зростає зі зростанням напруги U , тому часто *користуються питомою інтегральною чутливістю*

$$K_u = \frac{I_\Phi}{\Phi U}, \quad (6)$$

яка показує, яку інтегральну чутливість має ФО при напрузі на ньому 1 В.

3. Фотострум суттєво залежить від спектрального складу світлового потоку. Ця властивість ФО чисельно характеризується спектральною чутливістю, яка виражається відношенням фотоструму $I_{\Phi\lambda}$ при довжині хвилі λ до падаючого на світлочутливий елемент потоку монохроматичного випромінювання Φ_λ у вузькому інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda+d\lambda$:

$$K_\lambda = \frac{I_{\Phi\lambda}}{\Phi_\lambda} \quad (7)$$

Графічні залежності $K_\lambda = f(\lambda)$ чи $I_{\Phi\lambda} = f(\lambda)$ називаються спектральними характеристиками і мають

один або декілька явно виражених максимумів (рис. 4.5).

Максимальна довжина хвилі (червона межа фотопровідності), при якій світло ще є фотоелектрично активним, тобто створює вільні носії зарядів, визначається співвідношеннями:

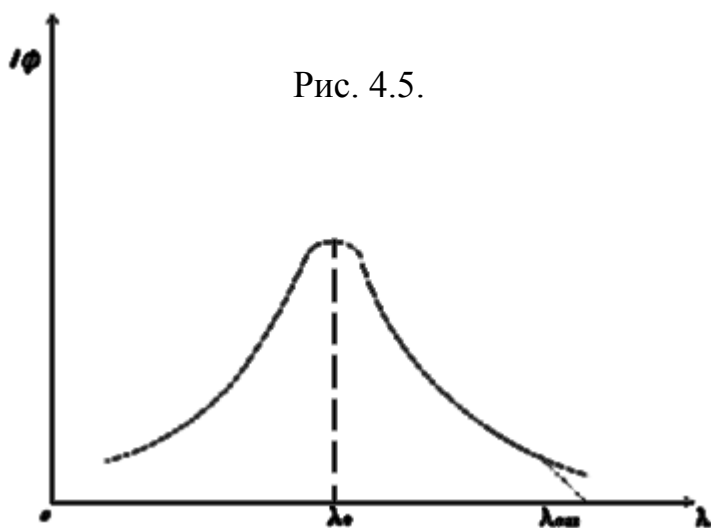


Рис. 4.5.

а) для власної провідності

$$\lambda_{\max \text{ вл}} = \frac{ch}{\Delta E_{\text{вл}}}; \quad (8)$$

б) для домішкової провідності $\lambda_{\text{max дом}} = \frac{ch}{\Delta E_{\text{дом}}}, \quad (9)$

де $\Delta E_{\text{вл}}$ та $\Delta E_{\text{дом}}$ – відповідно оптична ширина забороненої зони НП у випадку власної фотопровідності та енергія активації домішкових центрів у випадку домішкової фотопровідності.

II. Оптична схема монохроматора

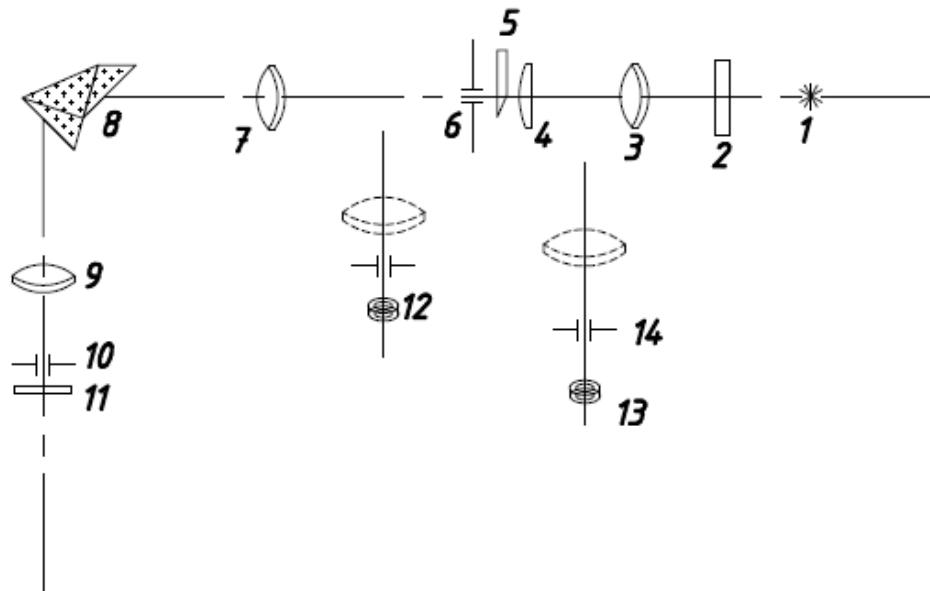


Рис. 4.5 Оптична схема монохроматора УМ-2 : 1 – джерело світла; 2 – захисне скло кожуха лампи; 3 – конденсор; 4 – лінза; 5 – призма порівняння; 6 – вхідна щілина; 7 – об’єктив коліматора; 8 – диспергуюча призма; 9 – об’єктив зорової труби; 10 – вхідна щілина, яка може зніматися; 11 – захисне скло; 12 – окуляр 5^x; 13 – окуляр 10^x; 14 – показчик у фокальній площині зорової труби.

Універсальний монохроматор УМ-2 призначений для різних спектральних досліджень. Він виділяє монохроматичні ділянки спектру у видимій та інфрачервоній областях спектру в діапазоні 3800–10000 Å. Лінійна дисперсія при $\lambda = 4861 \text{ Å}$ дорівнює 80 Å /мм.

Для даного монохроматора залежність відліку за шкалою барабана від довжини хвилі світла, що виходить з монохроматора, має вигляд, представлений на рис. 4.7.

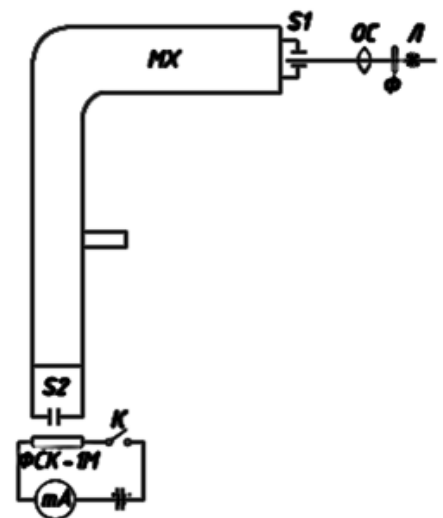


Рис. 4.6.

III. Хід роботи

1. Вивчити будову і роботу монохроматора УМ-2.
2. Включити установку (рис. 4.6). Світло від джерела L з допомогою оптичної системи ОС (конденсор, лінза) фокусується на вхідну щілину S_1 монохроматора МХ. Після вхідної щілини монохроматора світло проходить через всю оптичну систему монохроматора і вже певної довжини випромінювання направляється на фотоопір ФСК-1М. Сфокусувати оптичну систему за максимальним сигналом зразка. Зразок повинен бути рівномірно освітленим монохроматичним світлом при мінімально можливій відстані до вихідної щілини монохроматора. Робоча напруга на фотоопорі $U=1,5$ В.
3. Виміряти залежність фотоструму, користуючись мікроамперметром від умовних градусів-відліку за шкалою барабана монохроматора. Вимірювання проводити через 100-200 умовних градусів на шкалі барабана.

№ п/п	Умовні градуси	λ , нм	I , μA
1.			
2.			
3.			

4. Використовуючи градуовальний графік (рис. 4.7) (залежність відліку за шкалою барабана від довжини хвилі світла, що виходить з монохроматора), перевести умовні градуси в довжини хвиль (нм) і результати занести в таблицю:



Рис. 4.7.

5. Побудувати графік залежності $I=f(\lambda)$, який представляє собою спектральну характеристику ФО.
6. За графіком визначити положення максимуму фотопровідності досліджуваного НП λ_0 і максимальну довжину хвилі, тобто червону межу фотопровідності – $\lambda_{\max}$.

7. За формулою (8), використовуючи червону межу λ_{max} , визначити оптичну ширину забороненої зони НП.

IV. Рекомендації

Масштаб для побудови графіка: 100 μA – 15 мм, 1000 $\text{\AA}$ – 25 мм.

V. Контрольні питання

1. На якому фізичному явищі базується дія ФО? В чому його суть?
2. Пояснити з точки зору квантової теорії дію ФО.
3. Де і для чого використовуються ФО?
4. В чому принципова відмінність ФО від фотоелементів із запірним шаром?
5. Назвіть основні фізичні величини, які характеризують ФО. Який їх фізичний та математичний зміст?
6. Що таке енергія активація напівпровідника?
7. Що розуміють під власною та домішковою провідністю напівпровідників?
8. За оптичною схемою пояснити принцип роботи монохроматора УМ-2.

Лабораторна робота №5

ВИВЧЕННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДІОДА

Мета роботи: вивчити основні поняття зонної теорії твердого тіла; познайомитись з явищами, що відбуваються на межі контакту двох напівпровідників різного типу провідності; дослідити вольт-амперну характеристику (ВАХ) діода; вивчити залежність ВАХ від температури.

Обладнання: напівпровідниковий діод, пробірка з технічним маслом, термометр, два реостати-потенціометри (5000 Ом та 200 Ом), міліамперметр на 200 мА, мікроамперметр на 150 мкА, два вольтметри з межами вимірювань до 3 В та до 150 В, ВУП, ЛИП, термостат, ключ, двохполюсний перемикач.

І. Короткі теоретичні відомості

Напівпровідники (НП) – це речовини, що мають при кімнатній температурі питому електричну провідність в інтервалі від 10^{-8} до 10^6 Ом $^{-1}$ ·м $^{-1}$, яка значно залежить від виду та кількості домішок і структури речовини, а також від зовнішніх умов: температури, освітлення, зовнішніх електричних і магнітних полів тощо.

Електропровідність твердих тіл в сучасній фізиці пояснюється на основі зонної теорії. На рис. 5.1 показані спрощені діаграми енергетичних зон власного (а), акцепторного (б) і донорного (в) напівпровідників. Нижня зона являє собою валентну зону, яка в напівпровідників так само, як і у діелектриків, при температурі 0 К повністю заповнена електронами. Валентна зона і зона провідності розділені енергетичними інтервалами, так званою забороненою зоною, величина якої (ΔE) для НП має значення до 2–3 еВ, для діелектриків – більше 3 еВ (метали мають або

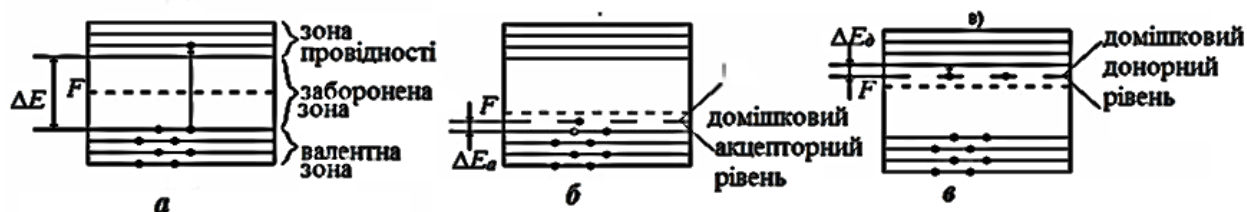


Рис. 5.1. Енергетичні зони НП: власного (а) та домішкових (б, в). (F – положення рівня Фермі).

частково заповнену валентну зону, або повністю заповнену валентну зону, але яка перекривається з зоною провідності).

Провідність чистих НП створюється як електронами, так і дірками і називається власною провідністю. Рівень Фермі (це значення енергії найвищого заповненого рівня в основному стані) у власних НП знаходиться посередині забороненої зони.

Введення в НП незначної кількості домішок приводить до значного збільшення його електропровідності. Провідність, обумовлена наявністю домішок в НП, називається *домішковою*.

Розглянемо механізм домішкової провідності НП. За зонною теорією введення тривалентної домішки в кристалічну решітку НП IV групи (кремній, германій) призводить до виникнення вільних рівнів E_a поблизу валентної зони. Тоді електрон одного із сусідніх заповнених зв'язків може перейти в незаповнений зв'язок. Причому цей перехід вимагає набагато меншої енергії ΔE_a в порівнянні з енергією ΔE відриву електрона від атома в ідеальній решітці НП (рис. 5.1, б) .

Рівні, здатні захоплювати валентні електрони, називаються *акцепторними*. Частина валентних електронів покидає валентну зону і займає ці рівні, залишаючи після себе в валентній зоні дірки, які є основними носіями струму в подібного роду напівпровідниках. Такі НП називаються *напівпровідниками p-типу* (діркового типу провідності). Рівень Фермі в акцепторних НП розташовується поблизу домішкових рівнів.

Якщо в кристал чотирьохвалентного НП ввести атом п'ятивалентної домішки, то п'ятий електрон домішки виявиться слабо пов'язаним з атомом НП. Для того, щоб відірвати його від атома і перетворити на вільний носій струму, потрібна значно менша енергія ΔE_d , ніж енергія ΔE вивільнення електрона з валентного зв'язку. Згідно зонної теорії (рис. 5.1, в), додавання п'ятивалентної домішки в чистий НП IV групи призводить до виникнення в забороненій зоні поблизу зони провідності додаткових рівнів енергії, з яких електрони можуть переходити в зону провідності.

Рівні, здатні віддавати електрони в зону провідності, називаються донорними, а НП з такого роду домішкою називаються *напівпровідни-*

ком n – типу (електронного типу провідності). Рівень Фермі в донорних НП знаходиться в верхній половині забороненої зони.

Розглянемо контакт двох домішкових НП з різним типом домішок – донорної та акцепторної. Тонкий шар на межі між двома областями кристала з різними типами провідності називають *електронно-дірковим переходом*, або *p-n-переходом*.

Електрони є основними носіями заряду в області n -типу та неосновними – в області p -типу. Дірки ж – основні носії заряду в області p -типу і неосновні в області n -типу. Концентрація основних носіїв заряду в германію і кремнію становить, приблизно, 10^{22} м^{-3} , а неосновних – 10^{16} м^{-3} . Така відмінність у концентраціях носіїв одного типу по обидві сторони контакту веде до виникнення дифузійних потоків дірок з області p -типу в область n -типу і електронів у зворотному напрямку. В результаті n -НП поблизу контакту заряджається позитивно, p -НП – негативно, і між ними виникає різниця потенціалів (рис. 5.2). Контактне поле протидіє дифузії основних носіїв, і в результаті настає динамічна рівновага, коли дифузійний струм, обумовлений основними носіями струму ($j_{\text{осн}}$), урівноважується зустрічним струмом неосновних носіїв ($j_{\text{неосн}}$), для яких контактне поле є прискорювальним.

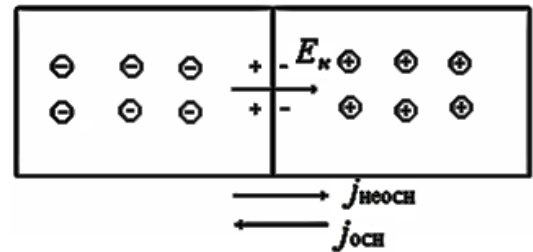


Рис. 5.2. Утворення контактного поля E_k поблизу p - n -переходу.

