

53(075)

A 18

Міністерство освіти України
Інститут змісту і методів навчання
Вінницький державний технічний університет

С. Т. Авдеев, М. М. Ткаченко, С. І. Резнік

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

З ФІЗИКИ

ЧАСТИНА 3

*(ядерна фізика, статистична фізика і термодинаміка,
фізика твердого тіла)*



394692

53(075)

A 18

1998

Авдеев С.Г. Лабораторний практикум з фізи

ти України

Інститут змісту і методів навчання

Вінницький державний технічний університет

ISBN 5 - 7763 - 9169 - 5

С.Т. Авдеев, М.М. Ткаченко, С.І. Резнік

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

З ФІЗИКИ

частина 3

*(ядерна фізика, статистична фізика і термодинаміка,
фізика твердого тіла)*

*Навчальний посібник для студентів технічних
спеціальностей вищих навчальних закладів*

Рекомендовано Міністерством освіти України



Вінниця ВДТУ 1998

01

УДК 531(07)

Авдеев С.Г., Таченко М.М., Резнік С.І. Лабораторний практикум з фізики, частина 3 (ядерна фізика, статистична фізика і термодинаміка, фізика твердого тіла);

Навчальний посібник. /В. ВДТУ,; 1998 126 стор. Укр. мовою/

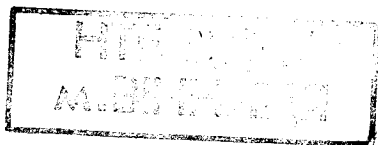
Навчальний посібник призначений для студентів технічних спеціальностей вищих навчальних закладів і складений відповідно до діючої програми з курсу фізики технічних вузів.

При розробці посібника авторами здійснена спроба провести узагальнення досвіду проведення лабораторного практикуму з фізики в Вінницькому державному технічному університеті.

Іл. 63. Табл. 18. Бібліогр.: 13 назв

Рецензенти: П.М.Зузяк, доктор ф.м.н., професор
В.М.Бурдейний, канд. ф.м.н., доцент

394692



ISBN 5 - 7763 - 9169 - 5

С.Г. Авдеев
© М.М. Таченко
С.І. Резнік

Розділ перший. ФІЗИКА АТОМА ТА ЯДРА

- I. Лабораторна робота №6-1. Визначення втрат енергії α -частинок за довжиною вільного пробігу в повітрі 5
2. Лабораторна робота №6-2. Визначення активності β -випромінювання 12
3. Лабораторна робота №6-3. Визначення лінійного коефіцієнта ослаблення і енергії гамма-квантів у свинці для Co^{60} . . . 19
4. Лабораторна робота №6-4. Вивчення іонізуючого випромінювання фотоемульсійним методом 27
5. Лабораторна робота №6-5. Визначення питомого заряду електрона методом магнетрона 32

Розділ другий. ЕЛЕМЕНТИ СТАТИСТИЧНОЇ ФІЗИКИ ТА ТЕРМОДИНАМІКИ

6. Лабораторна робота №7-1. Визначення відношення теплоємностей газу методом Клемана-Дезорма 39
7. Лабораторна робота №7-2. Визначення коефіцієнта внутрішнього тертя та середньої довжини вільного пробігу молекул повітря 44
8. Лабораторна робота №7-3. Визначення коефіцієнта в'язкості рідини методом Стокса 49
9. Лабораторна робота №7-4. Визначення коефіцієнта теплопровідності металів 53
10. Лабораторна робота №7-5. Дослідження критичних явищ в системі рідина-пара 58
11. Лабораторна робота №7-6. Визначення зміни ентропії при нагріванні і плавленні свинцю 65
12. Лабораторна робота №7-7. Вивчення розподілу Максвелла за швидкостями для фотоелектронів 71
13. Лабораторна робота №7-8. Визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідини 78

Розділ третій. ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА

I4. Лабораторна робота №8-1. Дослідження температурної залежності електропровідності напівпровідників і визначення енергії активації	82
I5. Лабораторна робота №8-2. Дослідження ефекту Холла в напівпровідниках	91
I6. Лабораторна робота №8-3. Вивчення фотоелектричних явищ в напівпровідниках та характеристик напівпровідникового фотоелемента	98
I7. Лабораторна робота №8-4. Вивчення фізичних властивостей $p-n$ -переходу в напівпровідниковому діоді	103
I8. Лабораторна робота №8-5. Принцип роботи та вольт-амперна характеристика тунельного діода	110
I9. Лабораторна робота №8-6. Вивчення принципу роботи і зняття характеристик біполярного транзистора	116

Розділ перший. ФІЗИКА АТОМА ТА ЯДРА

Лабораторна робота №6-І

ВИЗНАЧЕННЯ ВТРАТ ЕНЕРГІЇ α -ЧАСТИНОК ЗА ДОВЖИНОЮ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ В ПОВІТРІ

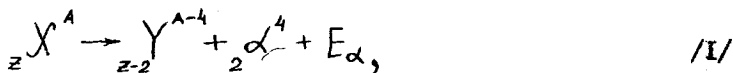
Мета роботи: за допомогою торцевого лічильника з досить тонким вхідним вікном виміряти залежність $N(x) = f(x)$ і розрахувати енергію α -частинок.

Прилади і матеріали: перерахунковий прилад ПСО-2,4 в комплекті з блоком детектування α -випромінювання; радіоактивний препарат Pu^{239} .

Теоретичні відомості

Явище α -розпаду було відкрито в результаті вивчення природної радіоактивності хімічних елементів. Такі елементи розміщені в кінці періодичної системи Д.І.Менделєєва. Всього нараховується біля 40 природних і більше 100 штучних α -випромінювачів.

Рівняння α -розпаду має вигляд:



де ${}_Z X^A$ - материнське ядро; ${}_{Z-2} Y^{A-4}$ - дочірнє ядро; ${}_2 \alpha^4$ - α -частинка /ядро атома гелію/; E_α - енергія, яка звільняється при α -розпаді /кінетична енергія α -частинки/.

Внаслідок випромінювання α -частинок заряд ядра зменшується на дві одиниці, а масове число - на чотири одиниці.

Енергія $E_\alpha > 0$, тому α -розпад можливий в тому випадку, коли маса материнського ядра більша маси дочірнього ядра і атома гелію. Процес α -розпаду має дві особливості, які були виявлені на основі експериментального вивчення α -розпаду. Зупинимось на цих особливостях.

1. Стала розпаду λ і енергія α -частинок зв'язані законом Гейгера-Неттола, тобто:

$$\ln \lambda = B_1 \cdot \ln E_\alpha + B_2. \quad 12/$$

Для всіх сімейств радіоактивного розпаду стала B_1 одна і та ж, а B_2 змінюється від сімейства до сімейства. З закону Гейгера-Неттола випливає, що чим коротше час життя α -випромінювача, тим більша енергія α -частинок.

2. Енергія α -частинок для різних α -випромінювачів змінюється від 4 до 9 МеВ. Ця енергія значно менша тієї енергії, яку α -частинки повинні були одержати після розпаду за рахунок прискорення в електричному полі ядра. Тобто α -частинки після виходу з ядра повинні прискорюватись до енергії не менше, ніж 30 МеВ. Однак експериментально спостерігається лише α -частинки з енергіями від 4 до 9 МеВ.

Як пояснити закон Гейгера-Неттола? Чому енергія випромінюваних α -частинок порівняно невелика? Відповіді на ці запитання дає квантова фізика. Перед початком α -розпаду у багатьох ядрах уже є α -частинки. Ці частинки, рухаючись у ядрі, мають енергію E'_α /рис. I/. Коли б не існувало потенціального бар'єру, α -частинки вилітали б з ядра, маючи при цьому енергію

$$E_\alpha = E'_\alpha - V_0.$$

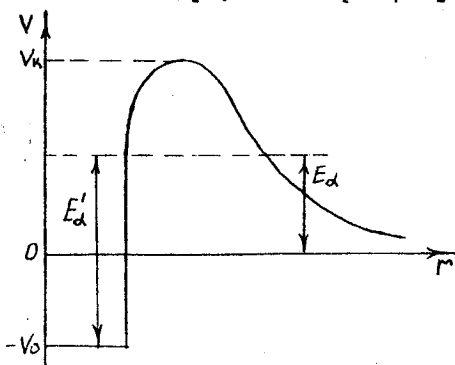


Рис. I.

На рис. 1: V_0 - глибина потенціальної ями; V_k - висота потенціального бар'єру; E'_α - енергія α -частинок в ядрі; E_α - енергія α -частинки після виходу з ядра.

Вилітаючи з ядра, α -частинки мовби не помічають потенціального бар'єру. Згідно з законами квантової фізики α -частинкам властиві хвильові властивості. Тому при попаданні на стінку потенціального бар'єру вони відбиваються від неї, як хвилі. Однак від стінки відбиваються не всі α -частинки. Деяка частина з них проникає крізь стінку і вилітає за межі радіоактивних ядер, маючи при цьому енергію E_α . Ефект проникнення α -частинок крізь потенціальний бар'єр називається тунельним ефектом. Отже, потенціальний бар'єр для квантових частинок має деяку прозорість.

З ростом енергії E'_α зменшується ширина потенціального бар'єру /рис. 1/. Чим вузьчий потенціальний бар'єр, тим вища імовірність виходу α -частинок з ядра. Таке фізичне пояснення має закон Гейгера-Неттола.

Енергія α -частинок залежить від енергетичного стану дочірнього ядра після α -розпаду. Якщо дочірнє ядро знаходиться в основному /незбудженому/ стані, то випромінюються лише моноенергетичні α -частинки. Якщо ж новоутворене ядро може бути як в основному, так і в збудженому станах, то випромінюються декілька енергетичних груп α -частинок і γ -кванти. На рис. 2 подана схема розпаду ${}_{92}\text{U}^{235}$, де показані різні енергетичні групи випромінювання α -частинок.

Для α -розпаду ${}_{92}\text{U}^{235}$ спостерігаються три групи α -частинок з енергіями 4,559 МеВ; 4,370 МеВ і 4,170 МеВ. Новоутворене ядро ${}_{90}\text{Th}^{231}$ може перебувати як в основному стані, так і в двох збуджених станах.

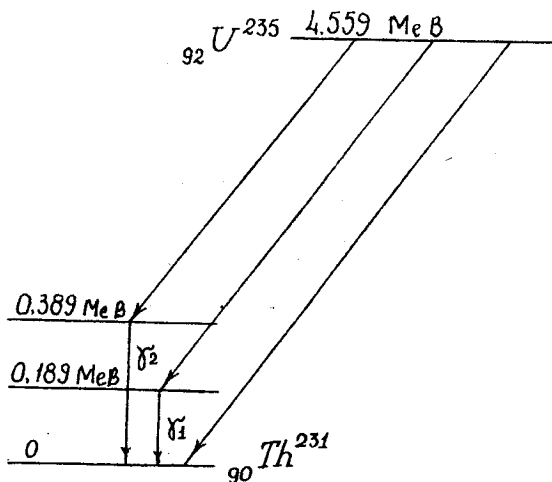


Рис. 2.

Перехід новоутвореного ядра із збудженого стану в основний стан супроводжується випромінюванням двох γ -квантів з енергіями 0,189 MeB і 0,389 MeB.

Для визначення енергії α -частинок за довжиною вільного пробігу в повітрі слід розглянути механізм взаємодії α -випромінювання з речовиною.

Заряджена частинка, рухаючись в речовині, встигає пролетіти деяку відстань перед тим, як втратить всю свою кінетичну енергію. Шлях зарядженої частинки в речовині до повної її зупинки називають лінійним пробігом. Лінійний пробіг визначається питомими втратами енергії. Чим більша густина атомних електронів і заряд частинки, тим більші втрати і тим менший пробіг цієї частинки в речовині. Важкі заряджені частинки, взаємодіючи в основному з атомними електронами, майже не відхиляються від початкового напрямку руху. Це говорить про те, що імовірність взаємодії з ядрами атомів досить низька.

Одноразова максимальна втрата енергії α -частинкою при центральному зіткненні з електроном атома може бути оцінена за

формулою:

$$(\Delta E)_{\max} = 4 \frac{m}{M} E_{\alpha}, \quad /3/$$

де m - маса електрона; M - маса α -частинки;

E_{α} - кінетична енергія α -частинки до зіткнення.

Наприклад, для енергії $E_{\alpha} = 5,5$ МеВ, $(\Delta E)_{\max} \approx 3$ кеВ. Якщо α -частинка при взаємодії з електронами атомів кожний раз втрачає половину максимальної енергії $(\Delta E)_{\max}$, то до повної зупинки вона зіткнеться не менше 3700 разів.

Для визначення довжини вільного пробігу α -частинок в повітрі слід побудувати залежність $N(x)$ числа частинок, які реєструються блоком детектування на різних відстанях від α -випромінювача, від відстані x .

Графік цієї залежності показаний на рис. 3.

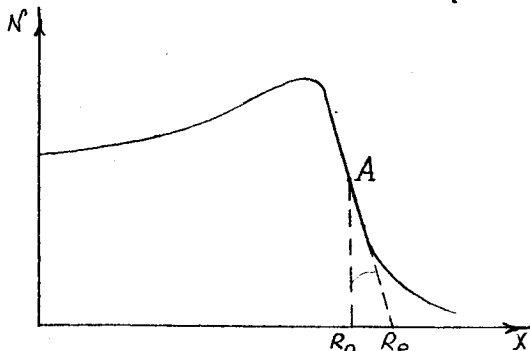


Рис. 3.

Як видно з рис. 3, число зареєстрованих на різних відстанях x α -частинок спочатку дещо зростає, а потім різко спадає. Це пояснюється тим, що іонізаційні властивості α -частинок при зменшенні їх швидкості різко зростають.

Точка перегину A характеризує середній пробіг R_0 α -частинок у повітрі. Дотична, яка проходить через точку A , екстраполює найбільш прямолінійну частину цієї кривої з віссю x , дає зна-

чення екстрапольованого пробігу R_e . Різниця $R_e - R_0 = \delta$ приймається, як правило, за міру розкиду пробігів α -частинок.

Для α -частинок з енергією $E = 5 \text{ MeV}$ $\delta/R_0 = 0,01$. З ростом енергії α -частинок значення відношення δ/R_0 зменшується. Оскільки величина δ/R_0 досить мала, то пробіг частинок в повітрі однозначно визначається їх енергією.

У повітрі при нормальних умовах зв'язок між середнім пробігом $R_0(\text{см})$ і втратами енергії α -частинок $E(\text{MeV})$ виражається формулою:

$$R_0 = 0,318 E^{1,5} \quad 14/$$

Ця формула добре співпадає з експериментальними даними для α -частинок, енергія яких перебуває в межах $4 \leq E \leq 9 \text{ MeV}$.

Порядок виконання роботи

У лабораторній роботі використовується блок детектування, реєструючий пристрій якого виконаний на основі люмінофора ZnS , активованого атомами срібла. Ефективність опрацювання такого пристрою не нижче 20%. Світлові імпульси вловлюються фотопомножувачем і багаторазово підсилюють створену ними електронну емісію. Перерахунковий прилад ПСО-2,4 дає можливість зареєструвати практично кожний імпульс на цифровому табло.

Увага!

У лабораторній роботі використовується небезпечний радіоактивний препарат Pu^{239} . Період піврозпаду $2,44 \cdot 10^4$ років. Тому при виконанні роботи будьте уважними!

І. Ознайомитись з лабораторною установкою за інструкцією або з допомогою лаборанта.

Мікрометричний гвинт, на торці якого укріплено радіоактивний препарат Pu^{239} , встановити на нуль. При цьому препарат буде знаходитись на мінімальній відстані від флюоресцюючого екрана.

2. Провести вимірювання числа $N(x)$ α -частинок через кожні 1 мм відстані препарата від поверхні лічильника /два повних оберти мікрогвинта/. Час вимірювання $t = 100$ с.

Результати вимірювань занести до таблиці.

	X (см)												
$N(x)$	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	1,0	...	2,0	

3. Побудувати графік залежності кількості зареєстрованих α -частинок від відстані X між препаратом і лічильником.

4. Визначити величину середнього пробігу R_0 α -частинок згідно з описом в теоретичних відомостях і рис. 3.

5. Користуючись формулою /4/ теоретичних відомостей, знайти втрати енергії α -частинками на іонізацію молекул повітря.