Наявність надлишкового позитивного заряду в n -області і негативного заряду в p -області призводить до того, що всі енергетичні рівні (в тому числі й рівень Фермі) n -області знижуються, а у p -області підвищуються (рис. 5.3,а). Дифузійний потік припиняється, коли рівні Фермі вирівнюються, і в результаті між двома областями встановлюється *рівноважна контактна різниця потенціалів* U_k .

Висота потенціального бар'єру eU_k в місці контакту в момент рівноваги визначається різницею значень енергій Фермі в p - і n -напівпровідниках (рис. 5.3,б). Коли зовнішнє поле відсутнє, результуючий потік зарядів через область контакту, обумовлений як основ-

ними, так і неосновними носіями, дорівнює нулю, і струм через p - n -перехід не протікає.

Якщо до p - n -переходу докладено зовнішнє поле, то залежно від знаку зовнішньої різниці потенціалів висота потенціального бар'єру буде або зменшуватися (рис. 5.4, *а*), або збільшуватися (рис. 5.4, *б*) порівняно з рівноважним, і через p - n -перехід буде протікати електричний струм.

Область p - n -переходу є областю найбільшого опору. Тому прик-

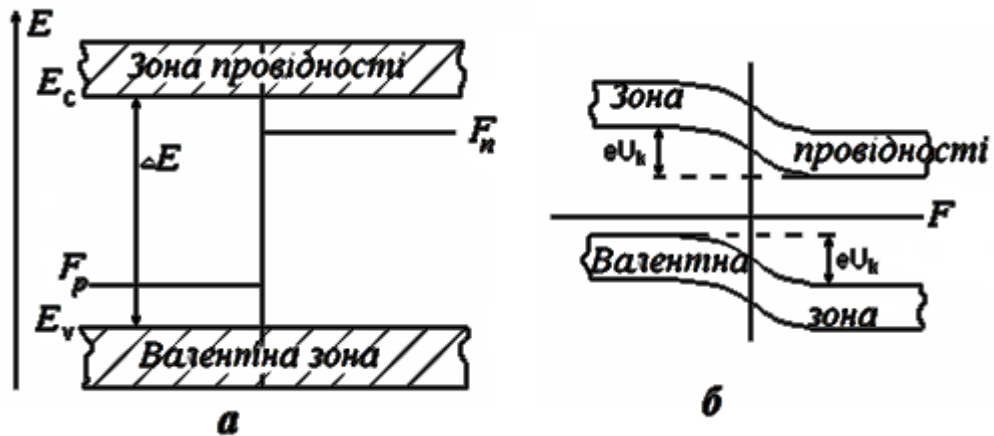


Рис. 5.3. Схема розташування енергетичних рівнів в момент дотику НП до встановлення рівноваги (*а*) та після встановлення рівноважної контактної різниці потенціалів (*б*).

ладена до НП зовнішня напруга спадає на цій області, властивості якої і визначають струм через кристал.

Залежність струму від напруги (вольт-амперна характеристика p - n -переходу) описується формулою (1). Струм через перехід визначається як основними, так і неосновними носіями :

$$j = j_{\text{осн}} - j_{\text{неосн}} = C e^{-\Delta E/2kT} (e^{\pm eU/kT} - 1), \quad (1)$$

де C – постійна, яка не залежить від температури і прикладеної напруги; ΔE – ширина забороненої зони; U – прикладена напруга.

Знак «+» в показнику степеня відповідає напрузі, прикладеній в прямому напрямі, тобто, коли позитивний полюс зовнішнього джерела підключений до p -області, а знак «-» відповідає напрузі, прикладеній в зворотному напрямку.

Як видно з рис. 5.4, *а* пряме зміщення зменшує висоту потенціального бар'єру, полегшуючи рух основних носіїв через перехід. Зворотня різниця потенціалів (рис. 5.4, *б*) збільшує висоту потенціального

бар'єру і перешкоджає рухові основних носіїв через перехід. Рух неосновних носіїв не залежить від прикладеної напруги.

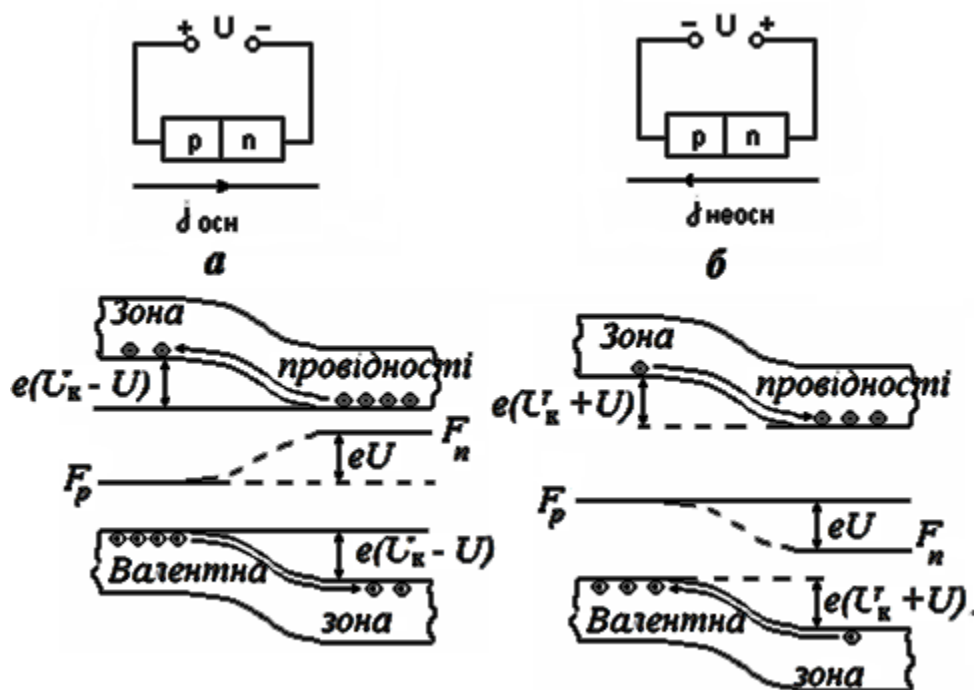


Рис. 5.4. Енергетичні переходи в області p - n -переходу при прямій (а) та зворотній напрузі (б).

Таким чином, струм через p - n -перехід в прямому напрямі, зростає експоненціально з ростом напруги. Цей струм обумовлений основними носіями зарядів. Величина зворотного струму повністю визначається рухом неосновних носіїв зарядів через p - n -перехід, так як збільшення потенціального бар'єру практично унеможливило рух через p - n -перехід основних носіїв зарядів. Цим пояснюється властивість p - n -переходу мати односторонню електричну провідність.

НП діод – напівпровідниковий прилад з одним випрямним електричним переходом. В якості випрямного переходу використовується електронно-дірковий перехід (p - n -перехід), що розділяє p - і n -області кристала. До p - і n -областей кристала приварюються або припаюються

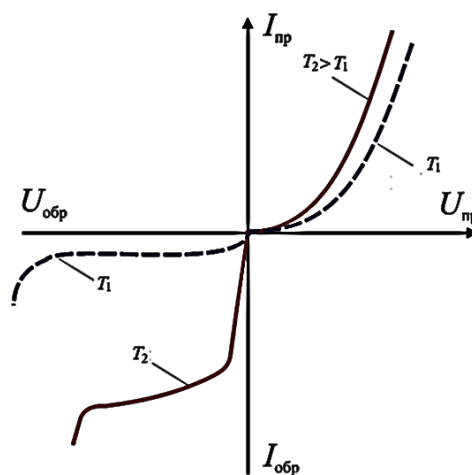


Рис. 5.5. ВАХ НП-діода при різних температурах.

металеві контакти (називаються *анодом* і *катодом* відповідно), і вся система поміщується в металевий, металокерамічний, скляний або пластмасовий корпус.

ВАХ для прямого струму спочатку має значну нелінійність, так як при збільшенні напруги опір запірного шару зменшується, тому крива йде вгору з усе більшою крутістю. Але при деякому значенні напруги запірний шар практично зникає і залишається тільки опір n - і p -областей, який приблизно можна вважати постійним, тому далі характеристика стає майже лінійною. Незначна нелінійність тут пояснюється тим, що при збільшенні струму n - і p - області нагріваються і від цього їх опір зменшується.

Зворотний струм при збільшенні напруги спочатку швидко зростає. Це викликано тим, що вже при невеликій зворотній напрузі за рахунок підвищення потенціального бар'єру в переході різко знижується дифузійний струм, який спрямований назустріч струмові провідності. Однак при подальшому підвищенні зворотної напруги струм зростає незначно. Зростання струму відбувається внаслідок нагрівання переходу за рахунок витоку поверхнею, а також за рахунок лавинного розмноження носіїв заряду, тобто збільшення числа носіїв заряду в результаті ударної іонізації. При деякому значенні зворотної напруги виникає пробій p - n -переходу, при якому зворотний струм різко зростає і опір запірного шару різко зменшується.

На електропровідність НП значний вплив має температура. При підвищенні температури посилюється генерація пар носіїв заряду, тобто збільшується концентрація носіїв і провідність зростає, тому властивості НП діодів сильно залежать від температури. Це показують ВАХ, виміряні при різних температурах (рис. 5.5). Прямий струм при нагріванні діода зростає не так швидко, як зворотний. Це пояснюється тим, що прямий струм виникає за рахунок домішкової провідності, а концентрація домішок не залежить від температури.

Діоди, залежно від призначення, характеризуються рядом параметрів: теплові режими роботи; максимально допустимі струми і напруги; параметри, що характеризують основні властивості p - n -переходу

та інші. Ці параметри для даного типу діодів можна знайти в спеціальній літературі.

З допомогою ВАХ діода зазвичай визначають параметри:

- значення статичного опору діода – це відношення прикладеної напруги до сили струму, яка при цьому виникає:

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

- диференціальний опір діода, який визначається як відношення малого приросту напруги до зміни при цьому сили струму:

$$R_{\text{диф}} = \frac{\Delta U}{\Delta I} \quad (2)$$

- коефіцієнт односторонньої провідності – це відношення прямого струму до зворотнього при однакових значеннях прикладеної напруги:

$$K = \frac{I_{\text{пр}}}{I_{\text{зв}}} \quad \text{при } U_- = U_+ \quad (3)$$

II. Хід роботи

Завдання 1. Зняття ВАХ напівпровідникового діода

1. Зібрати схему робочої установки (рис. 5.6). Діод помістити в пробірку з технічною оливою, опустити пробірку в посудину з водою

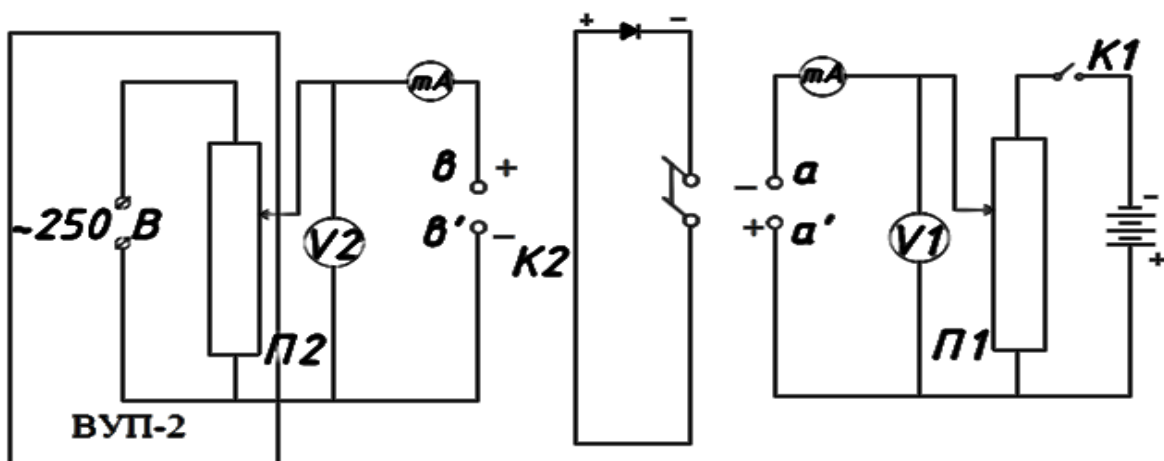


Рис. 5.6.

кімнатної температури. Поставити, одержаний таким чином термостат на електроплитку. Потенціометри П1 та П2 поставити на мінімальну напругу, замкнути ключ К1. Поставити рукоятку перемикача К2 в положення *вв'*. Збільшуючи з допомогою П2 запірну напругу (покази вольтметра V2), виміряти відповідний запірний струм (покази мікроамперметра). Всі вимірювання занести в таблицю 1.

2. Повернути повзунок П2 в початкове положення. Поставити рукоятку перемикача К2 в положення *аа'* та зробити вимірювання для прямої напруги (покази вольтметра (V1) та прямого струму за показами міліамперметра. Вимірювання занести в таблицю 1.

3. На міліметровому папері побудувати ВАХ (у 1 та 3 квадрантах координатної площини).

$T_1 =$						
$U_-, \times 10 \text{ В}$						
$I_{\text{запір}}, \times 10^{-6} \text{ А}$						
$U_+, \text{ В}$						
$I_{\text{пр}}, \times 10^{-3} \text{ А}$						

Завдання 2. Розрахувати основні параметри НП діода

1. Використовуючи графік ВАХ, розрахувати чотири значення статичного опору (два для прямої та два для зворотно ділянки ВАХ), використовуючи формулу (1).

2. Розрахувати чотири значення диференціального опору діода в околах тих же точок за формулою (2).

3. Порівняти R_c та $R_{\text{диф}}$ та зробити висновки.

4. Обчислити коефіцієнт односторонньої провідності для одного із значень напруги за формулою (3).

Завдання 3. Вивчення залежності ВАХ від температури

1. Повернути П1 в початкове положення. Розімкнути ключі. Включити електроплитку в мережу, довести температуру в термостаті до температури, що перевищує кімнатну на 1° С та відключити електроплитку.

2. Зняти ВАХ при $T = 30 \div 35^\circ\text{C}$ (аналогічно завданню 1). Результати вимірювань занести до таблиць, які скласти самостійно, аналогічно до таблиці 1.
3. Побудувати на одному аркуші ВАХ для всіх температур, порівняти їх між собою та зробити висновки.

Завдання 4. Розрахунок параметрів діода

1. Використовуючи графіки, одержані у завданні 3, обчислити для температур $30 \div 35^\circ\text{C}$ значення статичного та диференціального опорів для тих же значень напруг, що й у завданні 2.
2. Знайти зміну $\Delta R_c / \Delta T$ для прямої та зворотної напруги і порівняти їх між собою.

III. Рекомендації

1. Масштаб для $I_{\text{пр}} = f(U_+)$: 1 см = 20 мА; 1 см = 0,1 В;
для $I_{\text{зв}} = f(U_-)$: 1 см = 10 мкА; 1 см = 40 В.
2. Коефіцієнт односторонньої провідності K краще обчислити при ± 3 В.
3. Значення напруг $U_{\pm}$, при яких необхідно обчислити статичні опори слід узгодити з викладачем.
4. Для завдань 2 та 4 самостійно зробіть та заповніть таблиці.