6. Оцінити точність виконаних розрахунків.

Контрольні запитання

1. Записати правило зміщення для α -розпаду і дати його характеристику.
2. Як пояснити закон Гейгера-Неттола?
3. Чому енергія випромінюваних α -частинок порівняно невелика?
4. Чому енергетичний спектр α -випромінювання має дискретний характер?

5. Як взаємодіють α -частинки з молекулами речовини? Чому пробіг важких заряджених частинок в речовині має прямолінійний характер?
6. Як знаходять довжину вільного пробігу α -частинок у повітрі та втрати енергії на іонізацію молекул повітря?
7. При радіоактивному розпаді Pu^{239} вилітаючі α -частинки мають енергію $E_{\alpha} = 5,5$ МеВ. На іонізацію молекул повітря витрачена енергія, яка знайдена в цій роботі. Де поділась решта енергії $E_{\alpha} - E_{\beta}$?

Лабораторна робота №2

ВИЗНАЧЕННЯ АКТИВНОСТІ ДЖЕРЕЛА β -ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета роботи: овоїти один із методів визначення активності джерела β -випромінювання.

Прилади і матеріали: перерахунковий прилад ПСО-2,4 з блоком детектування; джерело β -випромінювання ^{90}Sr .

Теоретичні відомості

Процес самовільного перетворення нестійких ізотопів одних хімічних елементів в ізотопи інших елементів з випромінюванням елементарних частинок або ядер легких хімічних елементів називається радіоактивністю.

Явище радіоактивності обумовлене лише внутрішньою будовою ядра і не залежить від зовнішніх умов (тиск, температура, агрегатний стан та ін.). Всі спроби вплинути на хід радіоактивного розпаду не дали бажаних результатів.

Радіоактивний розпад не завжди закінчується утворенням стабільного ядра. У багатьох випадках спостерігаються ланцюжки радіоактивних розпадів, в яких ядра знаходяться в близьких взаємовідносинах одне з одним. Такі радіоактивні ланцюжки називають радіоактивними рядами.

Серед природних радіоактивних речовин є принаймні три елементи, період піврозпаду яких співрозмірний з віком Землі, приблизно рівним $4,5 \cdot 10^9$ років. До них відносяться ізотопи ${}_{92}\text{U}^{238}$ / $T_{1/2} = 4,5 \cdot 10^9$ років/, ${}_{92}\text{U}^{235}$ / $T_{1/2} = 7,13 \cdot 10^8$ років/ і ${}_{90}\text{Th}^{232}$ / $T_{1/2} = 1,4 \cdot 10^{10}$ років/. Ці елементи розміщені в кінці періодичної системи Менделєєва і входять до групи актиноїдів. Вони дають

початок трьом природним радіоактивним рядам: урану (${}_{92}\text{U}^{238}$), актинію (${}_{92}\text{U}^{235}$) і торію (${}_{90}\text{Th}^{232}$).

Імовірність радіоактивного розпаду λ ядра за одиницю часу є сталою величиною для даного елемента. Звідси випливає, що число актів радіоактивного розпаду dN за інтервал часу dt пропорційне кількості радіоактивних ядер $N(t)$ в момент часу t :

$$dN = -\lambda N(t) dt \quad /I/$$

Величину λ , яка має розмірність с^{-1} , називають сталою радіоактивного розпаду. Знак мінус у співвідношенні /I/ вказує на зменшення числа радіоактивних ядер з часом.

Інтегрування диференціального рівняння /I/ після поділу змінних дає вираз:

$$\ln N(t) = -\lambda t + B, \quad /2/$$

де B - константа інтегрування. При $t=0$ число радіоактивних ядер було рівним N_0 . Тому:

$$\ln N_0 = B_0. \quad /3/$$

З /2/ і /3/ одержимо:

$$\ln N(t) - \ln N_0 = -\lambda t. \quad /4/$$

Або:

$$\ln \frac{N(t)}{N_0} = -\lambda t. \quad /5/$$

Потенціюючи вираз /5/, одержимо:

$$N(t) = N_0 e^{-\lambda t}. \quad /6/$$

Рівняння /6/ відоме під назвою закону радіоактивного розпаду. В цьому рівнянні: $N(t)$ - число ядер, які не розпались на момент часу t ; N_0 - початкове число атомних ядер; λ - стала радіоактивного розпаду.

Кількість ядер, які розпадаються за час t , визначається співвідношенням:

$$\Delta N = N_0 - N(t) = N_0 (1 - e^{-\lambda t}). \quad /7/$$

Час, за який розпадається половина початкового числа ядер, називається періодом піврозпаду T . Величина T визначається із співвідношення:

$$\frac{1}{2} N_0 = N_0 e^{-\lambda T},$$

звідки:

$$T = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0.693}{\lambda} = 0.693 \tau, \quad /8/$$

де $\tau = \frac{1}{\lambda}$ - середній час життя радіоактивного ядра.

Нові продукти розпаду можуть бути також радіоактивними. Якщо період піврозпаду препарату "А" значно більший періоду

піврозпаду препарату "В", то число ядер N_B виражається через число ядер N_A таким співвідношенням:

$$N_B = N_A \frac{\lambda_A}{\lambda_B} (1 - e^{-\lambda_A t}). \quad /9/$$

Через деякий час t між радіоактивними нуклідами "А" і "В" наступить рівновага, тобто:

$$N_B \cdot \lambda_B = N_A \cdot \lambda_A, \quad /10/$$

Будь-який радіоактивний розпад характеризується активністю розпаду, тобто числом розпадів за одиницю часу.

Із закону радіоактивного розпаду легко визначити активність

$$A: \quad A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = N_0 \lambda e^{-\lambda t},$$

де $N_0 \lambda = A_0$ - початкова активність препарату.

Тому

$$A = A_0 e^{-\lambda t}, \quad /11/$$

Одиницею активності будь-якого препарату є І Бк /беккерель/, тобто один акт розпаду за І с. /І Бк = $\frac{1 \text{ розпад}}{1 \text{ с}}$./

Дешо раніше користувались одиницею активності в І Кі/кюрі/.

$$1 \text{ Кі} = 3,7 \cdot 10^{10} \text{ Бк.}$$

Слід відмітити, що хімічно чистий радій масою І г якраз має активність в І Кі.

Після відкриття явища радіоактивного розпаду було виявлено, що різні ядра розпадаються по-різному, з випромінюванням різних частинок. Розрізняють три основні види радіоактивності, які позначають грецькими буквами α , β і γ .

Розглянемо детальніше природу β -розпаду. Бета-розпадом називається група перетворень атомних ядер, при яких один із нейтронів в ядрі перетворюється в протон, або один із протонів у ядрі перетворюється в нейтрон. Одна із особливостей β -розпаду - це суцільний енергетичний спектр β -частинок. Розподіл β -частинок подано на рис. I.

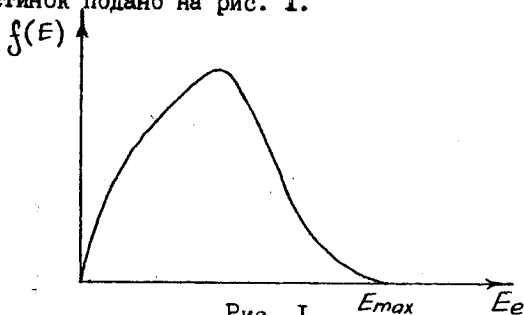


Рис. I.

Енергія β -частинок змінюється від нуля до максимального значення. Енергетичний спектр β -частинок вимірюється магнітним β -спектрометром.

Крім електронів /позитронів/ при β -розпаді випромінюється нейтрино $\bar{\nu}_0$ /антинейтрино ν_0 /. Нейтрино і антинейтрино мають спин $\frac{1}{2}$ і рухаються подібно до γ -кванта з швидкістю світла, не маючи при цьому ні маси, ні заряду.

Енергія β -частинки $E_e = E_{max} - E_\nu$. Вона залежить від енергії, яку при цьому має нейтрино, що і є головною причиною суцільного спектра β -частинок. В середньому з β -частинками звільняється енергія, яка рівна $\frac{1}{3} E_{max}$.

Згідно з сучасною теорією ядро, яке містить надлишок нейтронів порівняно з стабільним ядром з таким же порядковим номером Z , здатне на β -розпад. При цьому в ядрі відбувається перетворення одного із нейтронів в протон:

$${}_0n^1 \rightarrow {}_{+1}p^1 + {}_{-1}\beta^0 + \bar{\nu}_0, \quad /12/$$

де ${}_{+1}p^1$ - протон; ${}_{-1}\beta^0$ - електрон; $\bar{\nu}_0$ - антинейтрино.

Якщо ж ядро має надлишок протонів, порівняно з числом нейтронів, то в ядрі можливе перетворення:

$${}_{+1}p^1 \rightarrow {}_0n^1 + {}_{+1}\beta^0 + \nu_0, \quad /13/$$

де ${}_0n^1$ - нейтрон; ${}_{+1}\beta^0$ - позитрон; ν_0 - нейтрино.

Таке перетворення протона в нейтрон /13/ можливе лише в ядрі. Вільний протон не може мати достатньої енергії для такого перетворення. Джерелом додаткової енергії можуть бути нуклони в збудженому ядрі.

Існує ще один вид β -розпаду, який зв'язаний з захопленням ядром одного із електронів оболонки атома. В результаті один із протонів ядра перетворюється в нейтрон, випускаючи при цьому нейтрино

$${}_{+1}p^1 + {}_{-1}e^0 \rightarrow {}_0n^1 + \nu_0, \quad /14/$$

Дочірнє ядро може виявитись у збудженому стані, тому воно здатне на випромінювання одного або кількох γ -фотонів.

Захоплення електрона ядром може відбутись з K , L або M -оболонки атома. Заповнення утворених вакансій більш високо-розмішеними електронами приводить до рентгенівського випромінювання, за допомогою якого і було виявлена електронне захоплення у 1937 році.

Порядок виконання роботи

Перед виконанням лабораторної роботи слід ознайомитись за інструкцією або за допомогою лаборанта з будовою і порядком роботи на перерахунковому приладі ПСО-2,4.

1. Привести лабораторну установку в робочий стан, при цьому цифрове табло повинно висвічувати нулі.

2. Виміряти радіоактивний фон N_{ϕ} . Час вимірювання фону $t = 100$ с. Дослід проробити тричі.

3. Одержати у лаборанта досліджуваній і еталонний радіоактивні зразки. Протягом часу $t = 100$ с виміряти число імпульсів від кожного препарату. Кожен дослід виконати не менше трьох разів. Результати вимірювань фону і препаратів занести до таблиці

Середнє значення	$N_{\phi} (l, m, n)$	$N_g (l, m, n)$	$N_{er} (l, m, n)$	$A_g (Бк)$
------------------	----------------------	-----------------	--------------------	------------

4. Визначити активність досліджуваного радіоактивного препарату, користуючись формулою:

$$A_g = A_{er} \frac{\bar{N}_g - \bar{N}_{\phi}}{\bar{N}_{er} - \bar{N}_{\phi}}$$

де A_{er} - активність еталонного препарату, яка згідно з паспортом рівна $2 \cdot 10^3$ Бк;

$\bar{N}_g, \bar{N}_{\phi}, \bar{N}_{er}$ - середнє число імпульсів, яке зафіксовано перерахунковим приладом за час $t = 100$ с.

5. Оцінити похибки вимірювань.

Контрольні запитання

1. Який фізичний зміст сталої радіоактивного розпаду та який зв'язок має ця стала з періодом піврозпаду?
2. Вивести закон радіоактивного розпаду.
3. Які процеси відбуваються у ядрах при різних видах β -розпаду?
4. Записати і дати пояснення правил змішення для трьох видів β -розпаду?
5. На якому принципі працює лічильник Гейгера-Мюллера?
6. В яких одиницях вимірюється активність радіоактивних препаратів?

ВИЗНАЧЕННЯ ЛІНІЙНОГО КОЕФІЦІЄНТА ОСЛАБЛЕННЯ І ЕНЕРГІЇ ГАММА-КВАНТІВ У СВИНЦІ ДЛЯ Co^{60}

Мета роботи: ознайомитись з експериментальним методом визначення лінійного коефіцієнта ослаблення гамма-квантів у речовині та визначити їх енергію.

Прилади і матеріали: експериментальна установка, до складу якої входять: перерахунковий пристрій; лічильник Гейгера; радіоактивний препарат Co^{60} та свинцеві пластинки.

Теоретичні відомості

Проходячи через речовину, γ -кванти рухаються з швидкістю світла і або зовсім не взаємодіють з частинками цієї речовини, або при взаємодії можуть віддавати повністю чи частково свою енергію. Механізм взаємодії γ -випромінювання буде розглянуто нижче.

У міру проходження пучка γ -випромінювання через речовину число γ -квантів в ньому поступово зменшується. Зменшується також інтенсивність цього випромінювання. Детальний аналіз показує, що інтенсивність γ -квантів у вузькому пучку при проходженні через речовину зменшується за експонентним законом:

$$J = J_0 e^{-\mu x}, \quad //I/$$

де J_0 - початкова інтенсивність; J - інтенсивність пучка γ -квантів після проходження шару речовини товщиною x ; μ - коефіцієнт ослаблення, який залежить від властивостей речовини

і енергії γ -квантів.

Товщина шару поглинаючої речовини, при якій інтенсивність падаючого пучка γ -випромінювання зменшується вдвоє, називається товщиною половинного ослаблення. Знайдемо цю величину:

$$\frac{I_0}{2} = I_0 e^{-\mu x_{1/2}}$$

Звідки

$$x_{1/2} = \frac{\ln 2}{\mu} \quad /2/$$

Для 10-кратного ослаблення ця товщина дорівнює:

$$x_{1/10} = \frac{\ln 10}{\mu} \quad /3/$$

Відомо біля десяти процесів взаємодії γ -квантів з речовиною з яких основними є: фотоефект, комптонівське розсіювання і народження електронно-позитронних пар. Тому коефіцієнт ослаблення γ -квантів можна подати в вигляді суми трьох складових

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}, \quad /4/$$

де $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{к}}$, $\mu_{\text{п}}$ - лінійні коефіцієнти ослаблення відповідно за рахунок фотоефекту, комптонівського розсіювання і утворення електронно-позитронних пар. Для знаходження залежності коефіцієнта ослаблення від енергії γ -квантів і властивостей речовини зупинимось на процесах поглинання дещо детальніше.

Фотоефект.

Електрон, який знаходиться в атомі, не можна вважати вільним. Між ним і ядром /а також і іншими електронами/ діють сили взаємодії. Тому при поглинанні γ -кванта електроном, який знаходиться в атомі, деяка частина енергії і кількості руху передаються ядру атома.

Як показують розрахунки, в цьому випадку закони збереження

енергії і кількості руху завжди можуть бути виконані одночасно. При цьому електрон набуває значної енергії і, як правило, залишає атом.

Енергія фотоелектронів дорівнює різниці між енергією γ -кванта і енергією зв'язку даного електрона в атомі:

$$E_e = E_\gamma - E_{e.z}, \quad /5/$$

де E_γ - енергія γ -кванта; $E_{e.z}$ - енергія зв'язку електрона в атомі.

Якщо електрон вилітає з внутрішньої електронної оболонки, то на неї переходить електрон з більш високої оболонки і заповнює вакансію. Різні енергії зв'язку електронів на цих двох оболонках є причиною появи рентгенівського випромінювання і електронів Оже, які мають незначну енергію. Поява рентгенівського випромінювання і електронів Оже продовжується до тих пір, поки атом не повернеться в свій основний енергетичний стан. Фотоефект, електрони Оже і рентгенівське випромінювання викликають інтенсивну вторинну іонізацію при взаємодії з атомами поглинаючої речовини. Імовірність процесу фотоефекта зменшується із збільшенням енергії γ -квантів і росте в залежності від порядку порядкового номера в таблиці Менделєєва поглинача:

$$M_{\text{ф}} \sim \frac{Z^5}{\rho \cdot E_\gamma^{3.5}}, \quad /6/$$

де Z - порядковий номер поглинача; ρ - густина поглинача; E_γ - енергія γ -квантів.

Фотоефект найбільш інтенсивний у випадку внутрішніх, міцно зв'язаних електронів і є домінуючим для енергій γ -квантів, які не перевищують 0,7 МеВ.

Комптонівське розсіювання.

γ -кванти більш високих енергій взаємодіють швидше не з полем всього атома /як у випадку фотоефекту/, а з окремим електроном. У цьому випадку поглинання електроном γ -кванта миттєво закінчується випромінюванням нового γ -кванта з дещо меншою енергією. Такий процес називають розсіюванням випромінювання на вільних електронах або ефектом Комптона.

Енергія розсіяного γ -фотона E'_γ при комптонівському розсіюванні дорівнює:

$$E'_\gamma = E_\gamma - E_{ек}, \quad /7/$$

де E_γ - енергія падаючого γ -фотона; $E_{ек}$ - кінетична енергія розсіяного електрона.

Довжина хвилі розсіяного γ -фотона зв'язана з довжиною хвилі падаючого γ -фотона формулою Комптона:

$$\lambda' - \lambda = \frac{h}{m_0 c} (1 - \cos \theta), \quad /8/$$

де m_0 - маса електрона; c - швидкість світла;

h - стала Планка; θ - кут розсіювання;

λ' - довжина хвилі розсіяного γ -фотона.

Імовірність комптонівського розсіювання росте з ростом атомного номера Z і падає із ростом їх енергії

$$\mu_k \sim \frac{Z}{E_\gamma}. \quad /9/$$

Комптонівське розсіювання відбувається інтенсивніше на найбільш слабо зв'язаних електронах. Розсіяний γ -квант може мати достатню енергію, щоб ще раз розсіятись чи здійснити фотоефект. Тому комптонівське розсіювання, як правило, супроводжується випромінюванням рентгенівських променів і електронів Оже, а

також має місце інтенсивна іонізація.

Утворення електронно-позитронних пар.

При взаємодії електромагнітного поля фотона з електричним зарядом зустрічної частинки /електрона, ядра/ може відбутись особливий ефект - народження двох нових частинок - електрона і позитрона. При цьому фотон зникає, а його енергія перетворюється в енергію спокою двох нових частинок і в кінетичну енергію, а ще частина енергії передається тій частинці, в полі якої відбулось це перетворення:

$$E_{\gamma} = m_e c^2 + m_{e^+} c^2 + E_{e^-} + E_{e^+} + E_0, \quad /I0/$$

де $m_e c^2$ і $m_{e^+} c^2$ - енергії спокою електрона і позитрона;

E_{e^+} і E_{e^-} - кінетичні енергії цих частинок;

E_0 - енергія, яку одержала частинка чи ядро, в полі яких відбулось це перетворення.

Очевидно, що ефект народження електронно-позитронної пари можливий лише тоді, коли

$$E_{\gamma} > 2 m_0 c^2 = 1,02 \text{ MeV.}$$

Імовірність перетворення γ -кванта в електронно-позитронну пару зростає з ростом Z . Надлишок енергії γ -фотона /порівняно з величиною 1,02 MeV/ проявляється в вигляді кінетичної енергії електрона і позитрона. При цьому кутовий розподіл народжених частинок зменшується з ростом E_{γ} :

$$\mu_n \sim \frac{Z^2}{E_{\gamma}}. \quad /II/$$

Залежність кожного із лінійних коефіцієнтів ослаблення γ -променів і загального коефіцієнта ослаблення в свинці від енергії показана на рис. I.

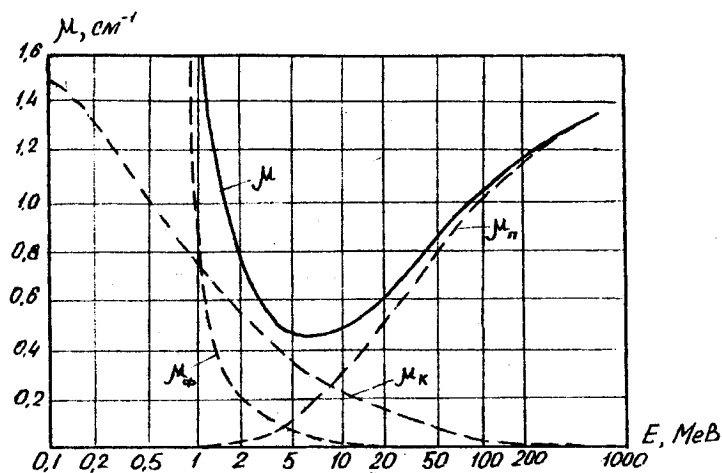


Рис. I.

Особливості поглинання γ -променів речовиною визначають відмінність конструкції лічильників Гейгера для γ -фотонів і для α - і β -випромінювання.

У лічильниках для реєстрації γ -випромінювання імовірність іонізації газу γ -променями близька до нуля. Тому стінки таких лічильників виготовляють достатньо товстими і, як правило, із металів. В стінках таких лічильників відбувається процес поглинання γ -квантів за одним із перерахованих видів взаємодії. Вторинне випромінювання, яке складається із заряджених частинок, іонізує газ і викликає розряди в лічильнику. Тому оптимальна товщина стінок повинна бути співрозмірною з довжиною вільного пробігу вторинних електронів в матеріалі стінки.

Порядок виконання роботи

Лабораторна установка дає можливість визначити загальний коефіцієнт ослаблення γ -променів у свинці. Для виконання цієї роботи слід одержати в лаборанта радіоактивний препарат Co^{60} , який знаходиться в свинцевому контейнері, що має коліматорний отвір і свинцеві фільтри, товщина яких по 1 мм.

При роботі з радіоактивним препаратом Co^{60} будьте уважними!

1. Виміряти інтенсивність γ -променів, тобто число γ -квантів, без поглинальних фільтрів. Час випромінювання 1...2 хв.

2. На шляху проходження γ -променів між препаратом і лічильником розмістити спочатку одну пластинку, потім дві і т.д., як поглинальні фільтри. Виміряти $N(x)$. Час вимірювання 1...2 хв.

Результати вимірювань занести до таблиці.

	$x, \text{ см}$									
	0	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
$N(x)$										
$\ln N(x)$										

3. Побудувати графік залежності $\ln(N_x) = f(x)$.

Підберіть масштаб для $N(x)$ таким, щоб кут нахилу одержаної лінії до осі X складав не менше 30° рис. 2.

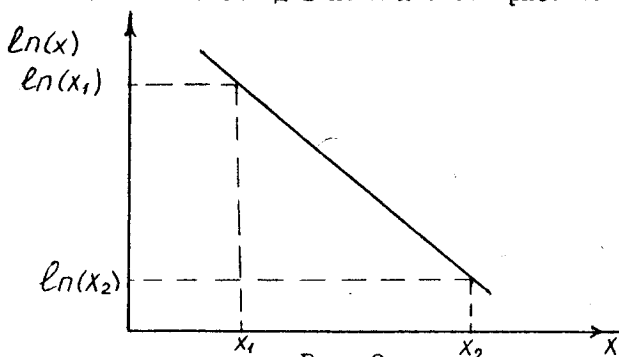


Рис. 2.

4. Користуючись графіком залежності $\ln N_x = f(x)$, знайдіть коефіцієнт поглинання γ -променів у свинці:

$$\mu = \frac{\Delta \ln(N_x)}{\Delta x}$$

тобто коефіцієнт поглинання визначається як тангенс кута нахилу експериментальної лінії в області найбільшої прямолінійності. Для збільшення точності вимірювання не слід брати сусідні точки.

5. Користуючись графіками на рис. 1, знайти значення енергії γ -квантів і коефіцієнтів ослаблення $\mu_{\text{ф}}$, $\mu_{\text{к}}$ і $\mu_{\text{п}}$.

Результати записати у такому вигляді

$$\mu = \mu_{\text{ф}} + \mu_{\text{к}} + \mu_{\text{п}}.$$

6. Зробити необхідні висновки про точність вимірювання.

Контрольні запитання

1. Природа γ -випромінювання.
2. Як взаємодіють γ -промені з речовиною?
3. Як можна зареєструвати γ -випромінювання?
4. У чому полягає відмінність реєстрації γ -випромінювання від інших видів випромінювання?
5. Де практично використовують м'яке і жорстке γ -випромінювання?

Лабораторна робота №4
Вивчення іонізуючого випромінювання фотоемульсійним
методом

Мета роботи: ознайомитись з одним з методів реєстрації іонізуючого випромінювання – методом товстшарових фотоемульсійних пластинок.

Прилади і матеріали: біологічний мікроскоп з препаративодієм; товстшарові фотоемульсійні пластинки з слідами іонізуючого випромінювання.

Теоретичні відомості

Доки частинка летить у вакуумі і ні з чим не взаємодіє, її неможливо спостерігати. Частинку можна зареєструвати лише при взаємодії її з речовиною. Відомі різні види взаємодії частинки з речовиною. Заряджені частинки, проходячи через речовину, викликають іонізацію і збудження атомів середовища, що, в свою чергу, може проявитись у вигляді помітних ефектів: імпульсів струму, спалахів світла і інше. Гамма-кванти самі не створюють іонізації, але, взаємодіючи з атомами середовища, вони можуть у результаті різноманітних ефектів породжувати швидкі електрони, які вже іонізують речовину. Нейтрони викликають різноманітні ядерні реакції, в ході яких виникають швидкі заряджені частинки: протони, α -частинки, обломки атомних ядер та інші, або утворюються нестабільні ядра, які, як відомо, можна виявити за їх радіоактивністю.

Можливі процеси взаємодії частинок з речовиною і не зв'язані з іонізацією, наприклад, генерація квантів випромінювання Вавілова-Черенкова.

Всі ці процеси, суть яких у перетворенні енергії випромінювання в інші види енергії, можна використати для реєстрації частинок. До пристроїв, в яких безпосередньо використовується створювана випромінюванням іонізація речовини, відносяться іонізаційні камери, газорозрядні лічильники Гейгера, напівпровідникові детектори, камери Вільсона, фотоемульсії і інші.

Зупинимось дещо детальніше на фотоемульсійному методі реєстрації заряджених частинок.

Як відомо, фотоемульсії є шаром желатину з вкрап- леними в нього зернами бромистого срібла. Розмір зерен залежить від типу фотоемульсії і коливається в межах від 1 до $0,1$ мкм. У тих фотоемульсіях, які використовуються для реєстрації заряджених частинок, для збільшення чутливості відносний вміст бромистого срібла порівняно з желатином у 8 разів більший, ніж у звичайних фотоемульсіях. Товщина фотоемульсійного шару в таких пластинках в $10 \dots 100$ разів більша, ніж у звичайних фотопластинках.

Заряджені частинки в результаті взаємодії з зернами бромистого срібла іонізують їх. При цьому в зернах бромистого срібла утворюються іони срібла і броміду. При проявленні в першу чергу починають відновлюватись в чисте срібло ті зерна бромистого срібла, в яких були вільні атоми срібла. Чим сильніше фотопластинка була піддана дії опромінення, тим більше виявиться в ній "заряджених" атомами зерен бромистого срібла, і, відповідно, тим сильніше вона потемніє при проявленні.

Сліди, залишені зарядженими частинками в фотоемульсіях, після проявлення є чорними лініями різноманітної товщини і називаються треками. Заряджені частинки одного виду, але які мають різну енергію, залишають в фотопластинці сліди однакової

товщини, але різної довжини.

Фотоемульсійний метод дозволяє одночасно виявити природу заряджених частинок і їх енергію.

До створення прискорювачів заряджених частинок єдиним джерелом високоенергетичного випромінювання були космічні промені. У космічних променях були виявлені дві компоненти: жорстка, яка здатна проникати через значні товщини свинцю, і м'яка, яка значно поглинається навіть невеликими товщинами свинцю.

Частинки жорсткої компоненти були названі мезонами, тому що вони мали масу, проміжну між масами електрона і протона. До мезонів в першу чергу відносять J^- і J^+ - мезони /мюони/, маса яких $m_J = 207 m_e$ і π^- і π^+ - мезони /піони/ з масами $m_\pi = 275 m_e$.

Було встановлено, що мюони утворюються при розпаді піонів.

Фотоемульсійні пластинки, які використовуються в цій роботі, одержані шляхом опромінення на одному із прискорювачів протонів.

Протони, прискорені до енергії 10^{10} еВ, виводяться із кільцевого прискорювача з допомогою відхилюючого пристрою і потрапляють на мішень. Під дією досить енергичних протонів у мішені відбуваються різноманітні процеси, зокрема утворюються пучки π^- - мезонів. Ці пучки і реєструються фотоемульсійним методом. У фотопластинці позитивні піони не можуть наблизитись до позитивно зарядженого ядра і розпадаються з народженням мюона і нейтрино:



Мюон - досить нестабільна частинка і розпадається на позитрон, нейтрино і антинейтрино:



Негативний піон має можливість близько підійти до ядра і поглинутись ним, що приводить до ядерного розщеплення. Уламки такого розщеплення розлітаються в усіх напрямках із збереженням імпульсу. Ці уламки в фотоемульсії утворюють так звану "зірочку", показану на рис. 1.

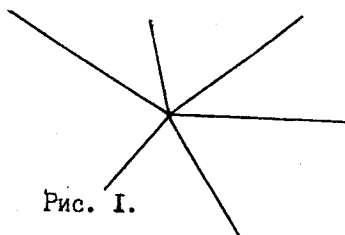


Рис. 1.

У більшості випадків сліди частинок, які створили "зірочку", розміщуються не в площині, паралельній предметному столику мікроскопа, тому в процесі спостереження необхідно коректувати фокусну відстань. Довжину R кожного із треків, які утворюють "зірочку", легко виміряти за допомогою шкал препаратолодія. Для всіх треків "зірочки", довжини яких перевищують 100 мкм, енергію E частинок розраховують з допомогою такого емпіричного співвідношення $/ E$ в MeV, R в мкм/:

$$E = 0,251 \cdot R^{0,581} \quad /3/$$

або користуються графіком залежності "пробіг-енергія" /рис. 2/.
 І в тому, і в іншому випадку точність вимірювання не перевищує 2%.

Порядок виконання роботи

1. За допомогою мікрогвинта мікроскопа одержати різкі зображення однієї із "зірочок", які є на фотоемульсійній пластинці. Пере-

хрестя візирних ліній окуляра сумістити з центром "зірочки" і записати координати X_0, Y_0 .

2. Почергово переміщувати перехрестя візирних ліній на кінець кожного із треків "зірочки". Записати координати цих точок.

Всі вимірні величини записати в таблицю.

3. Розрахувати довжину кожного трека за формулою:

$$R_i = \sqrt{(x_i - x_0)^2 + (y_i - y_0)^2} \cdot 10^3 \text{ мкм}$$

і записати одержані значення в таблицю.

4. Користуючись графіком "пробіг-енергія" /рис. 2/, визначити енергію кожної із частинок. Результати занести до таблиці.

	центр зірочки	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
$X, \text{мм}$											
$Y, \text{мм}$											
$R, \text{мкм}$											
$E, \text{МеВ}$											

5. Зробити висновок про точність вимірювань довжини треків і енергії частинок.

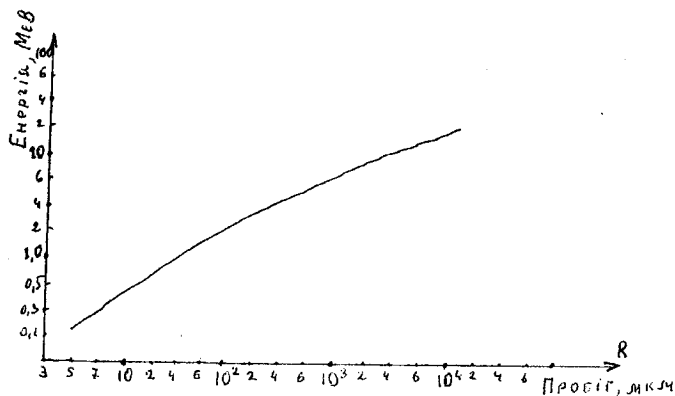


Рис. 2

Контрольні запитання

1. Сучасна класифікація елементарних частинок. Які елементарні частинки відносяться до стабільних?

2. Охарактеризуйте методи реєстрації елементарних частинок:

- а/ лічильники Гейгера ;
- б/ камера Вільсона ;
- в/ лічильники Вавілова-Черенкова ;
- г/ фотоемульсійний метод.