IV. Контрольні питання

1. У чому особливість контакту p - та n -напівпровідників?
2. Які явища відбуваються на межі контакту?
3. Поясніть, чому потенціальна енергія електронів при переході з n -НП через n - p -перехід в p -НП збільшується, а потенціальна енергія дірок зменшується?
4. Поясніть причину відмінностей ВАХ, одержаних при різних температурах.
5. Назвіть переваги та недоліки НП-діодів.
6. Які енергетичні рівні називаються акцепторними та донорними?
7. Що таке рівень Фермі? Які його особливості у напівпровідників?

Лабораторна робота №6

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ БІПОЛЯРНОГО ТРАНЗИСТОРА

Мета роботи: Вивчити будову транзистора, його призначення та основні характеристики; засвоїти експериментальний метод визначення коефіцієнта підсилення в схемі із загальним емітером.

Обладнання: Транзистор (типу МП-25) на панелі, два джерела постійного струму на 6 В та 3 В, вольтметр на 3 В, два міліамперметра на 1 мА та 30 мА, реостат на 5000 Ом, 0,1 А та потенціометр-реостат на 1500 Ом, 0,5 А, з'єднувальні провідники, два ключі.

І. Короткі теоретичні відомості

Біполярний транзистор – трьохполюсний напівпровідниковий прилад з двома p - n -переходами. Транзистор може здійснювати підсилення і генерування електричних сигналів і виконує ряд інших функцій.

Розрізняють два типи біполярних напівпровідникових транзисторів: n - p - n -типу і p - n - p -типу, які різняться послідовністю чергування в монокристалі напівпровідників областей з різним типом провідності (рис. 6.1).

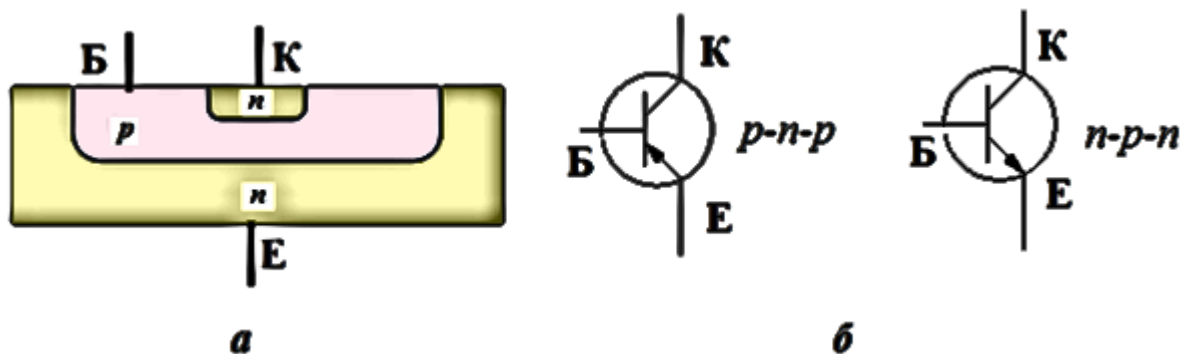


Рис. 6.1. Спрощена схема біполярного n - p - n -транзистора (а) та умовне позначення на схемах біполярних транзисторів (б).

Середня область транзистора називається базою (Б), одна крайня область емітером (Е), інша – колектором (К). Таким чином, є два p - n -переходи: емітерний – між емітером і базою і колекторний – між базою і колектором. Концентрація домішок в базі завжди значно менше, ніж у колекторі й емітері.

Введемо позначення:

I_b, I_e, I_k – струми в дротах бази, емітера і колектора;

U_{be}, U_{kb}, U_{ke} – напруги між базою і емітером, колектором і базою, колектором і емітером.

Залежно від того, який електрод є загальним для вхідного та вихідного кіл, розрізняють три схеми включення транзистора: із спільною базою – загальним електродом є база; із спільним емітером – загальним електродом є емітер; із спільним колектором – загальним електродом є колектор. Фізичні процеси в транзисторі не залежать від схеми включення, проте кожна із схем має свої особливості.

Розглянемо, як працює *n-p-n*-транзистор в найбільш уживаних схемах зі спільним емітером (рис. 6.2). Полярність їх така, що на емітерний перехід подається пряма напруга, а на колекторний – зворотня. Вольт-амперна характеристика емітерного переходу являє собою характеристику діода при прямому включенні, а колекторного – подібна характеристиці діода при зворотному включенні.

Принцип роботи транзистора полягає в тому, що пряма напруга емітерного переходу (U_e) істотно впливає на струм колектора: чим більша ця напруга, тим більші струми емітера і колектора. При цьому зміна струму колектора лише незначно менше зміни струму емітера. Таким чином, напруга U_{be} (вхідна напруга) управляє струмом колектора. Підсилення електричних коливань за допомогою транзистора засноване саме на цьому явищі.

Фізичні процеси в транзисторі відбуваються таким чином. При збільшенні прямої вхідної напруги U_{be} знижується потенціальний бар'єр в емітерному переході та відповідно зростає струм через цей перехід – струм емітера I_e . Електрони цього струму інжектуються з емітера в базу і завдяки дифузії проникають крізь базу в колекторний перехід,

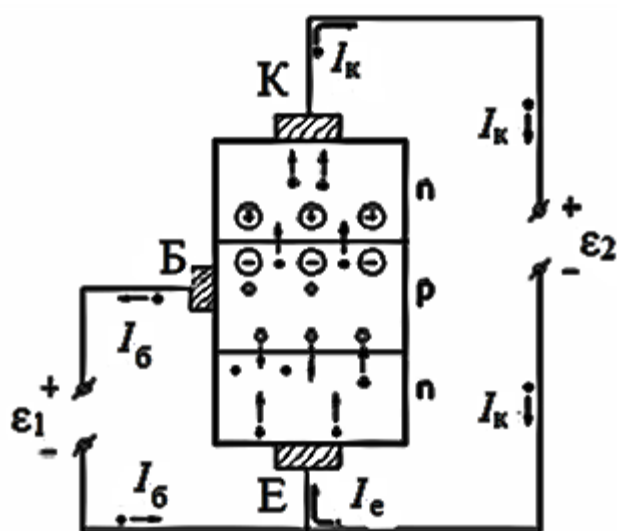


Рис. 6.2. Рух електронів та дірок в *n-p-n*-транзисторі у схемі із спільним емітером.

збільшуючи струм колектора. Так як колекторний перехід працює при зворотній напрузі, то в цьому переході виникають об'ємні заряди, показані на рис. 6.2 кружками зі знаками "+" і "-". Між ними виникає електричне поле. Воно сприяє рухові (екстракції) через колекторний перехід електронів, що прийшли сюди від емітера, тобто втягує електрони в область колекторного переходу.

Якщо товщина бази досить мала і концентрація дірок в ній невелика, то більшість електронів, пройшовши через базу, не встигають рекомбінувати з дірками бази, і досягають колекторного переходу. Лише невелика частина електронів рекомбінує в базі з дірками. У результаті рекомбінації виникає струм бази, що протікає через дрони бази. Дійсно, в сталому режимі число дірок в базі має бути незмінним. Внаслідок рекомбінації кожену секунду скільки дірок зникає – стільки ж нових дірок виникає за рахунок того, що з бази йде в напрямку до полюса джерела ε_1 таке ж число електронів. Інакше кажучи, в базі не може накопичуватися багато електронів. Якщо деяке число інжектованих в базу з емітера електронів не доходить до колектора, а залишається в базі рекомбінуючи з дірками, то точно таке ж число електронів повинно йти з бази у вигляді струму I_b .

Струм бази є «не потрібним» і навіть шкідливим і зазвичай становить відсотки струму емітера. Для того щоб струм бази був якомога меншим, базу роблять дуже тонкою і зменшують в ній концентрацію домішок, яка визначає концентрацію дірок. Тоді менше число електронів буде рекомбінувати в базі.

Роботу транзистора можна наочно представити за допомогою потенціальної діаграми, яка показана на рис. 6.3 для транзистора типу $n - p - n$. Цю діаграму зручно використовувати для створення механічної моделі транзистора. Потенціал емітера прийнятий за нульове значення. У емітерного переходу є невеликий потенціальний бар'єр. Чим більша напруга, тим

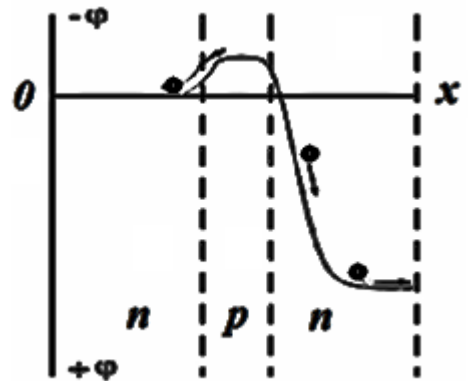


Рис. 6.3. Потенціальна діаграма транзистора $n-p-n$ -типу.

нижчий цей бар'єр. Колекторний перехід має значну різницю потенціалів, що прискорює електрони. У механічній моделі кульки аналогічні електронам, за рахунок своїх власних швидкостей піднімаються на бар'єр, аналогічний емітерному переходу, проходять через область бази, а потім прискорено скочуються з гірки, аналогічної колекторному переходу.

Емітером прийнято називати область транзистора, призначенням якої є інжекція носіїв заряду в базу. Колектором називають область, призначенням якої є екстракція носіїв заряду з бази. А базою називається область, в яку інжектуються емітером неосновні для цієї області носії заряду.

Розглянуті вище фізичні явища притаманні для n - p - n -транзисторів. Подібні ж процеси відбуваються в транзисторах типу p - n - p , але в них «міняються ролями» електрони і дірки, а також змінюються на зворотні

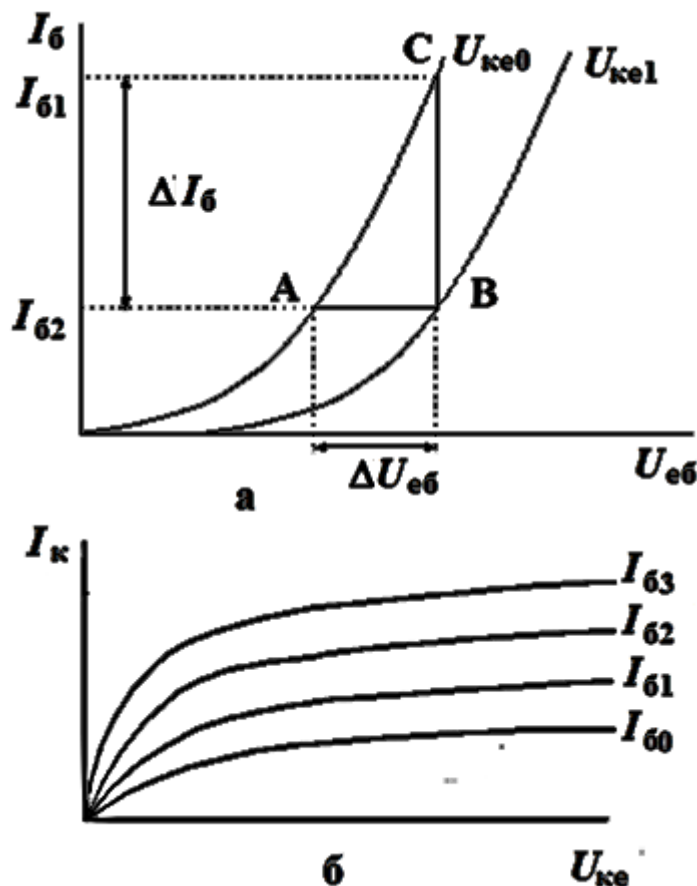


Рис. 6.4. Вхідна (а) та вихідна (б) ВАХ біполярного транзистора.

полярності напруг і напрямки струмів. У транзисторі типу p - n - p з емітера в базу інжектуються не електрони, а дірки. Вони являються для бази неосновними носіями. Із збільшенням струму емітера більше таких дірок проникає через базу до колекторного переходу. Це викликає зменшення його опору і зростання струму колектора.

У транзисторах завжди взаємно пов'язані чотири величини: вхідні та вихідні струми й напруги. Одним сімейством

характеристик цю залежність показати не можна. Необхідно мати два сімейства характеристик. Найбільш зручно розглядати сімейство вхідних характеристик разом з сімейством вихідних характеристик.

Отже біполярний транзистор має дві ВАХ (вольт-амперні характеристики): вхідну і вихідну. Вхідна ВАХ – це залежність струму бази (I_b) від напруги база-емітер ($U_{еб}$) (рис. 6.4,а). Вихідна ВАХ – це залежність струму колектора (I_k) від напруги колектор-емітер ($U_{ке}$) (рис. 6.4,б).

Основними параметрами транзистора є:

а) *коефіцієнт підсилення за струмом* – це відношення діючого значення колекторного струму до струму бази. При постійній напрузі між емітером і колектором зміна струму бази від $I_{б1}$ до $I_{б2}$, тобто на величину $\Delta I_b = I_{б2} - I_{б1}$, призводить до збільшення струму колектора на величину $\Delta I_k = I_{к2} - I_{к1}$, тоді

$$\beta = \left(\frac{\Delta I_k}{\Delta I_b} \right)_{U_{ке}=const} \quad (1)$$

Аналогічно для коефіцієнта передачі струму емітера:

$$\alpha = \left(\frac{\Delta I_e}{\Delta I_k} \right)_{U_{ке}=const} \quad (2)$$

Між цими коефіцієнтами існує зв'язок:

$$\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \quad (3)$$

Чим більше коефіцієнт α , тим менше відрізняються між собою струми колектора і емітера, тим більш ефективно можуть бути використані підсилювальні властивості транзистора. Практично α для біполярних транзисторів $\sim 0,95 \dots 0,995$, тому очевидно, що $\beta \gg 1$.

б) *вхідний опір* – дорівнює відношенню напруги емітер-база $U_{еб}$ до управляючого струму бази I_b :

$$R = \left(\frac{\Delta U_{be}}{\Delta I_b} \right) \quad (4)$$

в) коефіцієнт підсилення напруги – знаходиться за відношенням вихідної напруги $U_{ке}$ до вхідної $U_{бе}$:

$$k = \left(\frac{U_{ке}}{U_{бе}} \right) \quad (5)$$

II. Хід роботи

Завдання 1. Зняття характеристик транзистора.

1. Скласти коло за схемою із спільним емітером (рис. 6.5), суворо дотримуючись полярності джерел постійної напруги.