Як і які частинки реєструються кожним з перерахованих методів?

Лабораторна робота №6-5

ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА МЕТОДОМ МАГНЕТРОНА

Мета роботи: досліджуючи критичні випадки одночасного руху електрона в електричному і магнітному полях, експериментально визначити питомий заряд електрона.

Прилади і матеріали: установка, обладнана магнетроном і необхідними електровимірвальними приладами.

Теоретичні відомості

Більшість методів вимірювання питомого заряду електрона заснована на властивостях руху частинки в електричному і магнітно-

му полях. Задовільні, порівняно з іншими методами, результати дає дослідження критичних випадків дії електричного і магнітного полів, які реалізуються в магнетроні.

Суть цього методу полягає в тому, що двоелектродну електронну лампу, електроди якої є коаксіальними циліндрами, розміщують у середній частині соленоїда так, що вісь лампи співпадає з віссю соленоїда. При відсутності магнітного поля в соленоїді електрони під дією електричного поля, прикладеного між катодом і анодом, рухаються вздовж радіальних прямих. При наявності електричного струму в обмотці соленоїда в електронній лампі виникне магнітне поле, силові лінії якого направлені паралельно осі лампи, а на електрони почне діяти сила Лоренца:

$$\vec{F} = -e[\vec{v} \times \vec{B}], \quad /I/$$

де e - заряд електрона, рівний $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл;

\vec{v} - швидкість руху електрона;

\vec{B} - індукція магнітного поля.

При дії цієї сили, направленої в кожний момент часу перпендикулярно вектору швидкості, траєкторія електронів стає криволінійною.

Розглянемо дещо детальніше рух електронів в електронній лампі магнетрона. Для пояснення цього руху скористаємось циліндричною системою координат /рис. I/, в якій положення електрона визначається віддаллю його від осі лампи r , полярним кутом φ і зміщенням вздовж осі z /направлена вздовж осі лампи/.

Електричне поле, яке має лише радіальну компоненту, діє на електрон з силою, яка направлена по радіусу від катода до анода. Магнітна сила, яка діє на електрон з боку магнітного поля, не

має складової вздовж осі Z . Тому електрон, який вилітає з катода без початкової швидкості /початкові швидкості електронів, які визначаються температурою катода, набагато менші швидкостей, набутих за рахунок електричного поля лампи/, рухається в площині, перпендикулярній осі Z .

Момент імпульсу L_z електрона відносно осі Z

$$L_z = m v_\varphi r, \quad /2/$$

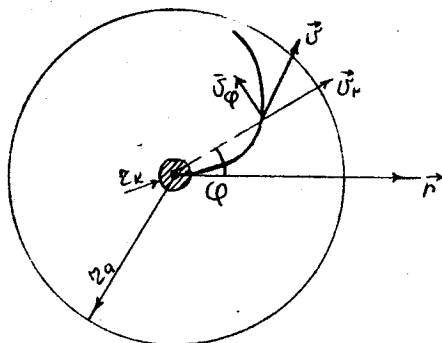


Рис. 1

де $v_\varphi = r \frac{d\varphi}{dt}$ - складова швидкості, перпендикулярна радіусу r .

Момент M сил, діючих на електрон, відносно осі Z визначається тільки складовою магнітної сили /сили Лоренца/, перпендикулярної r . Електрична сила і складова магнітної сили, направлені вздовж радіуса r , моменту відносно осі Z не створюють. Тому

$$M_z = r F_\varphi = re v_r B, \quad /3/$$

де $v_r = \frac{dr}{dt}$ - радіальна складова швидкості електрона.

Згідно з рівняннями динаміки обертального руху:

$$\frac{d\vec{L}}{dt} = \vec{M}. \quad /4/$$

Проектуючи /4/ на вісь z , одержимо:

$$\frac{d(m\dot{\varphi}r)}{dt} = e r \dot{\varphi} B = e r \frac{dr}{dt} \cdot B$$

або

$$\frac{d(m\dot{\varphi}r)}{dt} = \frac{1}{2} e B \frac{d(r^2)}{dt}. \quad /5/$$

Інтегруючи вираз /5/, одержимо:

$$m\dot{\varphi}r = \frac{1}{2} e B r^2 + \text{const.}$$

Константу знайдемо із початкових умов: при $r=r_k$ / r_k - радіус катода/ $\dot{\varphi}=0$. Тоді

$$\text{const.} = -\frac{1}{2} e B r_k^2$$

$$i \quad \dot{\varphi} = \frac{1}{2} \frac{e}{m} \frac{B}{r} (r^2 - r_k^2). \quad /6/$$

Кінетична енергія електрона порівнює роботі сил електростатичного поля:

$$\frac{m(\dot{\varphi}_r^2 + \dot{\varphi}_z^2)}{2} = eU, \quad /7/$$

де U - різниця потенціалів між катодом і точкою поля, в якій знаходиться електрон.

Підставляючи в /7/ значення $\dot{\varphi}$ із /6/, одержимо:

$$eU = \frac{m}{2} \left[\dot{\varphi}_r^2 + \frac{1}{4} \left(\frac{e}{m} \right)^2 \frac{B^2}{r^2} (r^2 - r_k^2)^2 \right] \quad /8/$$

При деякому значенні індукції магнітного поля $B_{кр}$, яке називають критичним, швидкість електрона поблизу анода стає перпендикулярною радіусу r , тобто $\dot{\varphi}_r=0$. Тоді рівняння /8/ набу-

де вигляду:

$$eU_a = \frac{m}{8} \left(\frac{e}{m}\right)^2 \frac{B_{кр}^2}{r_a^2} (r_a^2 - r_k^2)^2,$$

де U_a - різниця потенціалів між анодом і катодом;

r_a - радіус анода.

З останнього виразу знаходимо питомий заряд електрона:

$$\frac{m}{e} = \frac{8U_a}{B_{кр}^2 r_a^2 \left(1 - \frac{r_k^2}{r_a^2}\right)^2}, \quad /9/$$

Індукція магнітного поля соленоїда, довжина L якого спів-
розмірна з діаметром Φ , знаходиться за формулою:

$$B_{кр} = \mu_0 n I_{кр} \frac{L}{\sqrt{L^2 + \Phi^2}} = \frac{\mu_0 N I_{кр}}{\sqrt{L^2 + \Phi^2}}, \quad /10/$$

де $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$ - магнітна стала; n - число витків
соленоїда на одиницю довжини; $N = nL$ - загальне число витків
в соленоїді.

Таким чином, визначивши експериментально $B_{кр}$, можна за
формулою /9/ розрахувати величину e/m . Для знаходження $B_{кр}$
в лампі слід установити різницю потенціалів між анодом і катодом
і, ввімкнувши струм в соленоїді, поступово збільшувати його,
збільшуючи тим самим магнітне поле в лампі.

Якби всі електрони залишали катод з швидкістю, рівною нулю,
то залежність величини анодного струму в лампі від величини
індукції магнітного поля мала б вигляд, як це показано на рис. 2.

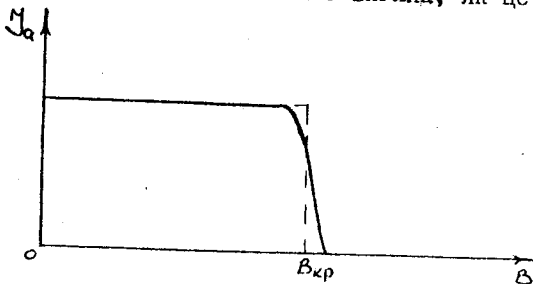


Рис. 2.

В цьому випадку при $V < V_{кр}$, всі електрони, які вилетіли з катода полетять до анода, а при $V > V_{кр}$ - жоден електрон не полетить до анода.

В реальній лампі завжди є деяка некоаксіальність катода і анода, а також залишки газу. Крім того в соленоїді магнітне поле не є строго однорідним. Все це приводить до того, що різні електрони досягають критичних значень при різних значеннях магнітного поля V . Тому реальна залежність $I_a = f(V)$ дещо відрізняється від теоретичної /рис. 2/.

Порядок виконання роботи

Для визначення питомого заряду електрона методом магнетрона зібрана електрична схема згідно з рис. 3.

Електронна лампа розміщена всередині соленоїда, величина струму в якому регулюється реостатом випрямляча ВС-24. Анодна напруга і струм розжарювання електронної лампи подаються від випрямляча ВС-12.

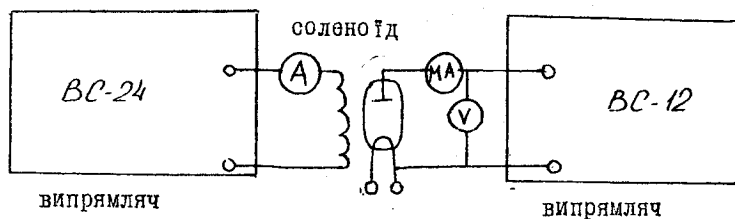


Рис. 3.

1. Подати на анод електронної лампи анодну напругу 6,3 В. Величину цієї напруги виміряти за допомогою вольтметра.
2. Змінюючи струм в соленоїді від мінімального значення до максимального через 0,1 А при сталій анодній напрузі, одержати залежність $I_a = f(I_c)$. Результати вимірювань занести до таблиці.

I_c, A					
$I_a, \mu A$					

3. Побудувати залежність $I_a = f(I_c)$. Критичний струм відповідає точці перетину дотичних до спаду залежності $I_a = f(I_c)$ і найменших значень анодного струму, як це показано на рис. 4.

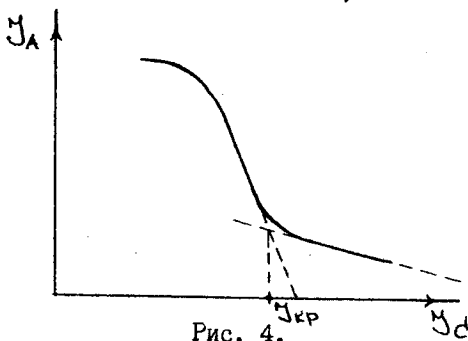


Рис. 4.

4. Обчислити питомий заряд електрона e/m , скориставшись формулами /9/ і /10/. Значення L , D , N , I_a , I_c подані на панелі лабораторної установки.
5. Обчислити похибку вимірювань e/m .

Контрольні запитання

1. В чому полягає суть методу магнетрона для знаходження відношення e/m ?
2. Чи вплине на величину I_{cp} зміна напрямку струму в соленоїді?
3. Як працюють маспектрометри?

Лабораторна робота №7-І

ВИЗНАЧЕННЯ ВІДНОШЕННЯ ТЕПЛОЄМНОСТЕЙ ГАЗУ МЕТОДОМ

КЛЕМАНА-ДЕЗОРМА

Мета роботи: визначити експериментально відношення теплоємностей повітря.

Прилади та матеріали: прилад Клемана-Дезорма; манометр; насос.

Теоретичні відомості

Стан газу може бути охарактеризований трьома величинами - параметрами стану: тиском P , об'ємом V , температурою T . Рівняння, що зв'язує ці величини, називається рівнянням стану газу.

Рівнянням стану ідеального газу є рівняння Менделєєва-Клапейрона, яке для одного моля газу має вигляд:

$$PV = RT, \quad /1/$$

де R - молярна газова стала.

Теплоємність газів залежить від умов нагрівання. З'ясуємо цю залежність, використовуючи рівняння стану /1/ і перший закон термодинаміки, який формулюється так: кількість теплоти dQ , що передається системі, витрачається на збільшення її внутрішньої енергії dU і на роботу dA , що виконує система проти зовнішніх сил:

$$dQ = dU + dA \quad /2/$$

За означенням теплоємність порівнює:

$$c = \frac{dQ}{dT} = \frac{dU}{dT} + \frac{dA}{dT} \quad /3/$$

З рівняння /3/ видно, що теплоємність може мати різні значення в залежності від способів нагрівання газу, тому що одному і тому ж значенню dT можуть відповідати різні значення dU і dA . Елементарна робота дорівнює:

$$dA = p dV \quad /4/$$

Розглянемо процеси, що протікають в ідеальному газі при зміні температури, коли маса газу залишається незмінною і дорівнює одному молю. Кількість теплоти, що необхідна для нагрівання одного моля газу на 1°C , називається молярною теплоємністю.

Процес, що протікає при постійному тискові $P = \text{const}$, називається ізобаричним.

Для цього випадку формула /3/ буде мати вигляд

$$C_p = \frac{dU}{dT} + p \frac{dV}{dT}. \quad /5/$$

З рівняння /1/ одержимо

$$p dV + V dp = R dT. \quad /6/$$

Але $p = \text{const}$ і $dp = 0$, тому $p dV = R dT$. Підставляючи це значення в рівняння /5/ і замінивши dU на $c_v dT$, одержимо

$$C_p = c_v + R. \quad /7/$$

Процес називається ізохоричним, якщо об'єм газу при зміні температури залишається незмінним, тобто $V = \text{const}$. У даному випадку $dV = 0$. Отже, $dA = 0$, тобто при цьому вся теплота, що підводиться до газу, іде на збільшення його внутрішньої енергії. Тоді з рівняння /3/ випливає, що молярна теплоємність газу при постійному об'ємі:

$$c_v = \frac{dU}{dT}.$$

Ізотермічним називається процес, що протікає при постійній температурі $T = \text{const}$. У цьому випадку $dT = 0$ і $dQ = dA$, тобто внутрішня енергія газу залишається постійною, і вся теплота, що підводиться, витрачається на роботу.

Процес, що протікає без теплообміну з зовнішнім середовищем, називається адіабатичним. Оскільки $dQ = 0$, перший закон термодинаміки буде мати вигляд:

$$dU + dA = 0,$$

або

$$dA = -dU = -C_v dT,$$

тобто при адіабатичному процесі розширення або стискання робота виконується газом тільки за рахунок зміни запасу внутрішньої енергії.

Виведемо рівняння адіабатичного процесу /рівняння Пуассона/. Виходячи з того, що $dA = -dU$, $dA = p dV$ і $dU = C_v dT$, маємо:

$$p dV = -C_v dT, \quad /8/$$

Поділивши рівняння /6/ на /8/ і враховуючи /7/, одержимо:

$$1 + \frac{V}{P} \frac{dP}{dV} = - \frac{C_p - C_v}{C_v}$$

або

$$\frac{dP}{P} = -\gamma \frac{dV}{V},$$

де

$$\gamma = \frac{C_p}{C_v}.$$

Інтегруючи останній вираз, після потенціювання одержимо рівняння Пуассона:

$$pV^\gamma = \text{const}.$$

Величину $\frac{C_p}{C_v}$ можна визначити за допомогою приладу Клемана-Дезорма /рис. 1/, що складається з теплоізолюваного балону А з повітрям при атмосферному тискові P_A , насоса та рідинного ма-

мометра M . У балон при закритому крані K накачують повітря. Тиск повітря в балоні підвищиться і стане рівним:

$$P_1 = P_a + h_1,$$

де h_1 - надлишок тиску повітря в балоні.

Нехай маса повітря після закачування насосом в посудину об'ємом V дорівнює m . Коли кран відкривають, то частина повітря виходить. Позначимо масу повітря, що виходить, Δm , тоді маса повітря, що залишилась, $m_1 = m - \Delta m$.

Маса повітря m , що знаходиться в балоні, займала перед відкриттям крану об'єм V_1 менший, ніж V . Оскільки процес короткочасний і значного теплообміну між газом і стінками балона немає, його можна вважати адіабатичним. Згідно з рівнянням

Пуассона для маси газу m_1 одержимо

$$P_1 V_1^\gamma = P_a V^\gamma, \quad /9/$$

Внаслідок адіабатичного розширення газу температура його знизилась, а потім в результаті теплообміну температура газу через невеликий проміжок часу стане рівною кімнатній. При цьому тиск газу підвищиться до величини

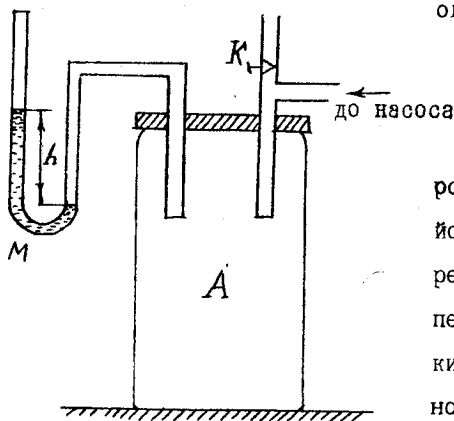


Рис. 1.