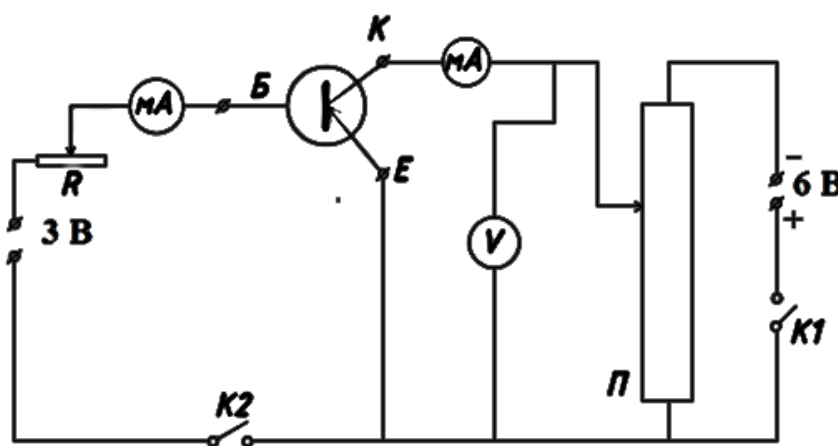


Рис. 6.5.

- Поставити повзунок потенціометра П на мінімальну напругу.
- Замкнути ключі К1 та К2. З допомогою R встановити струм бази $I_{б}=0$ та виміряти відповідне значення струму $I_{к}$.
- Збільшуючи з допомогою П напругу $U_{е-к}$ на 1 В, виміряти відповідне значення $I_{к}$, тобто одержати дані для побудови характеристики $I_{к} = f(U_{к-е})$ при $I_{б}=0$.
- Аналогічно зробити вимірювання $I_{к} = f(U_{к-е})$ при $I_{б}=0,1$ мА, потім при $I_{б}=0,2$ мА і т.д., аж до $I_{б}=0,9$ мА. Результати вимірювань занести в таблицю 1.

Таблиця 1

№ п/п	$I_{б}=0$		$I_{б}=0,1$ мА		$I_{б}=0,2$ мА		...	$I_{б}=0,9$ мА	
	$I_{к}$	$U_{к-е}$	$I_{к}$	$U_{к-е}$	$I_{к}$	$U_{к-е}$	...	$I_{к}$	$U_{к-е}$
1									

2									
...									
10									

6. Побудувати на міліметрівці характеристики $I_{ki} = f_i(U_{k-e})$.

Завдання 2. Розрахувати коефіцієнт підсилення за струмом β .

Використовуючи одержані графіки, заповнити таблицю 2 і розрахувати десять значень β та $\beta_{сер}$ та обчислити похибки.

Таблиця 2

№ п/п	1	2	3	...	10
$\Delta I_{\delta} \cdot 10^{-3} \text{ A}$					
$\Delta I_{\kappa} \cdot 10^{-3} \text{ A}$					
β					

III. Рекомендації

1. Масштаб: по осі абсцис – 10 мм – 1 В, по осі ординат – 10 мм – 10 мА.
2. Приріст ΔI_{δ} знаходити, як різницю постійних значень струмів I_{δ} бази, при яких знімалися вибрані довільно характеристики.
3. Приріст ΔI_{κ} треба вибрати в області прямолінійних ділянок графіків, між якими розраховується ΔI_{δ} .

IV. Контрольні питання

1. Поясніть механізм підсилення транзистора в схемі із спільним емітером.
2. Порівняйте будову та дію транзистора з дією вакуумного триода, який використовується як підсилювач. В чому їх схожість і відмінність?
3. Що називають статичним коефіцієнтом підсилення за струмом в схемі із спільним емітером?
4. Поясніть механізм підсилення за напругою у схемі із спільною базою.

5. Наведіть і поясніть енергетичну діаграму транзистора.
6. Як за вихідними ВАХ транзистора знайти його коефіцієнт підсилення за струмом?
7. Що пояснює рис.6.3.?Як потенціальний бар'єр емітерного переходу залежить від прикладеної напруги?
8. Доведіть рівність (3).

Лабораторна робота № 7.

ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ І ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

Мета роботи: Вивчити будову пірометра. Засвоїти один із методів експериментального визначення сталої Стефана-Больцмана.

Обладнання: Пірометр із зникаючою ниткою, досліджувана лампа, амперметр на 15 А змінного струму, вольтметр на 15 В змінної напруги, випрямляч (4 В), підвідні дроти, джерело змінного струму на 220 В, автотрансформатор.

I. Короткі теоретичні відомості

Випромінювання світла відбувається при переходах атомів і молекул із станів з більшим значенням енергії у стани з меншими. Таке випромінювання називається *тепловим* або *температурним*. Основна особливість теплового випромінювання полягає в тому, що джерелом його енергії є внутрішня енергія тіла. Теплове випромінювання тіла, що перебуває у термодинамічній рівновазі з оточуючими тілами, називається *рівноважним*.

Повна (сумарна, інтегральна) випромінювальна здатність $E(T)$ чисельно дорівнює енергії, яку випромінює тіло при даній температурі з одиниці поверхні за одиницю часу в усьому інтервалі частот.

Спектральна випромінювальна здатність тіла $e(\nu, T)$ чисельно дорівнює енергії, що випромінюється при заданій температурі одиницею поверхні за одиницю часу в інтервалі частот $\nu, \nu + d\nu$ або в інтервалі довжин хвиль $\lambda, \lambda + d\lambda$.

Зв'язок між $E(T)$ та $e(\nu, T)$ визначається так:

$$E(T) = \int_0^{\infty} e(\nu, T) d\nu. \quad (1)$$

Якщо інтервали $d\nu$ і $d\lambda$ стосуються однієї й тієї самої частини спектра, то

$$e(\nu, T) d\nu = e(\lambda, T) d\lambda \quad (2)$$

Поглинальна здатність тіла $A(T)$ показує, яку частину падаючого випромінювання поглинає тіло при заданій температурі.

Спектральна поглинальна здатність тіла $a(\nu, T)$ показує, яку частину

падаючого випромінювання в інтервалі частот ν , $\nu + d\nu$ тіло поглинає при заданій температурі. Тіла, які здатні повністю поглинати все падаюче на них випромінювання довільних довжин хвиль при будь-яких температурах, називають *абсолютно чорними*. Для них поглинальна здатність

$$A(T) = a(\nu, T) = a(\lambda, T) = 1. \quad (3)$$

Абсолютно чорних тіл (АЧТ) у природі немає. Однак існують тіла, які за своїми властивостями наближаються до абсолютно чорних тіл (чорна сажа, чорний бархат та ін.). Основною властивістю АЧТ є незалежність характеру випромінювання і поглинання від природи та стану поверхні тіла.

Випромінювальна здатність і розподіл енергії випромінювання за довжинами хвиль реальних тіл залежать від температури, хімічного складу і фізичного стану тіла та його поверхні. Незважаючи на прояв індивідуальних особливостей різних тіл, їх випромінювання має підлягати певним загальним законам. Одним з таких фундаментальних законів теорії теплового випромінювання є *закон Кірхгофа* : відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності – це універсальна функція частоти та температури тіла, яка дорівнює випромінювальній здатності АЧТ при тій же температурі, або відношення випромінювальної здатності тіла до його поглинальної здатності – це універсальна функція частоти та температури тіла, яка дорівнює випромінювальній здатності абсолютно чорного тіла при тій же температурі:

$$\frac{e(\nu, T)}{a(\nu, T)} = f(\nu, T) = \varepsilon(\nu, T), \quad (4)$$

де $f(\nu, T)$ – функція Кірхгофа.

Залежність випромінювальної здатності АЧТ від температури встановлює *закон Стефана–Больцмана*: випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню температури:

$$\varepsilon(T) = \sigma T^4, \quad (5)$$

де $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$ називається *сталю Стефана–Больцмана*.

Тоді випромінювальна здатність реальних тіл може бути визначена на основі закону Кірхгофа:

$$E(T) = A(T) \cdot \sigma T^4. \quad (6)$$

В даній лабораторній роботі для знаходження сталої Стефана–Больцмана застосовується метод порівняння потужності $P=kIU$ електричного струму, яка витрачається на розжарення вольфрамової нитки електричної лампочки і потужності теплового випромінювання з поверхні цієї нитки. Матеріал спіралі – вольфрам – можна вважати сірим тілом, тому для нього справедливе співвідношення (6).

II. Опис установки та методика вимірювання температури пірометром

Методи вимірювання високих температур, які використовують залежність випромінювальної здатності тіл від їх температури, відносяться до оптичної пірометрії. Прилади для вимірювання температури нагрітих тіл за інтенсивністю їх теплового випромінювання в оптичному діапазоні довжин хвиль називаються *пірометрами*.

Залежно від того, який із законів теплового випромінювання покладено в основу методу вимірювання температур, розрізняють три умовних температури: *енергетичну* або *радіаційну*, *яскравісну* та *кольорову*. Вони функціонально зв'язані зі справжньою температурою тіла і його випромінювальною здатністю.

Під *радіаційною* розуміють температуру АЧТ, при якій його випромінювальна здатність $\epsilon(T)$ однакова з випромінювальною здатністю $E(T)$ тіла, температуру якого визначають.

Яскравісною називають температуру АЧТ, при якій його спектральна випромінювальна здатність $\epsilon(\lambda, T)$ дорівнює спектральній випромінювальній здатності досліджуваного тіла для *тієї* самої довжини хвилі.

Під *кольоровою* розуміють температуру АЧТ, при якій спектральний склад його випромінювання однаковий із спектральним складом досліджуваного тіла, тобто відношення спектральних випромінювальних здатностей для двох заданих довжин хвиль однакові.

У даній роботі використовується пірометр, за допомогою якого вимірюється так звана *яскравісна температура*. Принцип вимірювання полягає у візуальному порівнянні яскравості досліджуваного світлого тіла та еталонного (нитка розжарювання пірометричної лампи), яке

приймається за АЧТ. Змінюючи температуру нитки пірометричної лампи, домагаються вирівнювання її яскравості з яскравістю досліджуваного тіла.

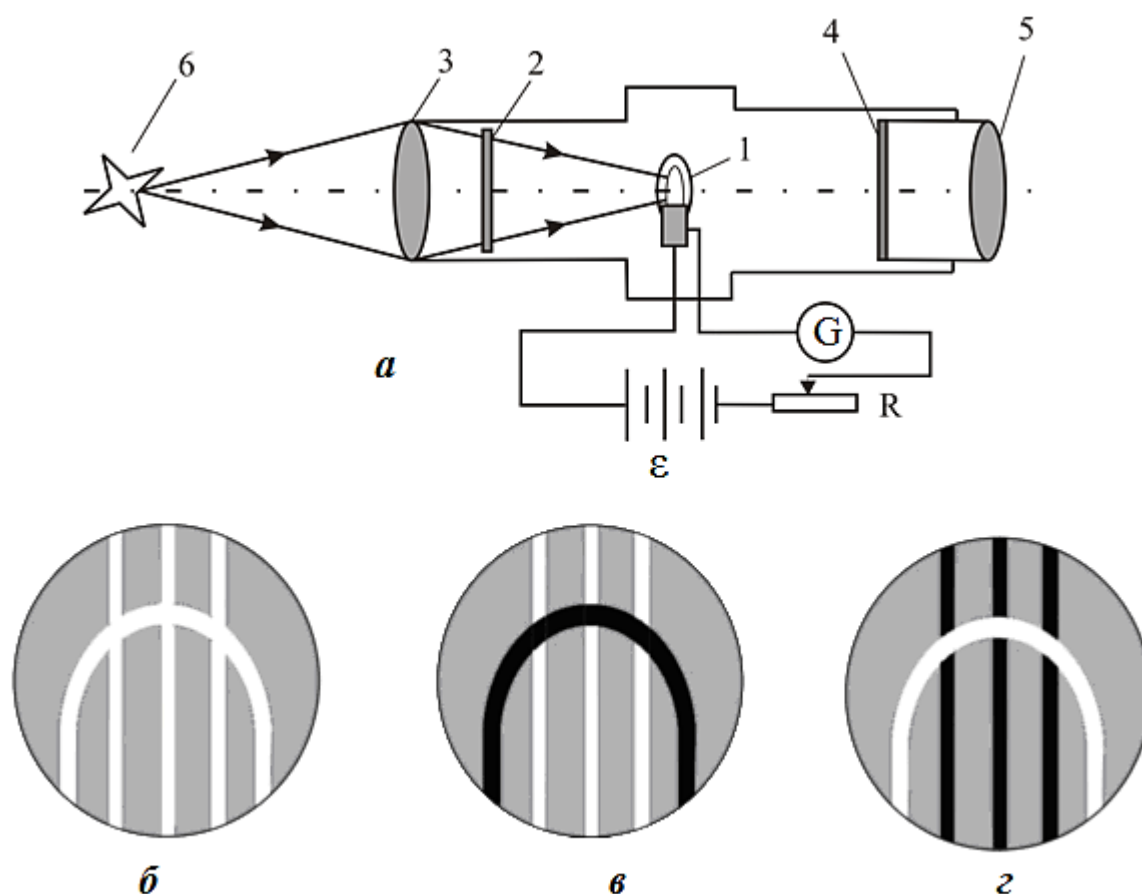


Рис. 7.1. Загальна будова пірометра (а) та вигляд еталонної нитки на фоні досліджуваного тіла (б, в, з).

Основною частиною такого пірометра (рис. 7.1, а) є еталонна лампочка **1**, нитка розжарення якої розташована у фокальній площині об'єктива **3**, призначеного для збирання світлових променів від досліджуваного об'єкта **6** у цій площині. Таким чином, у фокальній площині об'єктива зображення поверхні досліджуваного тіла, температуру якого необхідно виміряти, накладається на нитку розжарення еталонної лампочки. За допомогою реостата *R* змінюють силу струму в колі еталонної лампочки **1** і, спостерігаючи через окуляр **5** нитку розжарення еталонної лампочки, добиваються того, щоб на фоні випромінюючої поверхні нитка зникла (рис. 7.1, б). В цьому випадку яскравості нитки і поверхні досліджуваного тіла в спектральній ділянці, що пропускає світлофільтр

4, співпадають між собою. При меншому розжаренні нитки еталонної лампочки в пірометрі на фоні випромінюючої поверхні спостерігається темніша нитка (рис. 7.1, в), при більшому – світліша нитка (рис. 7.1, г).

Відлік температури за шкалою пірометра роблять тоді, коли яскравості нитки розжарення еталонної лампочки **1** пірометра і поверхні досліджуваного тіла, а отже їх випромінювальні здатності, будуть однаковими. Температура нитки розжарення еталонної лампи залежить від величини струму в колі, яка регулюється з допомогою реостата і залежить від напруги. Кожній напрузі відповідає певна температура, яку вимірюють за шкалою гальванометра, проградуйованою в одиницях температури.

Пірометр має два діапазони вимірювань:

- 1) від 1200 до 2000 °С – при червоному світлофільтрі (нижня шкала);
- 2) від 1800 до 3200 °С – при додатковому димчатому світлофільтрі (верхня шкала).

Будемо вважати, що нитка розжарення досліджуваної лампи при кімнатній температурі T_0 випромінює $E(T_0) = \sigma T_0^4$, а при розжаренні її струмом: $E(T) = \sigma T^4$. Величина $E(T) - E(T_0) = \sigma(T^4 - T_0^4)$ за законом збереження енергії дорівнює тій частині потужності електричного струму $P = kIU$, яка йде на випромінювання лампи, тобто

$$kIU = \sigma(T^4 - T_0^4)S, \quad (7)$$

де S – площа випромінювання нитки лампи.