$P_3 = P_a + h_2$. Початковий і кінцевий стан газу розглядається при однаковій температурі. Тому на основі закону Бойля-Маріотта

$$P_1 V_1 = P_3 V, \quad /10/$$

Розв'язуючи рівняння /9/ і /10/ відносно γ , знаходимо:

$$\gamma = \frac{\lg P_2 - \lg P_0}{\lg P_1 - \lg P_3} \quad /II/$$

Розкладемо $\lg P_2$ і $\lg P_3$ в ряд Тейлора і підставимо ці значення в формулу /II/. Остаточоно одержимо:

$$\gamma = \frac{h_1}{h_1 - h_2} \quad /I2/$$

Хід роботи

1. В балон накачати насосом невелику кількість повітря. При закачуванні повітря, що стискується під поршнем насоса, нагрівається, тому перед початком вимірювання необхідно почекати $2 \div 3$ хвилини, поки завдяки теплообміну температура в балоні не стане рівною кімнатній. Після цього виміряти манометром надлишковий тиск повітря h_1 в міліметрах рідинного стовпа.
2. Відкрити кран K і в момент, коли рівні рідини в обох колінах манометра зрівняються, швидко закрити кран. Почекавши 2...3 хвилини, поки газ, охолоджений при адіабатичному розширенні, нагріється до кімнатної температури, виміряти надлишковий тиск h_2 . Слід пам'ятати, що h_1 і h_2 відраховуються як різниця висот рідини в обох колінах U-подібного манометра.
3. Величини h_1 і h_2 відповідно п.п. 1 і 2 виміряти декілька разів і дані записати в таблицю.

$\frac{N}{n/n}$	1	2	3	4	5	6	7
h_1							
h_2							

Обробка результатів експерименту та їх
аналіз

1. За формулою /12/ обчислити значення відношення теплоємностей повітря для кожної пари величин h_1 і h_2 .
2. Знайти середнє значення величини γ , абсолютну та відносну похибки і записати кінцевий результат:

$$\gamma = \bar{\gamma} \pm \Delta\gamma$$

Контрольні запитання

1. Перший закон термодинаміки та його застосування до ізопроцесів.
2. Робота, що виконується газом в ізопроцесах.
3. Ступені вільності молекул.
4. Розподіл енергії за ступенями вільності.
5. Внутрішня енергія ідеального газу.
6. Адіабатичний процес. Рівняння Пуассона.

Лабораторна робота №7-2

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ВНУТРІШНЬОГО ТЕРТЯ ТА
СЕРЕДНЬОЇ ДОВЖИНИ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ МОЛЕКУЛ
ПОВІТРЯ

Мета роботи: визначити коефіцієнт внутрішнього тертя і середню довжину вільного пробігу молекул повітря при кімнатній температурі.

Прилади і матеріали: посудина з капіляром і кранами в верхній та нижній частинах, мензурка, секундомір, термометр, барометр.

Теоретичні відомості

Для визначення коефіцієнта внутрішнього тертя η можна скористатись методом витікання рідини чи газу через капілярну трубку. Об'єм рідини чи газу, що протікає через трубку з круглим внутрішнім перерізом за час τ , визначається за формулою Пуазейля:

$$V = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8 \eta l}, \quad /1/$$

де r - радіус капіляра; Δp - різниця тисків на кінцях капіляра; l - довжина капіляра.

З цього рівняння визначимо коефіцієнт внутрішнього тертя:

$$\eta = \frac{\pi r^4 \Delta p \tau}{8 l V}. \quad /2/$$

Як бачимо, всі величини правої частини піддаються безпосередньому вимірюванню.

Кінетична теорія газів встановлює зв'язок між коефіцієнтом внутрішнього тертя ідеального газу η , середньою довжиною вільного пробігу молекул газу λ і середньою арифметичною швидкістю \bar{v} їх руху:

$$\eta = \frac{1}{3} \lambda \cdot \bar{v} \cdot \rho, \quad /3/$$

де ρ - густина газу.

Замінімо в цьому рівнянні ρ і \bar{v} за допомогою відомих з кінетичної теорії газів співвідношень:

$$\rho = \frac{MP}{RT}; \quad \bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}}$$

і виконаємо необхідні перетворення. Одержимо формулу для визначення середньої довжини вільного пробігу молекул:

$$\bar{\lambda} = 1,86 \frac{\sqrt{RT}}{P} \sqrt{\frac{RT}{M}}, \quad /4/$$

де P - тиск газу; R - молярна газова стала; T - абсолютна температура; M - молярна маса газу.

У даній роботі всі необхідні величини вимірюють на установці, конструкція якої подана на рис. I.

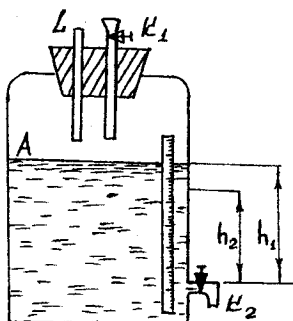


Рис. I.

Посудина A має шкалу, кран K_1 для заповнення її водою і кран K_2 для витікання води. Крізь корок посудини проходить капіляр L , радіус і довжина якого задані. Капіляр не повинен досягати поверхні води.

При закритих кранах тиск повітря над рідиною в посудині дорівнює атмосферному, так як посудина з'єднана з атмосферою че-

рез капіляр. Якщо при закритому крані K_1 відкрити кран K_2 , то внаслідок витікання води тиск в посудині стане зменшуватись і всередину через капіляр стане засмоктуватись повітря. Маючи певну в'язкість, повітря буде повільно просочуватись крізь капіляр, внаслідок чого тиск в посудині стане менше атмосферного. Через певний час сума тисків газу і рідини всередині посудини на рівні отвору з крану K_2 стане рівною атмосферному тискові, тобто:

$$P_1 + \rho_1 g h_1 = P_{\text{атм}},$$

де P_1 - тиск газу в посудині ;

ρ_1 - густина рідини;

g - прискорення вільного падіння ;

h_1 - висота стовбчика рідини в даний момент.

При цьому на кінцях капіляра встановиться різниця тисків $\Delta P = P_{\text{атм}} - P_1 = \rho_1 g h_1$, яка обумовлює протікання повітря через капіляр в посудину. Ця різниця з часом зменшуватиметься із зменшенням висоти стовбчика рідини. Але тому що площа перерізу посудини велика, а об'єм витікаючої рідини порівняно малий, то зміна висоти стовбчика рідини і різниці тисків будуть незначними. Тому в формулі /2/ за різницю тисків на кінцях капіляра можна взяти середнє значення гідростатичного тиску на початку і в кінці досліду, тобто

$$\Delta P = \frac{h_1 + h_2}{2} \rho_1 g. \quad /5/$$

Об'єм протікаючого через капіляр повітря V буде дорівнювати об'єму витікаючої через кран K_2 рідини в мензурку.

Хід роботи

1. Перед початком досліду посудина повинна не менше ніж наполовину заповнюватись водою. В разі необхідності воду залити через кран K_1 , який після цього потрібно обов'язково закрити.
2. Відкрити кран K_2 , щоб вода витікала в допоміжну склянку.
3. Коли через кілька секунд вода почне витікати окремими краплями, забрати допоміжну склянку і підставити мензурку, одночасно вмикаючи секундомір і відмічаючи висоту рівня води h_1 .
4. Коли в мензурці збереться 50 см³ води, зупинити секундомір, закрити кран K_2 і відмітити новий рівень води в посудині h_2 .

Записати показання секундоміра τ .

5. Виміряти кімнатну температуру T і атмосферний тиск P .

6. Всі дані вимірювань, а також значення радіуса капіляра ϱ та його довжину ℓ занести в таблицю.

h_1 (м)	h_2 (м)	V (м ³)	τ (с)	T (К)	P (Н/м ²)	ϱ (м)	ℓ (м)

Обробка результатів експерименту

1. За формулою /5/ розрахувати значення ΔP .
2. За формулою /2/ визначити коефіцієнт внутрішнього тертя повітря η .
3. За формулою /4/ вирахувати середню довжину вільного пробігу молекул повітря $\bar{\lambda}$.
4. Знайти абсолютну та відносну похибки експерименту. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Середня довжина вільного пробігу молекул та число зіткнень в одиницю часу.
2. Закон Пуазейля.
3. Коефіцієнт в'язкості, його фізичний зміст, одиниці вимірювання.

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ МЕТОДОМ СТОКСА

Мета роботи: визначити коефіцієнт в'язкості рідини при кімнатній температурі.

Прилади і матеріали: прилад Стокса, сталеві кульки, мікрометр, масштабна лінійка, секундомір, термометр.

Теоретичні відомості

Під час руху рідини між її шарами виникають сили внутрішнього тертя, які діють таким чином, щоб зрівняти швидкості всіх шарів. Виникнення цих сил пояснюється тим, що шари, які рухаються з різними швидкостями один відносно іншого, обмінюються молекулами. Молекули з більш швидкого шару передають молекулам більш повільного шару певну кількість руху, внаслідок чого вони починають рухатись швидше. Молекули з більш повільного шару одержують в швидкому шарі певну кількість руху, що викликає його гальмування.

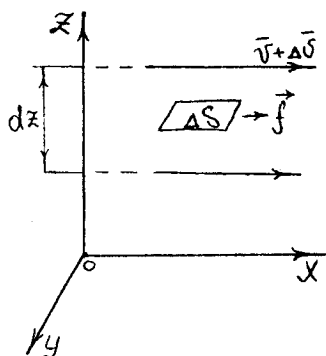


Рис. 1.

Розглянемо рідину, що рухається в напрямі осі X /рис. 1/. Нехай шари рідини рухаються з різними швидкостями. На осі Z візьмемо дві точки на віддалі dZ одна від іншої. Швидкості потоку відрізняються в цих точках на величину dV . Відношення dV/dz характеризує зміну

швидкості потоку в напрямі осі і носить назву градієнта швидкості.

Сила внутрішнього тертя /в'язкості/, що виникає між двома шарами, прямо пропорційна площі ΔS їх дотикання і градієнту швидкості - це є закон Ньютона для внутрішнього тертя:

$$f = -\eta \frac{dv}{dz} \cdot \Delta S, \quad /I/$$

де η - коефіцієнт внутрішнього тертя /в'язкості/.

Якщо в формулі /I/ чисельно взяти $\Delta S = 1, \frac{dv}{dz} = 1$, то $\eta = |f|$, тобто, коефіцієнт динамічної в'язкості чисельно дорівнює силі внутрішнього тертя, яка виникає на кожній одиниці поверхні двох шарів, що дотикаються і рухаються один відносно іншого, з одиничним градієнтом швидкості.

У системі СІ η вимірюється в $\text{кг} \cdot \text{м}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; ця одиниця спеціальної назви не має.

У системі СГС η вимірюється в $\text{г} \cdot \text{см}^{-1} \cdot \text{с}^{-1}$; ця одиниця коефіцієнта в'язкості називається пуазом. Часто користуються меншою одиницею - сантипуазом: 1 сантипуаз дорівнює 0,01 пуаз.

Коефіцієнт динамічної в'язкості залежить від природи рідини і з підвищенням температури зменшується. В'язкість грає суттєву роль в процесі руху рідин і газів. Шар рідини, який безпосередньо прилягає до твердої поверхні, в результаті прилипання залишається відносно неї нерухомим. Швидкість решти шарів зростає з віддаленням від твердої поверхні. Наявність шару рідини /мастила/ між поверхнями твердих тіл, що труться, сприяє значному зменшенню сил тертя.

Поряд з коефіцієнтом динамічної в'язкості часто користуються поняттям коефіцієнта кінематичної в'язкості:

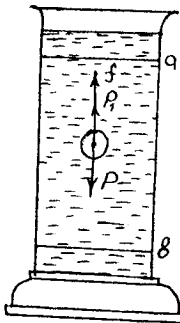
$$\nu = \frac{\eta}{\rho},$$

де ρ - густина рідини.

В системі СІ ν вимірюється в $\text{м}^2\text{с}^{-1}$; в СГС одиницею коефіцієнта кінематичної в'язкості є $\text{см}^2\cdot\text{с}^{-1}$, ця одиниця називається стоксом.

У даній роботі для вимірювання коефіцієнта в'язкості рідини /розчин гліцерину, трансформаторне масло/ застосовується метод Стокса, суть якого полягає в тому, що на кульку, яка рухається в рідині, діє сила внутрішнього тертя і гальмує її рух /рис. 2/.

Ця сила визначається законом Стокса $f = -6\pi\eta r v$, де r - радіус кульки; v - її швидкість.



Якщо кулька падає в рідині, то на неї крім сили тертя f , будуть діяти сила тяжіння $P = mg = \rho g V$ і виштовхувальна сила Архімеда $P_1 = \rho_1 g V$, рівна вазі рідини в об'ємі кульки / V - об'єм кульки, ρ - густина кульки, ρ_1 - густина рідини/.

На основі другого закону Ньютона маємо:

$$m \frac{dv}{dt} = \rho_1 g V - \rho g V - 6\pi\eta r v.$$

Розв'язком одержаного рівняння є вираз:

$$v = \frac{Vg(\rho - \rho_1)}{6\pi\eta r} \left(1 - e^{-\frac{6\pi\eta r}{m} t}\right), \quad /2/$$

в чому можна перекопати безпосередньою підстановкою. Оскільки величина $e^{-\frac{6\pi\eta r}{m} t}$ з часом дуже швидко зменшується, то швидкість кульки спочатку зростає, але через малий проміжок часу стає постійною

$$v_0 = \frac{Vg(\rho - \rho_1)}{6\pi\eta r}, \quad /3/$$

де $V = \frac{4}{3} \pi r^3$ - об'єм кульки.

Швидкість кульки можна визначити, знаючи віддаль між мітками і час t , за який кулька проходить цю віддаль:

$$v_0 = \frac{e}{t}.$$

Тоді з виразу /3/ випливає, що коефіцієнт в'язкості дорівнює:

$$\eta = \frac{2}{9} \frac{(\rho - \rho_1) g r^2}{v_0}. \quad /4/$$

Хід роботи

1. Мікрометром виміряти діаметр d кульки.
2. Виміряти віддаль між мітками a і b на посудині.
3. Опустити в рідину кульку і секундоміром виміряти час t її руху між мітками.
4. Повторити п.п.1 і 3 ще для двох кульок.
5. Результати вимірювань записати в таблицю. Густина рідини ρ вказана на лабораторній установці. Густина матеріалу кульки /як правило, сталь/ взяти з довідкових таблиць.

N° n/n	$d=2r, \text{ м}$	$e, \text{ м}$	$t, \text{ с}$	$\rho, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$\rho_1, \frac{\text{кг}}{\text{м}^3}$	$T, \text{ К}$
1.						
2.						
3.						

Обробка результатів експерименту і їх аналіз

1. За формулою /4/ обчислити значення коефіцієнта в'язкості досліджуваної рідини за даними вимірювань для кожної кульки окремо.

2. Знайти середню абсолютну і відносну похибки визначення коефіцієнта в'язкості і записати кінцевий результат:

$$\eta = \bar{\eta} \pm \Delta\eta$$

Контрольні запитання

1. Явища переносу. Молекулярно-кінетичний механізм явищ переносу.
2. Закони Фіка, Фур'є і Ньютона.
3. Коефіцієнти явищ переносу і їх фізичний зміст.
4. Зв'язки між коефіцієнтами дифузії, в'язкості і теплопровідності.
5. Експериментальні методи визначення коефіцієнта в'язкості.
6. Вияснити основні джерела похибки у даній роботі.

Лабораторна робота №7-4

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ МЕТАЛІВ

Мета роботи: визначити коефіцієнт теплопровідності міді.

Прилади та матеріали: прилад для визначення коефіцієнта теплопровідності; термометри /4 шт./; секундомір; балон для зливання води; мензурка; штангенциркуль.

Теоретичні відомості

Метою визначення коефіцієнта теплопровідності металів, що

застосовується в цій роботі, ґрунтується на вимірюванні кількості теплоти Q Дж/с, що проходить за одиницю часу через поперечний переріз S металевого /мідного/ стержня.