Або, враховуючи, що досліджуване тіло не є АЧТ:

$$kIU = A(T)\sigma(T^4 - T_0^4)S, \quad (8)$$

Запишемо (8) для двох значень параметрів I_1, U_1, T_1 та I_2, U_2, T_2 і віднімемо почленно. Отримаємо:

$$\frac{I_2 U_2 - I_1 U_1}{T_2^4 - T_1^4} = A(T)\sigma S. \quad (9)$$

Звідси можна знайти σ .

III. Хід роботи

Завдання 1. Виміряти температуру спіралі досліджуваної лампи при різних напругах

1. Зберіть електричну схему (рис. 7.2). З допомогою автотрансформатора встановіть напругу на спіралі рівною 0.

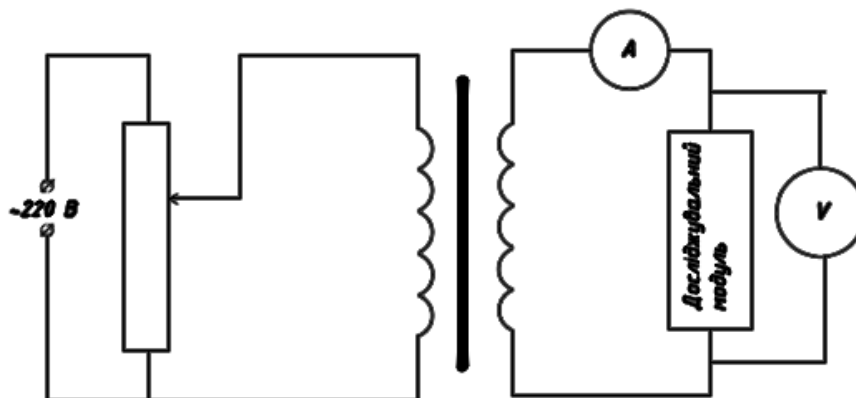


Рис. 7.2

2. Повертаючи реостат-кільце 6, повністю введіть реостат регулювання струму в колі лампи пірометра.

3. Приєднайте до клем пірометра джерело живлення (випрямляч) на 4 В, дотримуючись полярності.

4. Встановіть пірометр так, щоб спіраль досліджуваної лампи було видно при спостереженні її через окуляр, а нитка еталонної лампи пірометра у верхній своїй частині співпадала із зображенням спіралі.

5. З допомогою об'єктива 1 і окуляра 5 пірометра добийтеся чіткого зображення спіралі і нитки лампи.

6. Ввімкніть автотрансформатор (рис. 7.2) в мережу і, поступово збільшуючи напругу, добийтеся червоного світіння спіралі.

7. Поступово повертаючи кільце 6 реостата в колі лампи пірометра, добийтеся такого її розжарення, щоб нитка стала невидимою на фоні розжареної спіралі (фотометрична рівновага нитки і спіралі). При цьому температури в них будуть однаковими.

8. Запишіть покази амперметра, вольтметра та термометра (пірометра).

9. Ступенями по 2 В змінюйте напругу на спіралі (до 15 В) і для кожного значення напруги повторіть дії, вказані в пп.7 та 8.

10. Результати всіх вимірювань занесіть в таблицю.

11. Побудуйте графік залежності $IU = f(T^4)$.

Таблиця

$U, \text{В}$									
$I, \text{А}$									
$IU, \text{Вт}$									
$T, \text{К}$									
$T^4, \text{К}^4$									

Завдання 2. Розрахувати сталу Стефана–Больцмана з використанням одержаного графіка

1. На графіку виберіть три прямолінійні ділянки.
2. Спроектуйте кінці ділянок на координатні вісі.
3. Для кожної ділянки знайдіть на осях координати IU, T^4 її початку і кінця.
4. Використовуючи співвідношення (7), обчисліть сталу Стефана–Больцмана.
5. Оцініть похибки і вкажіть межі, в яких лежить значення цієї сталої.

IV. Рекомендації

1. Масштаб для побудови графіка: $3 \cdot 10^{12} \text{ К}^4 = 10 \text{ мм}$; $10 \text{ Вт} = 10 \text{ мм}$.
2. Якщо фотометрична рівновага нитки і спіралі при деяких напругах не досягається, то слід ввести димчатий фільтр поворотом рукоятки 2 і вимірювати температуру за верхньою шкалою.
3. Не забувайте: покази шкали пірометра необхідно множити на ціну поділки відповідної шкали.
4. Випромінюючу площу пластинки прийняти рівною $S = 0,8 \text{ см}^2$ (переведіть її в м^2).
5. У використовуваній установці $A(T)=0,56$ для довільного інтервалу температур.

V. Контрольні питання

1. Сформулюйте закон Кірхгофа. Який зв'язок між законом Кірхгофа та законом Стефана-Больцмана?
2. Сформулюйте наслідки із закону Кірхгофа.
3. Сформулюйте закон зміщення Віна. Що пояснює цей закон?
4. Яка будова і принцип дії оптичного пірометра? Переваги і недоліки пірометра.
5. Наведіть приклади тіл, які наближаються до абсолютно чорних.
6. Сформулюйте і запишіть закони випромінювання абсолютно чорних тіл.
7. Перерахуйте явища, процеси і стани, з якими ви мали справу в цій роботі.
8. Поясніть різницю між радіаційною, яскравісною та кольоровою температурами. Яку з них Ви будете вимірювати пірометром?

Лабораторна робота № 8

ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ГАЗОРОЗРЯДНОГО ЛІЧИЛЬНИКА

Мета роботи: Вивчити будову, правила користування та застосування газорозрядного лічильника (ГРЛ).

Обладнання: циліндричний лічильник СТС–5, блок живлення (ВСЕ-2000), лічильний прилад ПП-16, електронно-променевий осцилограф, секундомір, радіоактивний препарат.

I. Короткі теоретичні відомості

Лічильник Гейгера–Мюллера являє собою тонкостінну металеву або скляну герметичну камеру циліндричної форми, яка заповнена сумішшю газів при тиску $p = 10^2$ мм рт. ст. (робоче тіло). Із внутрішнього боку камера із скла покрита тонким шаром металу, який служить катодом К (рис. 8.1). Анодом А служить тонка ($d = 0,05$ мм) металева дротина, протягнута вздовж вісі циліндра. Завдяки цьому напруженість електричного поля велика в малій області навколо анодної дротини і мала в останньому просторі.

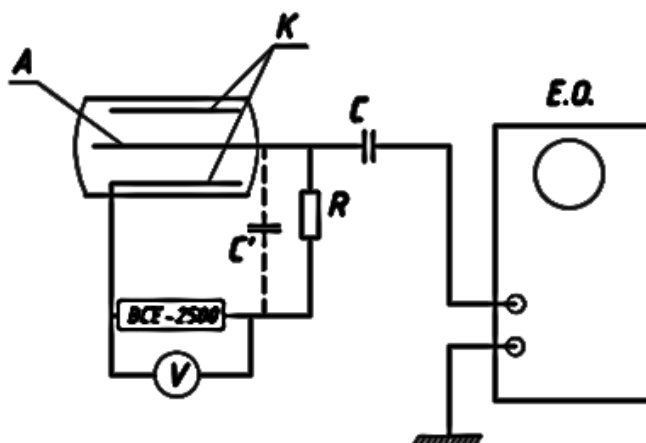
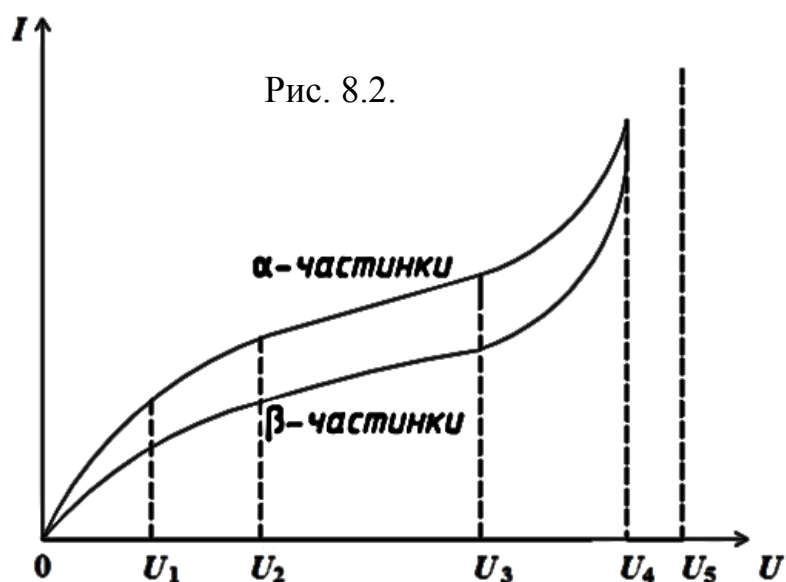


Рис.8.1.

Вольт-амперна характеристика лічильника є основною характеристикою і являє собою залежність іонізаційного струму від напруги між електродами (рис. 8.2, верхня крива для α , нижня – для β -випромінювання). Всю криву можна умовно поділити на шість ділянок. При малих напругах ($U < U_1$) лічильник працює в режимі несамостійного розряду. Іонізатором слугують α, β та γ -промені, які на своєму шляху створюють первинні йони. Частина з них встигає рекомбінувати.

При напрузі $U > U_1$ всі первинні йони встигають досягти електродів без рекомбінації. Струм досягає насичення. В області напруг від U_1 до U_2 лічильник працює в режимі іонізаційної камери.

При напрузі $U = U_2$ поблизу анода первинні йони викликають вторинну ударну іонізацію (вторинні йони), а при $U = U_2$ виникає лавинна іонізація. Замість n первинних іонів на анод приходить $n' = kn$ іонів, де $k > 1$ – коефіцієнт газового підсилення.



Область напруг від U_2 до U_3 називається *областю пропорційності*. Для неї характерно, що k не залежить від первинної іонізації та збільшується із зростанням U : при $U_2 - k = 1$; при $U_3 - k > 1000$. В такому режимі працюють пропорційні лічильники.

Область напруг від U_3 до U_4 називається *областю обмеженої пропорційності*. При цьому додатні йони, які утворюються навколо дротини, створюють просторовий заряд («чохол»), який зменшує напруженість поля біля анода. Внаслідок цього інтенсивність останніх лавин різко спадає. Тому k починає залежати від попереднього числа іонів, зменшуючись з їх збільшенням.

При досягненні $U = U_4$ – «чохол» додатних іонів іде на катод і рекомбінує. Напруженість поля біля анода відновлюється при $U > U_4$ вибиті електрони породжують нову серію лавин. В результаті виникає самостійний розряд, який не припиняється, якщо його не загасити спеціальними прийомами.

Область вольт-амперної характеристики від U_4 до U_5 називають *областю Гейгера*. При напругах, більших за U_5 починається область неперервного розряду без наявності зовнішнього іонізуючого випромінювання.

Лічильники Гейгера–Мюллера працюють в області Гейгера в режимі самостійного розряду з гасінням. У цих лічильниках імпульс досить великий ($0,2 \div 40$ В) і не залежить від енергії реєстрованої частинки.

Тому лічильник Гейгера–Мюллера тільки реєструє частинку без вимірювання її енергії.

Методи гасіння самостійного розряду в лічильниках діляться на радіотехнічні та на такі, що основані на добавці до інертного газу в трубці багатоатомних газів (пари спирту, метану, галогенів) з низьким потенціалом іонізації. Молекули цих газів поглинають ультрафіолетове випромінювання, яке супроводжує розряд, й іонізуються.

Електрони, які виникли внаслідок фотоефекту, нейтралізують іони газу. Це приводить до гасіння розряду після першої лавини.

При радіотехнічному методі розряд гаситься за рахунок зниження напруги на електродах. Останнє досягається включенням послідовно з лічильником високоомного опору чи спеціального спускового пристрою, який спрацьовує автоматично під дією переднього фронту імпульсу.

З допомогою ГРЛ можна експериментально досліджувати радіоактивність.

Нехай протягом часу dt розпадається dN ядер від вихідного числа N . Тоді

$$dN = -\lambda N dt \quad (1)$$

$$\text{Коефіцієнт пропорційності} \quad |\lambda| = dN/(Ndt) \quad (2)$$

називається сталою розпаду, яка є характерною константою радіоактивного ізотопу.

Після інтегрування (1) від N_0 при $t_0 = 0$ до N через час t , одержимо

$$N = N_0 \exp(-\lambda t). \quad (3)$$

Активністю радіоактивного препарату називається число розпадів за одиницю часу, тобто

$$A = dN/dt. \quad (4)$$

$$\text{Із співвідношень (2) та (4)} \quad \lambda = -A/N \quad (5)$$

В СІ активність вимірюється в беккерелях (Бк), $1 \text{ Бк} = 1 \text{ розпад/с}$. Позасистемна одиниця активності – кюрі (Ки), $1 \text{ Ки} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк}$.

Періодом напіврозпаду T називається час, протягом якого розпадається половина здатних до розпаду ядер, тобто $N_0/2$. Застосуємо закон радіоактивного розпаду (2) для $t=T$, одержимо

$$N_0/2 = N_0 \exp(-\lambda T) \quad (6)$$

Після логарифмування одержуємо

$$T = \ln 2 / \lambda = 0,693 / \lambda$$

(7)

Знаючи активність A і сталу розпаду λ , за (5) можна знайти N та m :

$$m = Nm_a = NM / N_a \quad (8)$$

де M – молярна маса радіоактивного ізотопу; N_a – стала Авогадро.

II. Хід роботи

Завдання 1. Вивчення газорозрядного лічильника в різних режимах роботи

1. Зібрати схему (рис. 8.1). Ввімкнути в мережу осцилограф та встановити частоту розгортки 60–100 Гц, синхронізацію – "Від мережі" та максимальну чутливість.
2. Подати на лічильник напругу 300 В (режим іонізаційної камери).
3. Помістити поряд з лічильником радіоактивний препарат. Імпульси струму, які виникають в лічильнику, на екрані осцилографа фіксуються у вигляді горизонтальної лінії.
4. Поступово збільшуючи напругу на лічильнику, перейти в режим роботи, відповідний області пропорційності. При цьому на екрані осцилографа будуть спостерігатися імпульси різної висоти.
5. Продовжуючи збільшувати напругу, перевести лічильник в область Гейгера, в якій амплітуда всіх імпульсів стане однаковою.
6. Замалювати картини на екрані осцилографа, одержані в трьох режимах роботи лічильника.

Завдання 2. Зняття лічильної характеристики лічильника

1. Виключити лічильник і замість осцилографа приєднати лічильний прилад ПП–16. Включити лічильник і подати на нього напругу 300 В.
2. Підготувати ПП-16 до роботи. Для цього необхідно натиснути клавішу "Пуск" та простежити, чи йде відлік на цифрових табло, чи ні. Якщо йде, то натиснути клавішу "Стоп". Простежити, чи припинився відлік. Потім натиснути клавішу "Сброс" і подивитися, чи всі цифрові табло показують 0.