Як відомо, цей тепловий потік за законом Фур'є визначається за формулою:

$$Q = KS \operatorname{grad} T, \quad /1/$$

де K - коефіцієнт теплопровідності; $\operatorname{grad} T = \frac{\Delta T}{\Delta l}$ - градієнт температури, К/м.

З формули /1/ випливає, що коефіцієнт теплопровідності порівнює:

$$K = \frac{Q}{S \operatorname{grad} T}.$$

Він чисельно порівнює кількості теплоти, що переноситься через одиницю площі /1 м²/ поперечного перерізу зразка за одиницю часу /1 с/ при падінні температури на 1°С на одиниці шляху /1 м/ теплового потоку, тобто $K = \text{Вт} / \text{м} \cdot \text{К}$.

Постійність градієнта температури вздовж зразка забезпечується нагріванням одного з його кінців в електричній печі і охолодженням іншого його кінця проточною водою, що має постійну температуру t_1° .

З іншого боку, кількість теплоти, що проходить через зразок і передається воді за одиницю часу, може бути знайдена з рівняння теплового балансу:

$$Q = cm (t_2^{\circ} - t_1^{\circ}), \quad /2/$$

де c - питома теплоємність води, Дж/ кг·К, m - маса води, що протікає через холодильник за 1 с, кг; t_2° - температура, до якої нагрівається вода, що оточує холодний кінець зразка.

Прирівнюючи праві частини рівнянь /1/ і /2/, одержуємо такий вираз для коефіцієнта теплопровідності:

$$K = \frac{m d (t_2 - t_1)}{S \text{ grad } T} \quad /3/$$

Враховуючи особливості конструкції установки, що застосовується в роботі /рис. I/, формулу /3/ можна перетворити стосовно до роду вимірюваних величин.

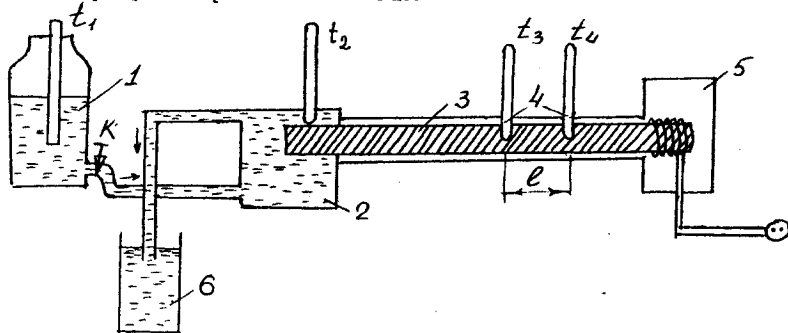


Рис. I.

Установка для визначення теплопровідності складається з мідного стержня 3, що має площу поперечного перерізу $S = 70,0 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2$, електричного нагрівника 5, водяного холодильника 2, гнізд для термометрів 4, посудини I з охолодженою водою і мензурки 6.

Градієнт температури можна записати через різницю показань термометрів t_3 і t_4 і відстань l між ними:

$$\text{grad } T = \frac{t_4 - t_3}{l} \quad /4/$$

Масу води, що протікає через холодильник за одиницю часу, виразимо через її об'єм і густину:

$$m = \rho \frac{V}{\tau} \quad /5/$$

де ρ - густина води; V - об'єм води, що витікає за час τ .

Підставляючи формули /4/ і /5/ в /3/, одержуємо кінцевий вираз для розрахунку коефіцієнта теплопровідності міді, з якої виготовлено зразок, що досліджується:

$$K = \frac{\rho V (t_2^{\circ} - t_1^{\circ}) \ell}{S \tau (t_4^{\circ} - t_3^{\circ})} . \quad /6/$$

Хід роботи

1. Штангенциркулем виміряти відстань ℓ між термометрами t_3 і t_4 а також записати значення площі поперечного перерізу мідного стержня S /наводиться в інструкції по установці/ і увімкнути нагрівач.
2. Після достатнього прогрівання стержня відкрити кран і повільно пропускати воду через холодильник. Температуру t_1 води, що охолоджує, регулюють таким чином, щоб досягти максимальної різниці температур, що реєструються термометрами t_3 і t_4 .
3. Після встановлення стаціонарного режиму теплопередачі, якому відповідає сталість показань всіх термометрів, вимірюють температури t_1° , t_2° , t_3° і t_4° .
4. При такому установленому потокові води, що охолоджує, секундоміром заміряють час τ , протягом якого в мензурці δ збирається певний її об'єм /наприклад, 100 см³/.
5. З таблиць знаходять теплоємність води C і її густину ρ в температурних умовах досліду.
6. Результати вимірювань записують в таблицю.

Таблиця

ℓ (м)	S (м ²)	$t_1^{\circ}C$	$t_2^{\circ}C$	$t_3^{\circ}C$	$t_4^{\circ}C$	τ , с	V , м ³	C $\frac{Дж}{К^2 К}$	ρ , $\frac{кг}{м^3}$

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. За формулою /6/ обчислили середнє значення коефіцієнта теплопровідності.
2. Визначити відносну і середню абсолютну похибки вимірювання і записати кінцевий результат:

$$K = \bar{K} \pm \Delta K.$$

Контрольні запитання

1. Основні види теплообміну.
2. Теплопровідність як явище-переносу енергії та її пояснення.
3. Закон Фур"є.
4. Фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності, одиниця його вимірювання в системі СІ.

ДОСЛІДЖЕННЯ КРИТИЧНИХ ЯВИЩ В СИСТЕМІ РІДИНА-ПАРА

Мета роботи: провести спостереження за проходженням ефіру через критичний стан, визначити його критичну температуру і розрахувати поправки Ван-дер-Ваальса.

Прилади і матеріали: запаяна скляна ампула з ефіром, сушильна шафа з додатковим електричним підігрівом та освітлювальною лампочкою, термометр, автотрансформатор.

Теоретичні відомості

На відміну від ідеального газу, стан якого описується рівнянням Менделєєва-Клапейрона, молекули реальних газів мають певні розміри /власний об'єм/ і потенціальну енергію взаємодії. Тому рівняння Менделєєва-Клапейрона для реальних газів виявляється неточним і тільки в певному наближенні описує їх стан при досить високих температурах та малих тисках. В інших умовах нехтувати розмірами молекул та силами їх взаємодії для реальних газів не можна.

Виходячи з цих міркувань, в 1873 році голландський фізик Ван-дер-Ваальс ввів до рівняння Менделєєва-Клапейрона поправки відповідно на розміри молекул і на взаємодію між ними.

Якщо уявити молекули реальних газів в вигляді сферичних утворень та врахувати, що вони не можуть бути щільно упаковані, то можна показати, що кожна з них створє навколо себе недоступний для інших молекул об'єм, рівний чотирьом влас-

ним об'ємам однієї молекули. Для одного моля реального газу об'єм, який займають його молекули, можна знайти зі співвідношення:

$$b = 4 \cdot N_A \cdot V, \quad /1/$$

де b - поправка Ван-дер-Ваальса на розмір молекул 1 моля реального газу: $N_A = 6,02 \cdot 10^{23}$ моль⁻¹ - число Авогадро; V - власний об'єм однієї молекули.

Таким чином, в рівнянні Менделєєва-Клапейрона вільний об'єм газу буде меншим на величину b , тобто $V_M - b$.

Крім того, завдяки силам взаємного притягання, молекули реального газу додатково стискаються, збільшуючи внутрішній тиск і зменшуючи тиск на стінки посудини на величину p' . Аналіз процесів взаємодії молекул приводить до формули:

$$p' = \frac{a}{V_M^2} \quad /2/$$

де p' - додатковий тиск; a - поправка Ван-дер-Ваальса на взаємодію між молекулами; V_M - об'єм 1 моля реального газу.

Поправки a і b для різних реальних газів даються в спеціальних таблицях.

Отже, з врахуванням поправок a і b , рівняння Ван-дер-Ваальса для 1 моля реального газу має вигляд:

$$\left(p + \frac{a}{V_M^2}\right) \cdot (V_M - b) = RT \quad /3/$$

Для довільної маси газу m рівняння Ван-дер-Ваальса записується в вигляді:

$$\left(p + \frac{m^2}{M^2} \frac{a}{V_M^2}\right) \left(V - \frac{m}{M} \cdot b\right) = \frac{m}{M} RT \quad /4/$$

Для реальних газів характерне так зване явище критичного стану, яке спостерігається при їх ізотермічному стисненні чи розши-

ренні при відповідній критичній температурі. До поняття критичного стану речовини можна підійти на основі аналізу ізотерм Ендрусса, який досліджував залежність молярного об'єму вуглекислого газу від тиску при різних температурах /рис. 1/.

При сталій температурі T на ділянці AB газ стискується. В точці B ізотерми газ досягає насичення і проявляється його рідка фаза.

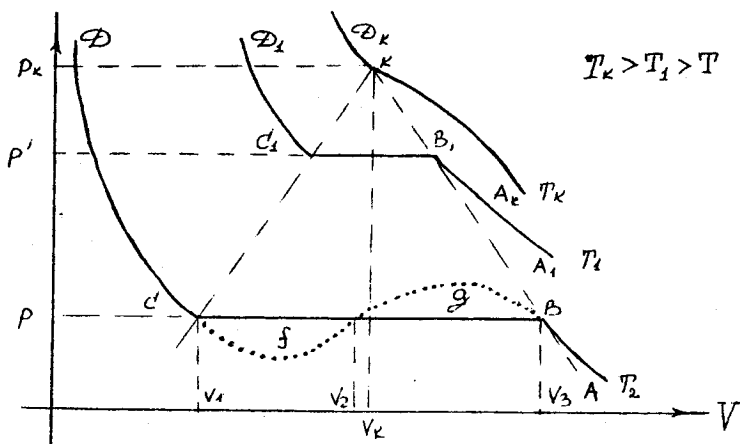


Рис. 1.

Ділянки BC відповідають дві фази: рідина і насичена пара. В точці C увесь газ перетворюється в рідину. З підвищенням температури ізопроеку $T_1 > T_2$ /горизонтальна ділянка ізотерми BC зменшується $B_1C_1 < BC$ / і при певній температурі T_k стягується в точку K . При цій температурі одночасно не існує двофазної області "рідина-насичена пара" і поступового переходу рідини в пару /чи навпаки/, якому відповідає горизонтальна ділянка ізотерми B_1C_1 / при температурах нижче критичної. В точці K пара миттєво переходить в рідину /при стисненні/ або рідина - в пару /при розширенні/. Такий стан речовини носить назву критичного.

В точці K питомий об'єм /об'єм одиниці маси/ рідини дорівнює питомому об'єму насиченої пари. В критичному стані зникає поверхневий натяг рідкої фази, різниця між рідкою і пароподібними фазами /зникає мениск/.

З рис. I видно, що криві KB_1B та KC_1C відділяють двофазну область "рідина-пара", що знаходиться нижче кривої BKC , від двох однофазних областей – рідкої (лівіше кривої CKD_k) і газоподібної (правіше кривої BKD_k). При критичній температурі речовина в області правіше кривої D_kKA_k може знаходитись лише в газоподібному стані.

Критичний стан будь-якої речовини однозначно визначається критичними параметрами: критичною температурою, критичним тиском і критичним об'ємом.

Критична температура T_k – це температура, вище якої речовина ніяким чином не може бути переведена з газоподібного стану в рідкий.

Критичний тиск P_k – це найбільший тиск насиченої пари даної рідини.

Критичний об'єм V_k – це найбільший об'єм, який може займати дана кількість рідини.

Критичні параметри речовини можна виразити через поправки α і β . Для цього рівняння /4/ слід привести до нормального стану і записати в порядку зменшення степенів об'єму:

$$V_m^3 - \left(\beta + \frac{RT}{P}\right) V_m^2 + \frac{\alpha}{P} V_m - \frac{\alpha\beta}{P} = 0. \quad /5/$$

Рівнянню /5/ на рис. I відповідає крива $AB_{q_1}CD$ (на якій одному значенню P відповідають три значення об'єму V_1, V_2, V_3). Ця крива відрізняється від ізотерми Ендруса $ABCD$ тільки тим, що замість прямої ділянки BC є хвиляподібна $B_{q_1}C$. Ділянці C_1 відповідає стан перегрітої рідини, а ділянці CD – стан перенасиченої пари. Ділянці B_{q_1} відповідає стан, який в природі не спос-

терігається (із збільшенням об'єму зростає тиск). В цьому і є головна причина наближеного характеру рівняння Ван-дер-Ваальса.

Рівняння /5/ виразимо через критичні параметри

$$V_M^3 - \left(b + \frac{RT_K}{P_K} \right) V_M^2 + \frac{a}{P_K} V_M - \frac{ab}{P_K} = 0, \quad /6/$$

а врахувавши те, що для критичної точки $V_i = V_l = V_s = V_K$ - ще і так:

$$(V_M - V_K)^3 = 0 \quad /7/$$

або, піднісши до кубу, матимемо:

$$V_M^3 - 3V_K V_M^2 + 3V_K^2 V_M - V_K^3 = 0. \quad /8/$$

Рівняння /6/ і /8/ тотожні, то можна прирівняти коефіцієнти при відповідних однакових степенях V_K , одержимо:

$$3V_K = \frac{RT_K}{P_K} + b; \quad 3V_K^2 = \frac{a}{P_K}; \quad V_K^3 = \frac{ab}{P_K}.$$

Розв'язуючи цю систему відносно критичних параметрів, знаходимо:

$$T_K = \frac{8}{27} \frac{a}{Rb}; \quad \frac{a}{P_K} = 3V_K^2; \quad \frac{ab}{P_K} = V_K^3, \quad /9/$$

а також

$$a = \frac{27}{64} \frac{R^2 T_K^2}{R_K}; \quad b = \frac{RT_K}{8P_K}. \quad /10/$$

В даній роботі пропонується провести спостереження за проходженням ефіру через критичний стан і знайти середнє значення температур зникнення та з'явлення меніску. Це середнє значення можна вважати критичною температурою. Схема експериментальної установки зображена на рис. 2.

Запаяна скляна ампула 4 з ефіром розмішена всередині сушильної шафи 3, напруга, що подається на нагрівник 5, може змінюватись за допомогою автотрансформатора 6. Температура ефіру вимірю-

ється термометром 2, який підвіщується лампочкою І.

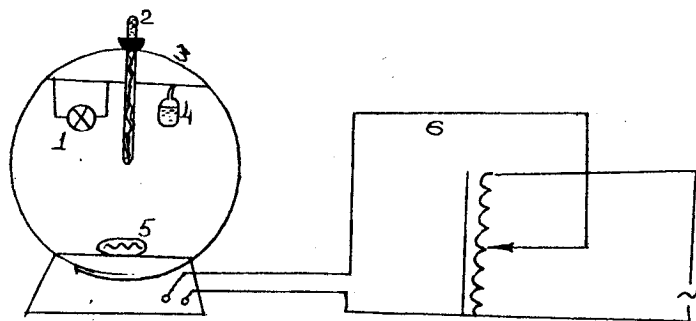


Рис. 2.

Хід роботи

1. Перевірити технічний стан установки, ввімкнувши лампочку освітлення.
2. При нульовому положенні ручки автотрансформатора ввімкнути його в електричну мережу. Поворотом ручки подати на спіраль нагрівника напругу і підібрати таке її значення, при якому швидкість нагрівання складає близько 50°C за хвилину.
3. Починаючи з температури 150°C безперервно спостерігають за положенням і виглядом меніска в ампулі. Визначивши температуру зникнення меніска $T_{к1}$, встановлюють регулятор автотрансформатора на нуль і спостерігають за явищами в ампулі.
4. Визначають температуру $T_{к2}$ появи меніска в ампулі при її охолодженні.

Увага! Після ввімкнення нагрівника з метою безпеки не дозволяється відчиняти дверцята шафи. Тиск ефіру в ампулі при нагріванні зростає і в критичному стані досягає 35,5 атм.

Обробка результатів експерименту

1. За одержаними значеннями температур зникнення меніску і його появи T_{k2} визначають значення критичної температури ефіру

$$T_k = \frac{T_{k1} + T_{k2}}{2}.$$

2. Знаючи критичну температуру ефіру T_k і критичний тиск $p_k = 35,5$ атм за формулами /10/ розраховують поправки Ван-дер-Ваальса для ефіру.