3. Якщо лічильний прилад не працює, то натиснути клавішу "Пуск" і, повільно збільшуючи напругу, знайти таке її максимальне значення, при якому лічильник почне реєструвати частинки.
4. Натиснути клавішу "Стоп", а потім "Сброс".
5. Одночасно натиснути клавішу "Пуск" та включити секундомір. Через 10–30 с натиснути клавішу "Стоп". Знайти число n'_1 імпульсів за 10–30 с і обчислити число імпульсів за 1 хв n_1 .
6. Збільшуючи напругу ступенями по 10 В, кожного разу повторити пункти 4 та 5 доти, поки не закінчиться область плато і подальше збільшення напруги приведе до різкого росту імпульсів. У цей момент вимірювання припинити.
7. Результати всіх вимірювань занести в таблицю 1.

$U, \text{В}$							
n'_1							
n_1							

8. Побудувати графік залежності $n_1 = f(U)$.

Завдання 3. Визначити природний фон лічильника (число імпульсів за 1 хв, які реєструються лічильником при попаданні на нього випромінювання оточуючого середовища).

1. Прибрати радіоактивний елемент (здати його лаборанту).
2. Подати на лічильник напругу, яка відповідає середині плато.
3. Повторити дії, вказані в пп. 4 і 5 завдання 2.
4. Визначити природний фон лічильника і обчислити його середнє значення.
5. Результати вимірювань занести в таблицю 2 (аналогічна таблиці 1).

Завдання 4. Визначення умовної кількості радіоактивної речовини, яка відповідає фону лічильника

1. Вибрати одну із наступних радіоактивних речовин: $^{235}_{92}\text{U}$, $^{90}_{38}\text{Sr}$, $^{226}_{88}\text{Ra}$, $^{222}_{86}\text{Rn}$, $^{40}_{19}\text{K}$. За таблицями визначити період її напіврозпаду T .

2. Використовуючи співвідношення (7), знайти стаду радіоактивного розпаду λ .
3. Вважаючи, що природний фон лічильника створюється вибраною речовиною з активність $A = n_{\text{ср}}$, обчислити за (7) стаду радіоактивного розпаду λ , а за (5) – число атомів N умовної радіоактивної речовини.
4. Використовуючи співвідношення (8), знайти її масу.
5. Оцінити похибки вимірювань.

Завдання 5. Вивчення поглинання радіоактивного випромінювання металами

1. Помістити поблизу лічильника радіоактивний препарат.
2. Знайти число імпульсів за 1 хв. обчислити число імпульсів n за 1 с.
3. Виміряти товщину X металевієї пластинки з допомогою мікрометра та закрити нею радіоактивний препарат.
4. Повторити вимірювання відповідно до п.2.
5. Потім взяти по черзі другу, третю і т.д. пластинки, виміряти товщину кожної, накласти на попередню пластинку поверх радіоактивного препарату і для кожного разу відповідно до п. 2 визначити число імпульсів за секунду.
6. Результати вимірювань записати в таблицю 3, де X – товщина однієї, двох, трьох і т.д. пластинок.

$U, \text{В}$							
n'_1							
n_1							
X							

7. Побудувати графік залежності $n=f(X)$ і за ним визначити товщину шару X_m , який повністю затримує випромінювання.
8. Використовуючи закон поглинання $I=I_0 \exp(-\mu X)$
(де I_0, I – відповідно інтенсивність випромінювання в моменти часу $t_0=0$ і t , μ – лінійний коефіцієнт поглинання випромінювання, X – товщина поглинаючого шару) та із співвідношення $I \sim n$, одержимо формулу для обчислити μ :

$$\mu = \frac{\ln n_i - \ln n_j}{x_j - x_i} \quad (9)$$

9. Використовуючи результати вимірювань, одержані у завданні 3, обчислити числове значення μ (не менше як три рази)
10. Одержати формулу для розрахунку товщини шару, при проходженні якого інтенсивність випромінювання зменшується у два рази.
11. Використовуючи знайдене значення μ , обчислити товщину шару половинного поглинання.
12. Обчислити похибки для μ та $x_{1/2}$.

III. Рекомендації

1. Рекомендуємо скопіювати рис. до завдання 1 з екрана осцилографа на міліметровий папір.
2. Для побудови графіків рекомендуємо масштаби:
Завдання 2: 1000 імп/хв = 10 мм; 10 В = 10 мм.
Завдання 5: 10 імп/с = 40 мм; 10 мм = 100 мм.
3. При обчисленнях (співвідношення 9) не забувайте з вимірювань відняти природний фон лічильника.
4. Умовний радіоактивний елемент (завдання 4) вказується керівником занять чи лаборантом.
5. Необхідно дотримуватися правил техніки безпеки при роботі з радіоактивним препаратом: радіоактивний препарат одержують у лаборанта лише після того, як робоча схема буде повністю готова до роботи, і негайно здають йому після необхідних вимірювань.

IV. Контрольні запитання

1. Чому газорозрядні лічильники працюють в режимі Гейгера?
2. Поясніть фізичний зміст одержаних на екрані осцилографа картин у завданні 1.
3. Поясніть походження природного фону лічильника.
4. Виведіть формули (3) та (9).
5. Поясніть процес поглинання випромінювання металами.

6. Для яких променів (α -, β - чи γ -) розраховується коефіцієнт поглинання за формулою (9)?
7. Що таке радіоактивність?
8. Назвіть фізичні величини і основні співвідношення розпаду і закони радіоактивного розпаду.

Лабораторна робота №9

ДОСЛІДЖЕННЯ ФОСФОРЕСЦЕНЦІЇ

Мета роботи: Зняти криву затухання фосфоресценції та визначити сталу в гіперболічному законі.

Обладнання: Пластинка, покрита шаром фосфору, вміщена у світлонепроникну камеру; дзеркальний гальванометр; лампа денного світла; секундомір.

I. Короткі теоретичні відомості

Згідно з означенням С.І. Вавілова, *люмінесценція* є свічення тіла, надлишкове над тепловим того ж самого тіла в даній області спектра, при даній температурі, якщо це випромінювання має скінчену тривалість (тобто не припиняється відразу після усунення причини, яка його викликала), що значно перевищує період світлових коливань. Відмінність між тепловим випромінюванням і люмінесценцією полягає в тому, що енергія, поглинута речовиною, іде не на збільшення внутрішньої енергії, а на збільшення потенціальної енергії, яка, не переходячи у теплові коливання атомів, частково або повністю випускається. Речовина, що поглинає енергію, не взаємодіє або слабо взаємодіє з навколишнім середовищем.

Люмінесценцію можна класифікувати за типом збудження, механізмом перетворення енергії, характером світіння. За видом збудження розрізняють *фотолюмінесценцію* – збудження світлом; *радіолюмінесценцію* – збудження проникаючою радіацією; *рентгенолюмінесценцію* – збудження рентгенівськими променями; *катодолюмінісценцію* – збудження електронним пучком та інші. За тривалістю світіння розрізняють *флуоресценцію* – швидко загасаючу люмінесценцію і *фосфоресценцію* – тривалу люмінесценцію.

Після припинення дії зовнішнього збудника люмінесценція згасає протягом деякого часу свічення; люмінесценцію умовно поділяють на *флуоресценцію* ($\tau < 10^{-8}$ с) та *фосфоресценцію* ($\tau > 10^{-8}$ с). Ця характеристика люмінесценції саме і відрізняє її від відбивання, розсіяння світла, гальмівного свічення заряджених частинок, вимушеного випускання.

Речовини (тверді та рідкі), здатні фосфоресцювати, називаються *кристалофосфорами (КФ)*, або *люмінофорами*.

До основних законів фотолюмінісценції відносяться:

1. *Закон Стокса*: довжина хвилі випромінювання люмінесценції завжди більше довжини хвилі світла, що збуджує люмінесценцію.

2. Існування антистоксової люмінесценції привели до *закону Стокса–Ломмеля*: спектр випромінювання люмінофорів та його максимум зсунуті порівняно із спектром збудження та його максимумом у сторону довгих хвиль.

3. Для складних молекул справедливий *закон (або правило) дзеркальної симетрії Левшина*: спектри поглинання і випромінювання, зображені у функції частот, дзеркально-симетричні відносно прямої, що проходить перпендикулярно осі частот через точку перетину кривих обох спектрів.

4. *Закон сталості спектру люмінесценції*: незалежно від способу збудження і довжини хвилі збуджуючого світла спектр люмінесценції залишається незмінним при даній температурі.

5. *Вихід люмінесценції* – одна з найважливіших характеристик люмінесценції. Виділяють *квантовий* і *енергетичний* вихід. Під *квантовим виходом* розуміють величину, що показує відношення середнього числа випромінених квантів на один поглинений:

$$\varphi = N_{\text{вип}}/N_{\text{погл.}}$$

Вавіловим було показано, що квантовий вихід в розчинах не залежить від довжини хвилі збуджуючого світла. Це пов'язано з величезною швидкістю коливальної релаксації, в ході якої збуджена молекула передає надлишок енергії молекулам розчинника.

6. *Енергетичний вихід* – відношення енергії випромінених квантів до енергії поглинених:

$$E = \frac{E_1 N_{\text{вип}}}{E_2 N_{\text{погл}}} = \varphi(v_1/v_2)$$

Енергетичний вихід із зростанням довжини хвилі збуджуючого світла спочатку зростає пропорційно довжині хвилі збуджуючого її світла, по-

тім залишається постійним і після деякої граничної довжини хвилі різко падає вниз (закон Вавілова).

Фосфоресценція у твердих тілах пояснюється на підставі зонної теорії. Для пояснення механізмів люмінесценції зазвичай розглядаються дві сусідні зони (рис. 9.1): остання заповнена – валентна зона (ВЗ) і

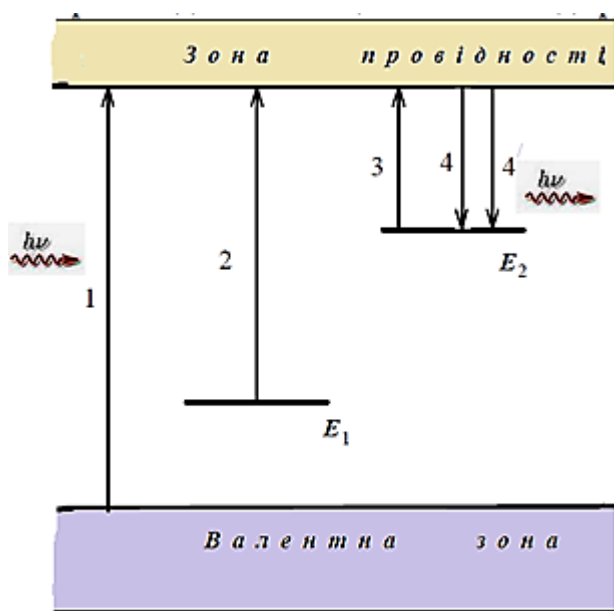


Рис. 9.1.

перша вільна – зона провідності (ЗП). У забороненій області енергій між заповненою зоною і вільною зоною розташовуються локальні рівні, обумовлені дефектами кристалічної решітки чи домішками.

При збудженні кристала (опроміненням світлом, рентгєнівськими чи γ -променями, електронним бомбардуванням і т.д.) електрон може бути переміщений в зону провідності зі станів валентної зони або з локальних рівнів

точкових дефектів (рис. 9.1, переходи 1, 2, 3). В останньому випадку відбувається іонізація точкових дефектів (переходи 2, 3).

Електрон, що потрапив в ЗП, втрачає зв'язок з атомом, якому він належав раніше, і переміщається кристалом доти, поки не зустрінє дефект кристалічної решітки, наприклад, утворений активатором дефект, який також втратив свій електрон – іонізований. Рекомбінуючи з таким іонізованим центром, електрон віддає надлишок енергії у вигляді фотона (випромінювальний перехід 4') або тепла (безвипромінювальний перехід 4). Процес, який супроводжується іонізацією (розпадом) центрів захоплення з подальшою випромінювальною рекомбінацією, називають *рекомбінаційною люмінесценцією*. Люмінесценція, не супроводжується перенесенням носіїв заряду, називається *нерекомбінаційною*.

Закон загасання люмінесценції в ідеалізованому випадку коли в КФ є тільки центри світіння і повністю відсутні центри захоплення можна

одержати з таких міркувань. Якщо число іонізованих центрів свічення N і електронів у зоні провідності n в будь-який момент часу однакове, а β – ймовірність рекомбінації електрона з центром світіння, то зменшення кількості іонізованих центрів свічення за час dt можна виразити

$$-dN = \beta N n dt = \beta N^2 dt \quad (1)$$

Інтегруючи, отримаємо:

$$1/N = \beta t + \text{const.} \quad (2)$$

Якщо відлік часу вести від моменту зняття збудження і через N_0 позначити число іонізованих центрів свічення в момент t , то

$$\text{const} = 1/N_0 \text{ і } 1/N = \beta t + 1/N_0;$$

звідки
$$N = N_0 / (1 + \beta N_0 t). \quad (3)$$

Якщо знехтувати ймовірністю безвипромінювальних переходів збуджених центрів світіння в основний, то інтенсивність люмінесценції можна вважати пропорційною $-dN/dt$. Тому $I \sim dN/dt = \beta N^2$ або

$$I = \beta N_0^2 / (1 + \beta N_0 t)^2,$$

при $t = 0$ $I = I_0 = \beta N_0^2$, тому кінцево

$$I = I_0 / (1 + (\beta I_0)^{1/2} t)^2 \quad \text{або} \quad I = I_0 / (1 + \alpha t)^2. \quad (4)$$

Таким чином, для КФ, що не мають центрів захоплення, закон затухання являє собою гіперболу другого порядку. Досвід показує, що в деяких випадках затухання люмінесценції КФ дійсно описується гіперболою другого порядку. Однак найчастіше, як було зазначено ще Беккерелем (1868 р.), експериментально спостережувані закони загасання являють собою гіперболу з показником степеня меншим двох:

$$I = I_0 / (1 + \alpha t)^n, \quad (5)$$

де $1 \leq n \leq 2$, α – стала, що лежить в досить широких межах (від долей с^{-1} до багатьох тисяч с^{-1}).

Розбіжність висновків наведеного вище теоретичного розгляду з експериментом цілком зрозуміла, тому що одержання закону загасання було проведено для ідеалізованого випадку коли фосфор має центри свічення без центрів захоплення. У реальному КФ поряд з центрами свічення є велика кількість різних центрів захоплення. Крім того, бувають КФ, які містять центри світіння двох і більше видів. Тому задача

теоретичного відшукування закону загасання для реального КФ досить складна.

Перетворимо (5) (винесемо α за дужки) і одержимо

$$I_t = \frac{A}{(B+t)^n}. \quad (6)$$

При умові $t \gg B$ маємо

$$I_t = \frac{A}{t^n}. \quad (6')$$

Прологарифмуємо (6'):

$$\lg I_t = \lg A - n \lg t \quad (7)$$

На рис. 9.2,а та 9.2,б подані графічні залежності $I_t = f(t)$, $\lg I_t = f(\lg t)$.

Із графіка (рис. 9.2,б) можна знайти показник гіперболи

$$n = \operatorname{tg} \phi, \quad (8)$$

а також сталу A .