3. Одержані результати співставити з табличними значеннями і зробити висновок по роботі.

Контрольні запитання

1. Реальні гази. Рівняння Ван-дер-Ваальса та його аналіз.
2. Ізотерми Ендерса.
3. Критичний стан речовини та його термодинамічні параметри.
4. Зв'язок поправок Ван-дер-Ваальса з критичними параметрами.

Лабораторна робота №7-6
ВИЗНАЧЕННЯ ЗМІНИ ЕНТРОПІЇ ПРИ НАГРІВАННІ І ПЛАВЛЕННІ
СВИНЦЮ

Мета роботи: визначити приріст ентропії при фазовому переході першого роду на прикладі плавлення свинцю.

Прилади і матеріали: нагрівальна піч; термopара; електронний потенціометр.

Теоретичні відомості

Стан термодинамічної системи може бути описаним, коли відомо будь-яку пару із трьох параметрів: об'єм V , абсолютна температура T , тиск P . Крім цього його можна однозначно задати за допомогою внутрішньої енергії U . В багатьох випадках характеризують стан термодинамічної системи за допомогою поняття ентропії.

З точки зору термодинаміки ентропія системи - функція її стану, яка визначається з точністю до довільної константи. Різниця ентропії двох рівноважних станів 2 і 1 за означенням порівнює зведеній кількості теплоти, яку необхідно надати системі, щоб перевести її із стану 1 в стан 2 довільним шляхом /рис. 1/

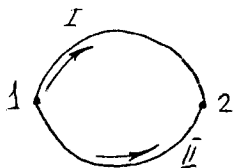


Рис. 1.

Таким чином, якщо ентропію в станах 1 і 2 позначити через S_1 і S_2 , то згідно з означенням:

$$S_2 - S_1 = \int_1^2 \frac{\delta Q}{T}, \quad /1/$$

де δQ - зведена кількість теплоти;

T - температура, при якій здійсню-

ється перехід.

Для безмежно малої зміни ентропії системи

$$dS = \frac{\delta Q}{T}. \quad /2/$$

Оскільки кількість теплоти не є функцією стану, то диференціал цієї функції неповний і позначається символом δ , на відміну від повного, який позначається символом d .

З точки зору статистичної /молекулярної/ фізики ентропія - величина, прямо пропорційно залежна від логарифму термодинамічної імовірності /статистичної ваги/:

$$S = k \ln \Omega, \quad /3/$$

де k - стала Больцмана;

Ω - термодинамічна імовірність системи.

Якщо задається стан кожної молекули системи, то сукупність цих станів називається мікростаном системи. Всякому макростанові відповідає певний мікростан тіла. Розглянемо, наприклад, розподіл молекул між двома половинами посудини, в якій знаходиться газ. Характеризувати стан газу будемо кількістю молекул, що знаходяться в лівій половині посудини.

Стан окремої молекули будемо, наприклад, визначати тим, в якій половині вона знаходиться. Нехай повне число молекул порівнює чотирьом. Стан, при якому в лівій частині знаходиться одна молекула, а в правій - три, є мікростаном /рис. 2/. Йому відповідає чотири мікростани /рис. 3/. Кількість різних мікростанів, які відповідають певному макростанові, називають статистичною /термодинамічною/ вагою, або термодинамічною імовірністю. У наведеному прикладі термодинамічна імовірність макростану дорівнює чотирьом. Як стверджують розрахунки, термодина-

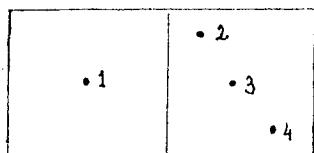
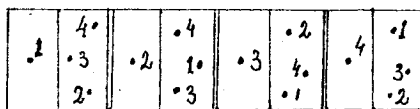


Рис. 2.



I стан; 2 стан; 3 стан; 4 стан.

Рис. 3.

мічна імовірність пропорційна імовірності звичайного макростану і максимальна для рівноважного стану системи. Для прикладу, що розглядається, це відповідає станові, при якому в лівій і правій частинах посудини перебуває однакове число молекул.

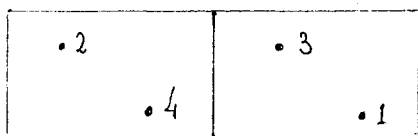


Рис. 4.

Стан, який здійснюється відносно малою кількістю способів, називається впорядкованим, а той, що здійснюється відносно більшою кількістю способів, – невпорядкованим.

Таким чином, за фізичним змістом ентропія є кількісною мірою ступеня молекулярного безпорядку в системі. Цей висновок дозволяє зрозуміти рівняння /2/. Надання системі теплоти приводить до підсилення теплового руху молекул і, відповідно, до збільшення ступеня безпорядку в системі. Чим вища температура, а з нею і внутрішня енергія системи, тим відносно меншою виявиться доля безпорядку, обумовленого наданням даної кількості теплоти.

У даній роботі зміна ентропії визначається при нагріванні свинцю від кімнатної температури до температури плавлення і при

плавленні свинцю, тобто, при фазовому переході першого роду. Взагалі фазою називають макроскопічну фізично однорідну частину речовини, яка може бути віддалена від системи механічним шляхом.

Перехід речовини з однієї фази в іншу, що супроводжується виділенням чи поглинанням теплоти, називається фазовим переходом I-го роду. Перехід без виділення чи поглинання теплоти називається фазовим переходом II-го роду /наприклад, перехід речовини з однієї кристалічної модифікації в іншу/.

Плавлення, будучи фазовим переходом I-го роду, відбувається при сталій температурі, яка називається температурою плавлення кристалічної речовини. Температура плавлення залежить від тиску. Ця залежність виражається рівнянням Клапейрона-Клаузіуса:

$$\frac{dP}{dT} = \frac{q_{12}}{T(V_2' - V_1')}, \quad /4/$$

де q_{12} - питома теплота фазового переходу;

T - температура фазового переходу;

V_1' і V_2' - питомий об'єм відповідно першої та другої фаз;

dT - зміна температури фазового переходу при відповідній зміні його тиску на dP .

Повна зміна ентропії при нагріванні і плавленні свинцю:

$$\Delta S = \Delta S_1 + \Delta S_2, \quad /5/$$

де ΔS_1 - зміна ентропії при нагріванні свинцю від кімнатної температури T_1 до температури плавлення T_0 ;

ΔS_2 - зміна ентропії при повному плавленні свинцю.

Застосувавши рівняння /1/ до виразу /6/, одержимо:

$$\Delta S = \int_1^2 \frac{\delta Q_1}{T} + \int_2^3 \frac{\delta Q_2}{T}. \quad /6/$$

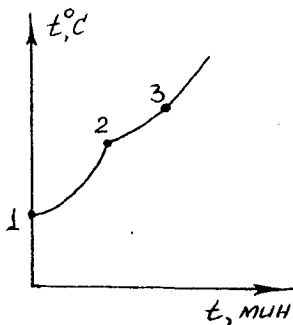


Рис. 5.

Для процесу нагрівання /ділянка 1-2, рис. 5/ $\delta Q_1 = cm dT$,
де c - питома теплоємність твердого свинцю; m - маса свинцю.

Для процесу плавлення /ділянка 2-3/

$$\delta Q_2 = \lambda dm,$$

де λ - питома теплота плавлення.

Таким чином,

$$\begin{aligned} \Delta S &= \int_{T_k}^{T_n} \frac{cm dT}{T} + \int_0^m \frac{\lambda dm}{T} = \\ &= cm \int_{T_k}^{T_n} \frac{dT}{T} + \frac{\lambda}{T_n} \int_0^m dm = cm \ln \frac{T_n}{T_k} + \frac{\lambda m}{T_n}. \end{aligned} \quad /7/$$

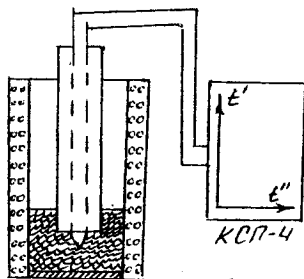


Рис. 6.

Робоча схема установки зображена на рис. 6. У даній роботі температура свинцю вимірюється термопарою хромель-аломель. Один спай термопарі занурений у свинець, що розміщений в нагрівальній печі, а другий спай - термостатований. Значення температури визначають за показанням

потенціометра КСП-4, який проградуїровано за даною термопарою.

Хід роботи

1. Записати значення початкової температури за показанням кімнатного термометра.
2. Одночасно ввімкнути піч і секундомір.

3. Фіксувати значення температури через кожні 2 хв в інтервалі до 290°C та через 30 с – в інтервалі $290\text{--}335^{\circ}\text{C}$.
4. Вимкнути коло печі і продовжувати фіксувати температуру при охолодженні свинцю до температури 290°C .

Обробка результатів експерименту

1. Побудувати графік залежності температури свинцю від часу при нагріванні та охолодженні.
2. Визначивши ділянки графіка, що паралельні осі часу, знайти температуру плавлення свинцю $T_{\text{пл}}$ та температуру кристалізації $T_{\text{кр}}$.
3. Обчислити температуру плавлення свинцю за формулою

$$T_{\text{п}} = \frac{T_{\text{пл}} + T_{\text{кр}}}{2} \quad /8/$$

4. Визначити приріст ентропії при нагріванні і плавленні свинцю за формулою /7/. Маса свинцю дорівнює 0,300 кг.
5. Визначити коефіцієнт корисної дії печі, якщо її потужність дорівнює 80 Вт.
6. Оцінити основні джерела похибок у даній роботі.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте перший і другий закони термодинаміки.
2. Що таке ентропія, який її фізичний зміст та статистичне трактування?
3. Фазові переходи першого і другого роду. Рівняння Клапейрона-Клаузіуса.

Лабораторна робота №7-7

Вивчення розподілу Максвелла за швидкостями для Термоелектронів

Мета роботи: перевірити справедливість розподілу Максвелла.

Прилади і матеріали: електронна лампа 6П9; мікроамперметр;
вольтметр; блоки живлення ВУП-2 і
BC-24M.

Теоретичні відомості

Відповідно до основних положень молекулярно-кінетичної теорії газ складається із великого числа молекул / $\sim 10^{15}$ частинок/см³/, які перебувають в безперервному хаотичному русі. Як показує теорія і відповідні експериментальні дослідження, розподіл молекул за швидкостями, не зважаючи на повну хаотичність їх руху і випадковий характер взаємодій, не є довільним. У стані рівноваги цей розподіл є однозначним і єдино можливим.

Максвелл ще в 1859 році показав, що число частинок dN , швидкості яких лежать в інтервалі від v до $v+dv$, визначається співвідношенням:

$$dN = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot N \cdot \left(\frac{m}{2kT}\right)^{3/2} \cdot e^{-\frac{mv^2}{2kT}} \cdot v^2 dv, \quad /1/$$

де N - загальне число молекул в досліджуваній системі;

m - маса молекули; k - стала Больцмана;

T - абсолютна температура.

Аналіз співвідношення /1/ показує, що величина dN є функцією v а також температури T і у випадку фіксованої температури набуває максимуму при швидкості

$$v_i = \sqrt{\frac{2kT}{m}}. \quad /2/$$

Таку швидкість називають найбільш імовірною.

Залежність dN від v для двох різних температур показана на рис. I.

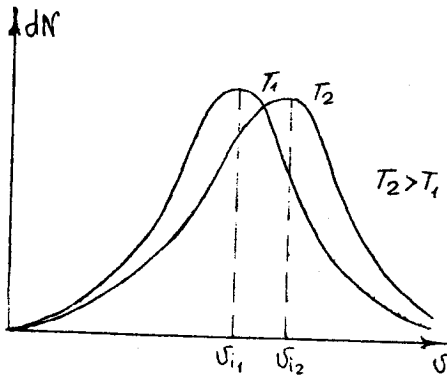


Рис. I.

З рис. I видно, що збільшення температури супроводжується збільшенням найбільш імовірної швидкості, а це приводить до зменшення максимуму кривої в область більш високих швидкостей. При цьому зменшується число повільних молекул і росте число молекул, швидкості яких великі.

Підставляючи /2/ в /1/, знаходимо:

$$dN = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot N \cdot e^{-\frac{v^2}{v_i^2}} \cdot \frac{v^2}{v_i^2} \cdot \frac{dv}{v_i} \quad /3/$$

Позначимо величину $\frac{v}{v_i}$ через u , а $\frac{dv}{v_i}$ через du .

Співвідношення /3/ набуває вигляду:

$$dN = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot N \cdot e^{-u^2} \cdot u^2 du \quad /4/$$

Функція

$$f(u) = \frac{dN}{N \cdot du} \quad /5/$$

яка визначає частину молекул від загального їх числа N з відносними швидкостями в одиничному інтервалі біля довільного значення u , одержала назву функції розподілу Максвелла.

З формул /5/ і /4/ одержуємо:

$$dN = N \cdot f(u) du \quad /6/$$

де

$$f(u) = \frac{4}{\sqrt{\pi}} \cdot u^2 e^{-u^2} \quad /7/$$

Функція розподілу $f(u)$ не залежить ні від природи газу, ні від його температури, а визначається лише відносною швидкістю u . Значення $f(u)$ в інтервалі $0 \leq u \leq 3,0$ наведені в табл. I.

Табл. I.

u	0	0,2	0,4	0,6	0,8	1,0	1,2	1,4	1,6	1,8	2,0	2,5	3,0
$f(u)$	0	0,08	0,31	0,57	0,74	0,83	0,77	0,62	0,45	0,29	0,165	0,027	0,002

З таблиці видно, що функція $f(u)$ так само, як і dN є немонотонною функцією з максимумом при $u = 1,0$, де $f(u) = 0,83$.

В цій лабораторній роботі розподіл частинок за швидкостями вивчається на прикладі газу вільних електронів, який утворюється за рахунок термоелектронної емісії електронів з катода електронної лампи. Схема установки зображена на рис. 2.

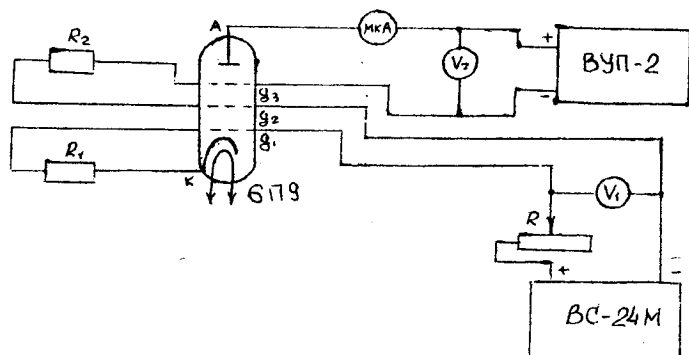


Рис. 2.

Електронна хмарка утворюється в просторі між катодом K і керуючою сіткою g_1 , потенціал якої є сталим. Між сітками g_1 і g_2 за допомогою випрямляча $BC-24M$ створюється затримуюче поле з різницею потенціалів V_3 / $0 \leq V_3 \leq 10$ В/, яке вимірюється вольтметром V_1 . Електрони, які пролетіли це затримуюче поле, потрапляють в прискорююче поле між анодом A і сіткою g_3 , яке створюється випрямлячем $ВУП-2$. Напряга прискорюючого поля V_2 під-

бирається таким чином, щоб в анодному полі забезпечити струм насичення. Анодний струм реєструється мікроамперметром.

На анод потрапляють лише ті електрони, які можуть виконати роботу eV_3 проти сил затримуючого поля. Ця робота виконується за рахунок кінетичної енергії $\frac{m v^2}{2}$, яку мають електрони при своєму русі в радіальному напрямі.

Тому анодний струм буде створюватись лише тими електронами, радіальна швидкість яких перевищує значення

$$v = \sqrt{\frac{2eV_3}{m}} \quad /8/$$

Число електронів n , які пролітають за одиницю часу через затримуюче поле, визначається співвідношенням:

$$n = \int_u^{\infty} N f(u_2) du_2, \quad /9/$$

де $u_2 = \frac{v_2}{v_i}$

Нижню межу інтегрування в співвідношенні /9/ визначають діленням граничної швидкості в радіальному напрямі на найбільш імовірну швидкість:

$$u = \frac{v}{v_i} = \sqrt{\frac{2eV_3}{m}} / v_i = d \sqrt{V_3}, \quad /10/$$

де $d = \sqrt{\frac{2e}{m}} / v_i$.