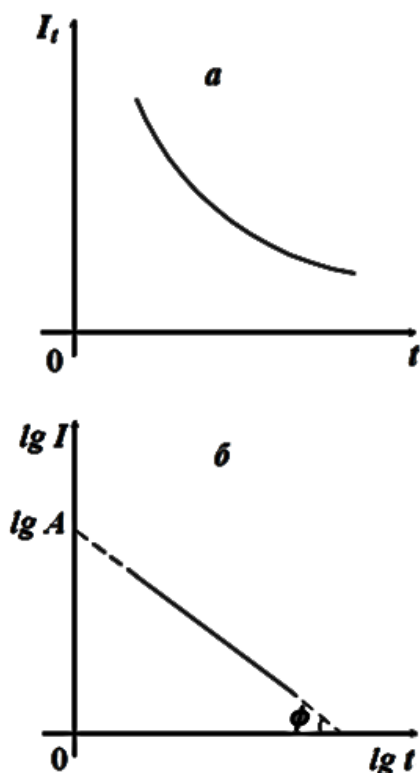


Рис.9.2.

II. Хід роботи

Завдання 1. Вивчення затухання фосфоресценції

1. З'єднайте виводи від фотоелемента 1 (рис. 4), вміщеного у світло-непроникну камеру, з гальванометром 2 та ввімкніть освітлювач гальванометра.

2. Витягніть із камери пластинку з фосфором 3.

3. Ввімкніть лампу денного світла 4 і освітлюйте пластинку протягом 5–10 с.

4. Опустіть пластинку в камеру, одночасно ввімкніть секундомір. При цьому світловий вказівник гальванометра вийде за межі шкали.

5. Визначте за секун-

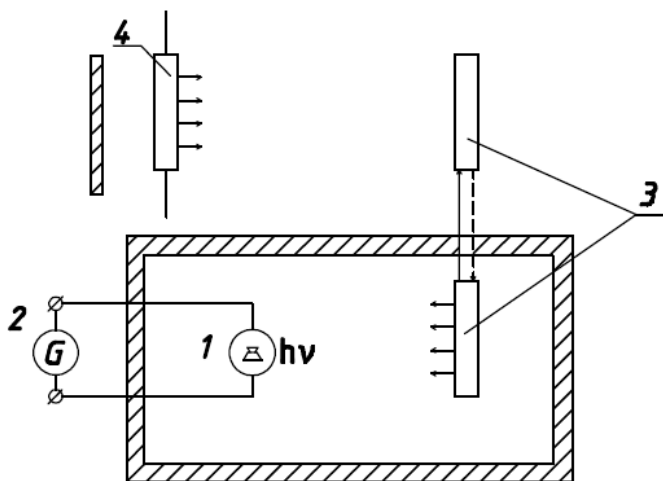


Рис. 9.3.

доміром час повернення вказівника гальванометра до 6-ї поділки шкали гальванометра.

6. Повторіть (пп. 2, 3, 4, 5) дослід 3 рази. Усі вимірювання запишіть в таблицю.

7. Пункти 2-6 повторіть для 5, 4, 3, 2, 1 поділок гальванометра. Результати занесіть в таблицю:

Покази гальванометра в поділках	I, A	t, c	$t_{\text{сер}}, \text{c}$	lgI_t	$lgt_{\text{сер}}$
6					
5					
...					

8. Побудуйте графік $I_t = f(t_{\text{сер}})$.

Завдання 2. Визначення показника гіперболи і сталої A

1. Визначте десяткові логарифми середнього часу і показів гальванометра.

2. Побудуйте графік залежності $lgJ_t = f(lgt_{\text{сер}})$.

3. Екстраполуйте одержану пряму до перетину із осями координат (пунктиром).

4. За графіком знайдіть lgA , а потім визначте A.

5. За графіком знайдіть n ; (tgφ).

6. Виберіть три довільні значення $t_{\text{сер}}$ та $I_{\text{сер}}$, обчисліть за (2) значення B.

7. Запишіть закон затухання фосфоресценції (2) з обчисленими значеннями A, B та n.

III. РЕКОМЕНДАЦІЇ

Рекомендований масштаб:

для $I_t = f(t_{\text{сер}})$: 1 c = 10 мм, 1 поділка шкали = 10 мм;

для $lgJ_t = f(lgt_{\text{сер}})$: 1 од. виміру lgJ_t та $lgt_{\text{сер}}$ = по 100 мм.

IV. КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Назвіть види люмінесценції за способом її збудження.

2. Перерахуйте закони люмінесценції.
3. Чому затухання фосфоресценції спочатку йде швидко, а потім уповільнюється?
4. Чим відрізняється фосфоресценція від флюоресценції? Як пояснити цю відмінність з точки зору зонної теорії?
5. У чому суть комбінаційної люмінесценції?
6. Виведіть робочу формулу.
7. Поясніть як за графіком 9.2, б можна знайти показник гіперболи?
8. Де і з якою метою застосовується фосфоресценція і флюоресценція?

Лабораторна робота № 10

ВИВЧЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

Мета роботи: Вивчити будову та принцип дії вакуумних фотоелементів. Експериментально дослідити основні закони зовнішнього фотоелементу.

Обладнання: Оптична лава з освітлювачем та досліджуваним фотоелементом (СЦВ – 3), випрямляч, автотрансформатор, вольтметр на 150 В, мікроамперметр на 50 мкА.

I. Короткі теоретичні відомості

Фотоелементом називають явище виривання електронів із речовини під дією світла. Розрізняють: *зовнішній фотоелемент* – явище вибивання електронів з поверхні тіла під дією електромагнітного випромінювання; *внутрішній фотоелемент* – явище збільшення електропровідності напівпровідника за рахунок електронів, вирваних з молекул або атомів під дією світла; *вентильний фотоелемент* – збудження ЕРС на межі метал-напівпровідник чи на межі різних напівпровідників.

Типові вольт-амперні характеристики фотоелементу приведено на рис.10.1, з яких слідує, що:

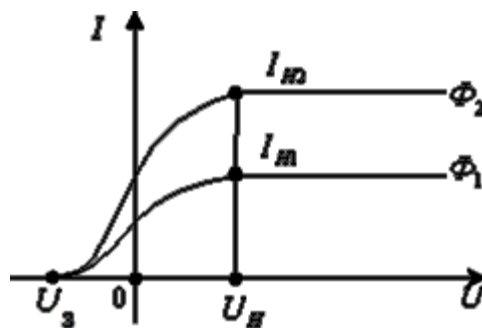


Рис. 10.1.

1. Якщо немає напруги між електродами значення фотоструму відмінне від нуля – це означає, що фотоелектрони під час вильоту мають кінетичну енергію;
2. При сталому світловому потоці ($\Phi = \text{const}$) сила фотоструму залежить від напруги $I = f(U)$; крива $I = f(U)$ має максимум, який називається *струмом насичення* I_n ; струм насичення пропорційний освітленості (рис. 10.2).

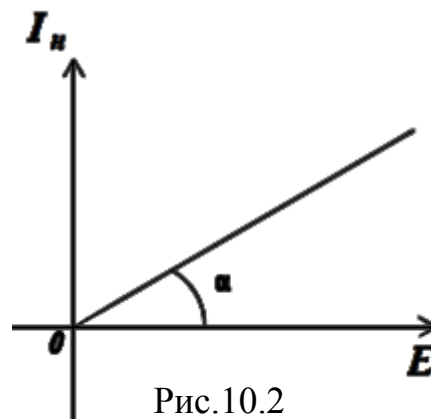


Рис.10.2

3. За деякої затримувальної напруги U_3 (на анод подано мінус від джерела струму) фотострум припиняється; зна-

чення затримувальної напруги не залежить від світлового потоку Φ ;

4. Вимірявши затримувальну напругу, можна знайти максимальне значення кінетичної енергії електронів, що вириваються світлом із катода:

$$eU_3 = \frac{m\nu_{\max}^2}{2}. \quad (1)$$

На основі цих експериментальних фактів сформульовано *закони зовнішнього фотоефекту*:

1) кількість електронів, вирваних світлом з поверхні металу за 1 с є прямо пропорційною поглинутій енергії світлової хвилі (інтенсивності світла);

2) максимальна кінетична енергія фотоелектронів зростає лінійно з частотою світла і не залежить від його інтенсивності;

3) для кожної речовини існує *червона межа фотоефекту* (поріг фотоефекту) – така найменша частота $\nu_{\min}$ (чи найбільша довжина світлової хвилі $\lambda_{\max}$), за якої ще можливий фотоефект;

4) фотоефект є безінерційним явищем (виліт фотоелектронів починається з моменту освітлення катода).

Застосовуючи до взаємодії фотона з електроном закон збереження енергії, Ейнштейн встановив *рівняння фотоефекту*:

$$h\nu = A_{\text{вих}} + \frac{m\nu^2}{2}, \quad (2)$$

де $A_{\text{вих}}$ – робота виходу електрона з металу; $\frac{m\nu^2}{2}$ – його кінетична енергія; ν – частота опромінюючого світла; $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$ Дж · с – стала Планка.

Враховуючи (1), одержимо

$$U_3 = \frac{h}{e}\nu - \frac{A_{\text{вих}}}{e}. \quad (3)$$

Порівнюючи (3) з $U_3 = f(\nu)$ (рис. 10.3), бачимо, що

$$tg\beta = \frac{h}{e} \quad (4); \quad h\nu_0 = A_{\text{вих}} \quad (5).$$

Фотоелементи – це прилади, які перетворюють світлову енергію на електричну.

Сучасні фотоелементи із зовнішнім фотоелементом складаються із скляного балона 1 (рис. 10.4), з якого відкачано повітря. Половина внутрішньої поверхні балона покрита світлочутливим шаром 2, що складається з оксидів металів: цезію (Cs), рубідію (Rb), калію (K), натрію (Na), які мають малу роботу виходу. Цей шар є катодом. Анодом 3 слугує напівсферичний металевий електрод. Катод і анод з'єднані з двома штирками 4, з допомогою яких фотоелементи закріплюються на панелі із клемми для вмикання в коло.

Газонаповнені фотоелементи відрізняються від вакуумних тим, що їх наповнюють інертним газом, щоб збільшити фотострум за рахунок іонізації газу.

Приклад вакуумних фотоелементів – сурьмяноцезієві вакуумні (СЦВ – 3, СЦВ – 4) фотоелементи; газонаповнених – цезієвий газонаповнений (ЦГ – 3 та інші).

II. Хід роботи

Завдання 1. Зняти ВАХ вакуумного фотоелемента $I_\Phi = f(U)$ при $\Phi = const$

1. Розташувати освітлювач та фотоелемент на кінцях оптичної лави на одній висоті один проти одного, виміряти віддаль між ними.
2. Зібрати схему для вмикання в мережу освітлювача 1 (рис. 10.5, а), перевірити її та з допомогою автотрансформатора 2, подавши на лампу напругу 12 В.

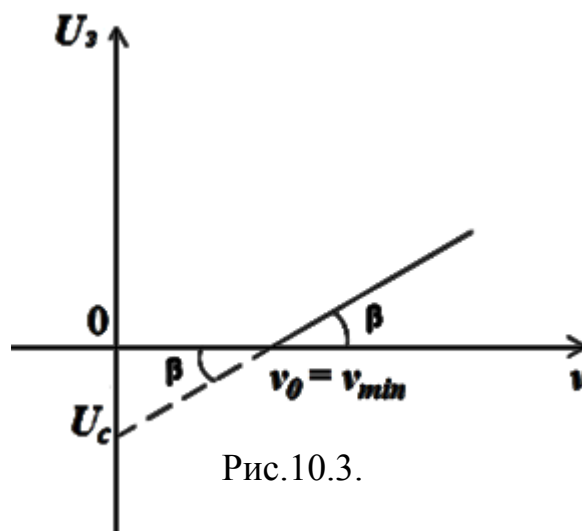


Рис.10.3.

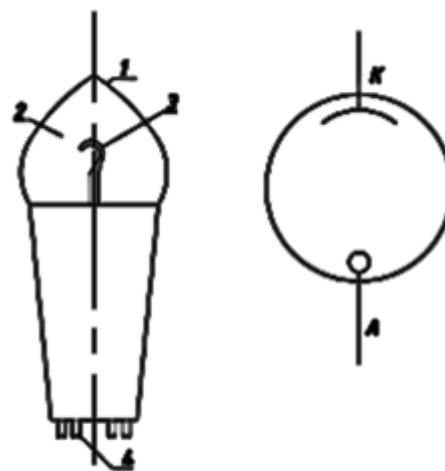


Рис.10.4.

3. Зібрати та перевірити схему (рис. 10.5, б).
4. Змінюючи з допомогою потенціометра випрямляч (ВУП – 2) напругу через 10 – 15 В, записати для кожної напруги U величину фотоструму (покази мікроамперметра).
5. Зняти вольт-амперну характеристику (ВАХ), зменшивши віддаль R від лампи освітлювача до фотоелемента на 10 см, а потім на 20 см.
6. Результати всіх вимірювань занести в таблицю.

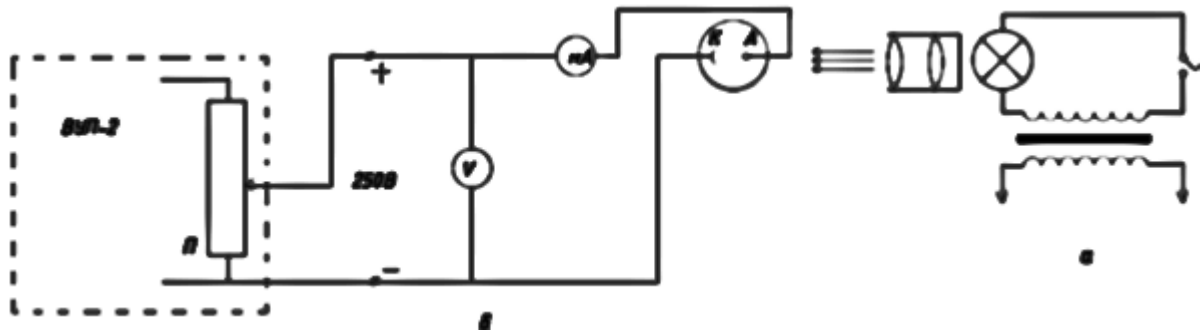


Рис.10.5

7. Побудувати за табличними даними залежності $I_{\Phi} = f(U)$ при $\Phi = \text{const}$ для трьох випадків.
8. Визначити струм насичення I_H та напругу U_H , при якій він досягається.

Завдання 2. Зняти світлову характеристику фотоелемента $I_H = f(E)$

1. Знаючи силу світла лампи освітлювача ($I = 21 \text{ кд}$) та віддаль R від лампи освітлювача до фотоелемента, розрахувати освітленість за формулою $E = \frac{I}{R^2}$.
2. Дані розрахунків занести в таблицю:

№ п/п	R , м	I_H , $10^{-6} \cdot \text{А}$	E , лк
1			
2			
3			

3. Користуючись знайденими значеннями I_H у завданні 1, побудувати графік залежності $I_H = f(E)$.

Завдання 3. Розрахувати чутливість фотоелемента

1. Світловий потік білого світла, який падає на поверхню світлочутливого шару, обчислити за формулою $\Phi = E \cdot S$ для кожного значення E (див. попереднє завдання).
2. Знайти $S = \pi r^2$ для освітлювального отвору фотоелемента.
3. Знайти чутливість фотоелемента за формулою: $K = I_\phi / \Phi$.
4. Обчислити середнє значення та похибки.

III. Рекомендації

Рекомендований масштаб:

Завдання 1: 20 В = 10 мм; 2 мкА = 10 мм.

Завдання 2: 10 лк = 10 мм; 4 мкА = 10 мм.

IV. Контрольні питання

1. Назвіть види фотоефекту. У чому їх суть?
2. Сформулюйте закон Столетова для зовнішнього фотоефекту.
3. Поясніть механізм зовнішнього фотоефекту, наявність червоної межі і затримуючої напруги, використовуючи рівняння Ейнштейна.
4. Поясніть причини та особливості характеристикних ВАХ для фотоефекту (рис.10.1).
5. Які висновки слідують із типових ВАХ фотоефекту?
6. Що таке чутливість фотоеlementу? Від чого вона залежить?
7. Назвіть, де і для яких цілей використовуються вакуумні та газонаповнені фотоеlementи.
8. Перерахуйте їхні переваги та недоліки.

Лабораторна робота №11.

ВИВЧЕННЯ ВАКУУМНОГО ДІОДА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА.

Мета роботи: дослідження вольт-амперних характеристик вакуумного діода та визначення питомого заряду електрона на основі рівняння Богуславського-Ленгмюра.

Обладнання: радіолампа 2Ц2С, випрямляч ВУП - 2, вольтметр М45 на 150 В, міліамперметр на 75 мА, амперметр на 2,5 А, реостат на 10 Ом, реостат на 200 Ом, з'єднувальні провідники.

I. Короткі теоретичні відомості

Явище виходу електронів з металів називають *емісією*. Емісія електронів може відбуватися при бомбардуванні поверхні металу електронами або іонами (вторинна електронна емісія) під дією світла, що падає на метал (фотоелектронна емісія) і внаслідок теплового руху електронів провідності. Емісію, зумовлену тепловим рухом електронів - називають *термоелектронною*. Термоелектронну емісію зручно вивчати і спостерігати за допомогою вакуумного діода, який має два електроди (розжарений катод, який слугує для емісії електронів, і анод, що приймає ці електрони), розташовані в скляному, металевому або керамічному балоні.

Дослід показує, що сила анодного струму залежить від температури катода і від різниці потенціалів між катодом і анодом лампи. При постійній температурі величина анодного струму зростає зі збільшенням різниці потенціалів. Однак, ця залежність не є лінійною, як це слідувало б із закону Ома, а носить більш складний характер і підпорядковується закону Богуславського–Ленгмюра, який можна одержати із наступних міркувань.

Якби всі електрони, що вилетіли з катода досягли анода, то струм не залежав би від прикладеної напруги. Проте в реальності при зростанні напруги струм в колі зростає, причому закон цього зростання залежить від величини прикладеної напруги. Пояснюється це тим, що між катодом

і анодом утворюється негативний просторовий заряд з електронів, які вилетіли з катода та утворюють так звану електронну хмарину. Ця хмарина створює електричне поле, яке гальмує електрони і тим самим зменшує струм в колі.

Для отримання залежності струму від напруги розглянемо поле в просторі між катодом і анодом. Припустимо, що обидва електроди лампи плоскі, паралельні один одному і досить великі, тоді напруженість і потенціал поля будуть залежати тільки від однієї координати x , причому цю вісь направимо перпендикулярно до електродів, а початок координат помістимо на поверхні катода. Потенціал електричного поля при сталому струмі задовольняє рівнянню Пуассона:

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon_0} = \frac{ne}{\varepsilon_0}, \quad (1)$$

де e – абсолютне значення заряду електрона.

Густина струму може бути визначена із виразу:

$$j = n e v. \quad (2)$$

Якщо в міжелектродному проміжку створити вакуум, то зіткненнями електронів можна знехтувати і визначити швидкість електрона із закону збереження енергії, тобто

$$mv^2/2 = e\varphi. \quad (3)$$

При цьому потенціал катода приймаємо рівним нулю і нехтуємо тепловими швидкостями, з якими електрони вилітають з поверхні катода. Виключивши з цих співвідношень концентрацію і швидкість електронів, одержимо

$$\frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{a^2}{\sqrt{\varphi}}, \quad (4)$$

де $a^2 = \frac{j}{\varepsilon_0} \sqrt{\frac{m}{2e}}$ – константа, оскільки густина струму j від координати x не залежить.

При $x = 0$ напруженість електричного поля повинна дорівнювати нулю, оскільки інакше всі електрони, що вилетіли з катода захоплювалися б полем до анода, і при будь-якій напрузі між катодом і анодом

досягався б струм насичення. Таким чином, рівняння (4) доповнюється двома граничними умовами:

$$\varphi = 0 \text{ і } d\varphi/dx = 0 \text{ при } x = 0. \quad (5)$$

Для розв'язування цього рівняння домножимо його на $d\varphi/dx$, тоді отримаємо:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = 4a^2 \frac{d}{dx} \sqrt{\varphi}. \quad (6)$$

Інтегруючи це рівняння, з урахуванням граничних умов, одержимо:

$$\left(\frac{d\varphi}{dx} \right)^2 = 4a^2 \sqrt{\varphi}. \quad (7)$$

При добуванні кореня слід залишити тільки додатній знак φ , так як потенціал φ повинен монотонно зростати з наближенням до анода, тобто повинен бути позитивним. Далі одержуємо рівняння першого порядку з відокремлюваними змінними, яке легко інтегрується. З урахуванням граничних умов отримаємо:

$$\frac{4}{3} \varphi^{\frac{3}{2}} = 2ax. \quad (8)$$

Підставивши сюди значення a , маємо:

$$j = \left(\frac{4\varepsilon_0}{9} \right) \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{\varphi^{\frac{3}{2}}}{x^2}. \quad (9)$$

Зокрема, якщо U – напруга між катодом і анодом, а d – відстань між ними, то

$$j = \frac{4\varepsilon_0}{9} \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2} = CU^{\frac{3}{2}}, \quad (10)$$

або, враховуючи, що $I = j \cdot S$, де S – площа поверхні через яку виходять електрони, то (10) набуває вигляду:

$$I = \frac{4\varepsilon_0}{9} S \sqrt{\frac{2e}{m}} \frac{U^{\frac{3}{2}}}{d^2} = CU^{\frac{3}{2}}. \quad (11)$$

Ця формула зазвичай називається «законом трьох других» Богуславського–Ленгмюра. Від форми електродів залежить тільки коефіцієнт C . При малих напругах ця формула дає занижені значення струму, так як

при її виведенні не враховувався тепловий розкид швидкостей електронів. При великих напругах формула «не працює» через кінцевість емісійної здатності катода, і в цьому випадку спостерігається насичення струму. Найбільш добре ця формула узгоджується з дослідними даними при проміжних напругах.

Отже для плоского діоду:

$$C = \frac{4}{9} \varepsilon_0 \frac{S}{d^2} \sqrt{\frac{2e}{m}}. \quad (12)$$

У випадку коаксіальних циліндричних електродів ці ж міркування слід провести аналогічно, але в циліндричних координатах. Тоді стала C' виражається формулою:

$$C' = \frac{8\sqrt{2}}{9} \pi \varepsilon_0 \sqrt{\frac{e}{m}} \frac{l}{r \beta^2}. \quad (13)$$

де $\frac{e}{m}$ – питомий заряд електрона, r – радіус анода, l – довжина катода, β – коефіцієнт, що залежить від відношення радіусів катода та анода.

Вакуумні діоди характеризують такими параметрами: *статичним опором* R_0 , *крутістю характеристики* S та *диференціальним опором* R_i

Статичний опір визначають при постійній анодній напрузі U_a і відповідному анодному струмі I_a :

$$R_0 = \frac{U_a}{I_a}. \quad (14)$$

Оскільки вольт-амперна характеристика діода нелінійна, то R_0 має різні значення для різних точок кривої $I_a = f(U_a)$.

Крутість характеристики визначається як відношення зміни анодного струму ΔI_a до зміни анодної напруги ΔU_a , тобто

$$S = \frac{I_a}{U_a} \quad (15)$$

Величину обернену до крутості характеристики S називають *диференціальним опором*:

$$R_i = \frac{1}{S} = \frac{U_a}{I_a}. \quad (16)$$

Оскільки в даній роботі за вольт-амперними характеристиками діода визначається питомий заряд електрона, зручно будувати графік

залежності анодного струму від анодної напруги в степені $3/2$. Кутовий коефіцієнт одержаної прямої у випадку коаксіальних циліндричних електродів визначається виразом (13).

Звідси можливо розрахувати питомий заряд електрона $\frac{e}{m}$:

$$\frac{e}{m} = \left(\frac{1}{8\pi\epsilon_0} \frac{9r\beta^2}{\sqrt{2}l} C' \right)^2. \quad (17)$$

При побудові вольт-амперної характеристики вакуумного діода для різних струмів розжарення отримується сімейство характеристик, що різняться навіть при низьких анодних напругах. Це пов'язано з тим, що при зміні температури катоду контактна різниця потенціалів між катодом та анодом і початкові швидкості електронів змінюються.

В даній роботі використовується лампа з підігрівним оксидним катодом. Оксидний катод відрізняється тією особливістю, що в нього не спостерігається різко вираженого, як у катоді із чистих металів, насичення анодного струму. Це викликано значним впливом зовнішнього електричного поля на величину струму емісії оксидного катоду. Тому навіть при значних зовнішніх полях, при подальшому збільшенні анодної напруги, анодний струм продовжує зростати.

В роботі використана радіолампа 2Ц2С з наступними параметрами: радіус анода $r = 0,95$ см; $\beta = 0,98$; довжина катода $l = 1,1$ см.

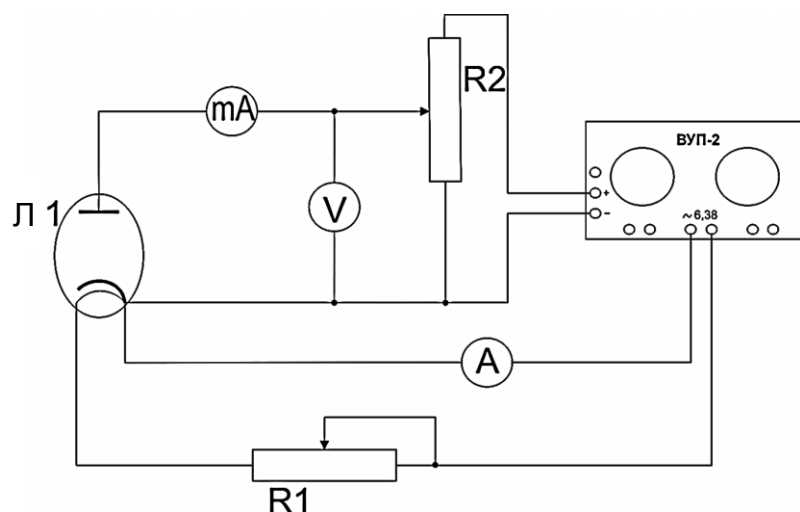


Рис. 11.1.

II. Хід роботи

1. Зібрати схему для проведення вимірювань згідно рис.11.1.

2. Встановити за допомогою реостата $R1$ струм розжарення $1,4$ А.

3. Змінюючи реостатом $R2$ анодну

напругу від 0 до 150 В через кожні 10 В фіксуємо анодний струм міліамперметром.

4. Повторити вимірювання при струмі розжарення 1,5 А та 1,75 А.

5. Одержані дані занести в таблицю та побудувати сімейство вольт-амперних характеристик діода.

$U_a, \text{В}$	$I_p=1,4 \text{ А}$	$I_p=1,5 \text{ А}$	$I_p=1,75 \text{ А}$	$U^{3/2}, \text{В}$
	$I_a, \text{мА}$	$I_a, \text{мА}$	$I_a, \text{мА}$	
10				
20				
.....				
140				
150				

6. Використовуючи одержані графіки розрахувати параметри діода R_0 , S , R_i для кожної кривої (використовуючи формули 14, 15, 16).

7. Побудувати графік $I_a = f(U^{3/2})$, використовуючи дані, одержані при струмі розжарення 1,5 А.

8. Визначити кутовий коефіцієнт C одержаної прямої і розрахувати за формулою (17) питомий заряд електрона $\frac{e}{m}$.

П р и м і т к а : При визначенні кутового коефіцієнта відношення відрізків брати у відповідних одиницях.

9. Порівняти одержаний результат з табличним значенням $\frac{e}{m}$ та розрахувати похибки вимірювань.

І І І . Контрольні запитання:

1. Що називається емісією, та які види емісії ви знаєте?
2. Чому анодний струм не зростає лінійно від прикладеної до лампи напруги?
3. Якими параметрами характеризується вакуумний діод та їх фізичний зміст?
4. На основі яких теоретичних засад розглядається питання залежності $I_a = f(U_a)$ для вакуумного діода?

5. Вивести формулу Богуславського–Ленгмюра для випадку плоских електродів.
6. Сформулювати і записати закон Богуславського–Ленгмюра в загальному випадку та у випадку плоского і циліндричного анода.
7. З яких міркувань у даній роботі визначається питомий заряд електрона?
8. Якими методами, крім розглянутого в даній роботі, можливо визначити питомий заряд електрона?

Рекомендована література

1. І.М.Кучерук, В.П.Дущенко. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. — Київ: Вища школа, 1991.
2. Г.Ф.Бушок, В.В.Левандовський, Г.Ф.Півень. Курс фізики, Т. 2. — Київ:Либідь, 1997.
3. И.В.Савельев. Курс общей физики, т.3. — Москва: Наука, 1988.
4. А.В.Кортнев, Ю.В.Рублев, А.Н.Куценко. Практикум по физике.— Москва: Высшая школа, 1963.
5. Лабораторный практикум по общей физике / под ред. Е.М.Гершензона, Н.Н.Малова.— Москва: Просвещение, 1985.

Царенко Олег Миколайович
Сальник Ірина Володимирівна
Сірик Едуард Петрович
Сірик петро Васильович

НАВЧАЛЬНО-МЕТОДИЧНЕ ВИДАННЯ

Лабораторний практикум з курсу загальної фізики
частина 5. Квантова фізика

СВІДОЦТВО ПРО ВНЕСЕННЯ СУБ'ЄКТА ВИДАВНИЧОЇ
СПРАВИ ДО ДЕРЖАВНОГО РЕЄСТРУ ВИДАВЦІВ, ВИГОТОВНИКІВ І РОЗПО-
ВСЮДЖУВАЧІВ ВИДАВНИЧОЇ ПРОДУКЦІЇ
Серія ДК № 1537 від 22.10.2003 р.

Підписано до друку 17.12.08 Формат 60x84^{1/16}. Папір офсет.

Друк різнограф. Ум.др.арк. 4,8 Тираж 100 Зам. № 7472

РЕДАКЦІЙНО-ВИДАВНИЧИЙ ВІДДІЛ
Кіровоградського державного педагогічного
університету імені Володимира Винниченка
25006, Кіровоград, вул.. Шевченка, 1.
Тел.(0522) 24-59-84.
Fax (0522) 248544.
E-mail: mails@kspu.kr.ua