Анодний струм одержимо шляхом множення числа n на заряд одного електрона:

$$I_a = e \cdot n = e \cdot N \int_u^{\infty} f(u_2) du_2, \quad /11/$$

або $-I_a = e \cdot N \int_u^u f(u_2) du_2. \quad /12/$

Із виразів /10/, /11/ і /12/ видно, що анодний струм є функцією U , а, відповідно, величини затримуючої напруги.

Виконавши в співвідношенні /12/ диференціювання за змінною

верхню межу, одержимо:

$$\frac{d(-\mathcal{U}_a)}{du} = e \cdot N \cdot f(u). \quad /13/$$

З урахуванням /10/ одержимо:

$$\frac{d(-\mathcal{U}_a)}{du} = \frac{d(-\mathcal{U}_a)}{d(d \cdot V_3^{1/2})} \frac{d(d \cdot V_3^{1/2})}{du} = \frac{1}{\alpha} \frac{d(-\mathcal{U}_a)}{d V_3^{1/2}}. \quad /14/$$

Підставимо /14/ у /13/ і визначимо $f(u)$

$$f(u) = \frac{1}{\alpha \cdot e \cdot N} \cdot \frac{d(-\mathcal{U}_a)}{d(V_3^{1/2})} = C \cdot \mathcal{U}'_a, \quad /15/$$

де $C = \frac{1}{\alpha \cdot e \cdot N}.$

Таким чином, з допомогою експериментально вимірної залежності анодного струму від затримуючої напруги можна /з точністю до сталої величини/ шляхом диференціювання визначити функцію розподілу. Для порівняння знайденої функції розподілу \mathcal{U}'_a з теоретичною кривою $f(u)$ необхідно значення $\sqrt{V_3}$ нормувати до одиниці для тих значень $(\sqrt{V_3})_{\max}$, де експериментальна залежність $\mathcal{U}'_a / \sqrt{V_3}$ має максимум /тобто визначити коефіцієнт α /. Згідно з /10/, знаходимо:

$$\alpha = \frac{1}{\sqrt{V_3}}. \quad /16/$$

Значення експериментальної функції $\mathcal{U}'_a / \sqrt{V_3}$ нормуються до значення 0,83 в точці екстремума /тобто визначається коефіцієнт C /. З /15/ одержуємо:

$$C = \frac{0,83}{(\mathcal{U}'_a)_{\max}}, \quad /17/$$

де $(\mathcal{U}'_a)_{\max}$ - найбільше значення похідної в точці $(\sqrt{V_3})_{\max}$ /або $u = 1$ /.

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути джерело живлення. Прогріти установку протягом 1 хв.
2. Випрямлячем ВУП-2 створити прискорюючу напругу V_2 , яка відповідала б струму насичення / $V_2 \approx I_{70} \text{ В}$.
3. На потенціометр R від випрямляча ВС-24М подати напругу 10...15 В
4. Змінюючи потенціометром R затримуюче поле, визначити залежність величини анодного струму I_a від величини затримуючої напруги V_3 , яка визначається за допомогою вольтметра V_1 . Величину анодного струму вимірювати при значеннях затримуючої напруги, поданої в табл. 2, або при напругах, близьких до вказаних.

Таблиця 2

$V_3, \text{В}$	$I_a, \mu\text{кА}$	$V_3^{1/2}$	α	C	$U = \alpha V_3^{1/2}$	$f(u) = C I_a'$
0,1						
0,2						
0,4						
0,6						
0,8						
1,0						
1,5						
2,0						
2,5						
3,0						
4,0						
6,0						
8,0						
10,0						
15,0						

Обробка результатів вимірювань та їх аналіз

1. Розрахувати для експериментальних точок значення $\sqrt{V_3}$
2. На міліметровому папері з максимальною ретельністю побудувати графік залежності $-I_a$ від $V_3^{1/2}$ /на графіку відкладають від'ємні значення анодного струму!/. Верхню половину графіка залишають вільною для графічного диференціювання.
3. Провести графічне диференціювання /4/ експериментальної залежності $-I_a = f(V_3^{1/2})$ і побудувати графік $I_a' = f(V_3^{1/2})$. При цьому

- слід з найбільшою точністю визначити положення максимуму функції.
4. За допомогою експериментальної кривої \mathcal{U}'_Q і співвідношень /I6/ і /I7/ визначити α і c .
 5. Користуючись одержаними результатами, обчислити з допомогою співвідношень /I0/ і /I5/ значення u і $f(u)$.
 6. На основі результатів експерименту і їх обробки побудувати графіки функції розподілу $f(u)$.
 7. На цьому ж графіку, користуючись даними табл. I, відкласти теоретичні значення $f(u)$.
 8. Зробити аналіз одержаних результатів.

Контрольні запитання

1. Статистичний метод дослідження макроскопічних систем. Імовірність стану. Середнє значення фізичної величини.
2. Фазовий простір. Елементарна комірка фазового простору.
3. Густина станів. Густина станів в просторі імпульсів.
4. Розподіл Больцмана. Розподіли Фермі-Дірака і Бозе-Ейнштейна.
5. Розподіл Максвелла. Середня, середньоквадратична і найбільш імовірна швидкості.

Література

1. Савельєв И.В. Курс физики, т.І. - М.: Наука, 1989.
2. Савельєв И.В. Курс общей физики, т.3. - М.: Наука, 1987,
3. Маделунг Э. Математический аппарат физики. - М.: ГИФМЛ, 1961.
4. Бронштейн И.Н., Семендяев К.А. Справочник по математике. - М.: Наука, 1981.

ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ПОВЕРХНЕВОГО НАТЯГУ РІДИНИ

Мета роботи: визначити коефіцієнт поверхневого натягу рідин, що досліджуються.

Прилади та матеріали: прилад Ребіндера; посудина з дистильованою водою; набір посудин з рідинами, що досліджуються; термометр.

Теоретичні відомості

Метод визначення коефіцієнта поверхневого натягу рідин, що використовується в даній роботі, розробив академік Н.А.Ребіндер. В цьому методі використовується прилад Ребіндера /рис. I/, що складається з повітряного насоса I, резервуара 2, ділильної лійки 3, трубки 4, похилого манометра 5, поворотних ручок 6, 9, капіляра 7.

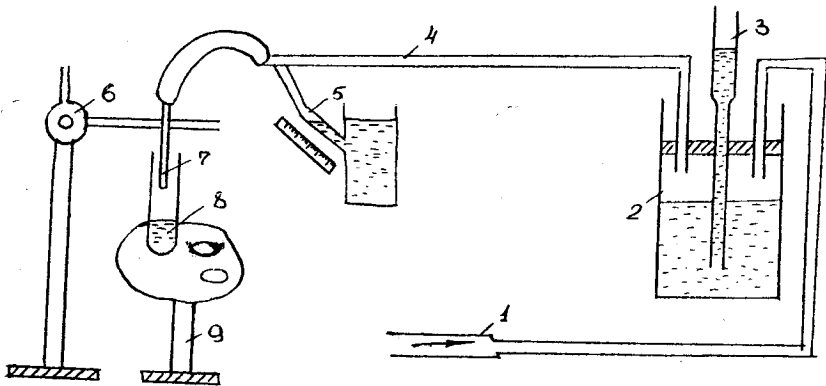


Рис. I.

Якщо в капілярі 7, кінець якого поторкається до поверхні рідини 8, яку потрібно дослідити, тиск постійно зростає, то на

кінці капіляра буде зростати повітряна бульбашка до тих пір, поки вона не буде виштовхнена з капіляра. При цьому тиск, що перевищує атмосферний, в кінці капіляра зрівноважується тиском, що з'являється в бульбашці внаслідок поверхневого натягу рідини, що досліджується.

Додатковий тиск, зумовлений сферичною поверхнею бульбашки, знаходимо за формулою Лапласа:

$$P = \frac{2\alpha}{R}, \quad /1/$$

де α - коефіцієнт поверхневого натягу; R - радіус сферичної поверхні бульбашки, що дорівнює радіусу капіляра.

У момент відриву бульбашки повітря тиск ρgh , що вимірюється манометром, і тиск, що протидіє виштовхуванню бульбашки з капіляра, рівні між собою, тобто:

$$\rho gh = \frac{2\alpha}{R}. \quad /2/$$

Якщо радіус капіляра відомий, то прямим методом визначаємо коефіцієнт поверхневого натягу рідин при будь-якій температурі t° :

$$\alpha = \frac{1}{2} \rho gh R. \quad /3/$$

Якщо радіус капіляра невідомий, то коефіцієнт поверхневого натягу можна обчислити непрямым методом. Для цього застосовують еталонну рідину, наприклад, дистильовану воду, коефіцієнт поверхневого натягу якої α_0 відомий. За допомогою похилого манометра вимірюють різницю тисків в момент відриву бульбашки від капіляра, що опущений в дистильовану воду. Тоді

$$\rho gh_0 = \frac{2\alpha_0}{R}. \quad /4/$$

Звідки

$$\alpha_0 = \frac{1}{2} \rho g h_0 R \quad /5/$$

або

$$\alpha_0 = k h_0, \quad /6/$$

де $k = \frac{1}{2} \rho g R$ - стала приладу.

Знаючи числове значення сталої приладу для даного капіляра і даної манометричної рідини, визначимо коефіцієнт поверхневого натягу досліджуваної рідини через k , h_0 і h_x . Записавши формулу /6/ для досліджуваної рідини

$$\alpha_x = k h_x, \quad /7/$$

одержимо кінцевий вираз для визначення коефіцієнта поверхневого натягу даної рідини:

$$\alpha_x = \frac{h_x}{h_0} \alpha_0. \quad /8/$$

Хід роботи

1. За допомогою повітряного насоса І закачати повітря в резервуар 2 /див. рис. 1/. Під дією тиску, що створює насос в резервуарі 2, рідина переходить в ділильну лійку 3, звідти витікає в резервуар 2, створюючи таким чином в ньому надлишковий тиск. Надлишок повітря з резервуара 2 по трубці 4 потрапляє в капіляр 7 і похилий манометр 5.
2. За допомогою ручки 6 підняти капіляр до кінця вгору, а ручкою 9 підвести під нього пробірку з дистильованою водою. Опустити капіляр ручкою 6 до дотикання з поверхнею рідини 8. При цьому в момент виштовхування бульбашки з капіляра відбувається стрибок рівня манометричної рідини в похилому манометрі 5.

3. Після спостереження за двома-трьома стрибками рівня рідини записати максимальну різницю рівнів h_x для дистильованої води /10-12 значень/.
4. Аналогічно виміряти для досліджуваних рідин максимальні різниці рівнів h_x - похилого манометра.
5. З таблиць знайти значення коефіцієнта поверхневого натягу α_0 дистильованої води при температурі проведення досліду.
6. Результати вимірів занести в таблицю.

Таблиця

Дистильована вода	Рідина №1	Рідина №2
	Різниця рівнів	
$h_{01} =$	$h_{x1} =$	$h_{x1} =$
$h_{02} =$	$h_{x2} =$	$h_{x2} =$
$h_{03} =$	$h_{x3} =$	$h_{x3} =$
$h_{0cp} =$	$h_{xcp} =$	$h_{xcp} =$

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. На основі середніх значень різниць рівнів манометричної рідини за формулою /8/ розрахувати середні значення коефіцієнтів поверхневого натягу для обох досліджуваних рідин.
2. Знайти відносну та середню абсолютну похибки вимірів і записати кінцевий результат для коефіцієнта поверхневого натягу досліджуваних рідин:

$$\alpha_x = \bar{\alpha}_x \pm \Delta \bar{\alpha}_x$$

Контрольні запитання

1. Молекулярно-кінетична теорія рідкого стану рідини.
2. Поверхневий шар рідини. Поверхневий натяг.
3. Коефіцієнт поверхневого натягу, його фізичний зміст, одиниці.
4. Тиск під викривленою поверхнею рідини і виведення формули Лапласа.
5. Капілярні явища.

Розділ третій. ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА.

Лабораторна робота №3-І

ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ НАПІВПРОВІДНИКІВ І ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ АКТИВАЦІЇ

Мета роботи: ознайомитись з одним із методів визначення ширини забороненої зони в напівпровідниках.

Прилади і матеріали: установка для вивчення температурної залежності електропровідності напівпровідників.

Теоретичні відомості

При відсутності зовнішніх полів носії струму в тілах, які проводять струм, перебувають лише в тепловому русі. Якщо ж зразок провідного тіла розмістити в зовнішньому електричному полі E , то характер руху носіїв зміниться; поряд з тепловим рухом виникне направлений рух позитивних зарядів вздовж поля і негативних зарядів - проти напрямку поля. Таке переміщення електричних за-

рядів під дією електричного поля називається дрейфом. Skorиставшись другим законом Ньютона, можна показати, що середня дрейфова швидкість \vec{v}_g пропорційна напруженості \vec{E} , тобто:

$$\vec{v}_g = \vec{E} U, \quad /1/$$

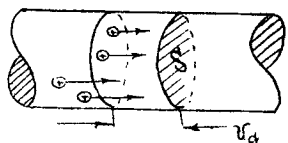
причому величина U називається рухливістю /це середня швидкість, набута частинкою в електричному полі напруженістю I В/м/.

Розглянемо зразок провідного тіла, концентрація носіїв струму в якому n . Виділимо в зразку два перерізи площею S на відстані $v_g t$, як це показано на рис. 1.

Всі носії перетинають заштрихований переріз за $t = I$ с, в результаті чого через цей переріз проходить заряд $q = en S v_g t$. Сила струму в цьому зразку:

$$I = \frac{q}{t} = en S v_g, \quad /2/$$

де e - елементарний заряд, рівний $1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл.



Помноживши /2/ на площу перерізу S , одержимо густину струму:

$$j = en U E, \quad /3/$$

де враховано співвідношення /1/.

Рис. 1.

Порівнюючи вираз /3/ з законом Ома в диференціальній формі $j = \sigma E$, одержимо зв'язок питомої електропровідності з концентрацією носіїв струму:

$$\sigma = en U. \quad /4/$$

Власна провідність напівпровідників

Власна електропровідність напівпровідників зумовлена перемі-

шенням електронів власних атомів, які входять до складу структурних елементів кристалічної решітки. Вона буває електронною і дірковою. Пояснимо її механізм.

Під дією зовнішніх факторів /опромінення, нагрів і т.п./ в якомусь атомі нейтрального напівпровідника порушився ковалентний зв'язок. При цьому якийсь електрон залишив своє місце і перейшов до іншого іона. Тоді атом, який віддав свій електрон, стає позитивним іоном. Говорять, що на місці електрона виник надлишок позитивного заряду або "позитивна дірка". Ця дірка поводить себе, як елементарний заряд, що чисельно дорівнює заряду електрона. На місце дірки перейде електрон від іншого атома, і дірка виникне в іншому місці. Цей процес переходу електронів і утворення нових дірок відбувається безладно в усій масі напівпровідника: дірки переходять від одного атома до іншого.

Власну провідність напівпровідників можна пояснити на основі зонної теорії. За рахунок додаткової енергії частина електронів переходить з валентної зони в зону провідності - ці електрони стають вільними /рис. 2/.

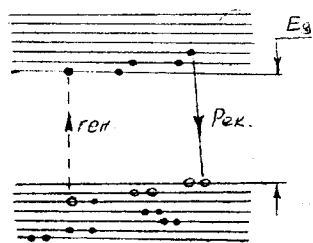


Рис. 2.

Енергія, потрібна електрону для міжзонального переходу, називається енергією активації / $E_{акт}$ /. Для германію вона дорівнює 0,72 еВ, для кремнію - 1,1 еВ.

Відстань між рівнями в зоні провідності і валентної зони $\sim 10^{-23}$ еВ.

Електрони, що перейшли в зону провідності, під впливом електричного поля, утворюють струм з переходом електрона у верхню зону провідності, у валентній зоні з'являються вільні енергетичні рівні, або позитивні дірки. Електрони, які залишилися у валентній

зоні, під впливом поля переходять з нижчих енергетичних рівнів цієї зони на виші, де були вільні місця. При цьому виникають нові дірки, які рухаються в напрямі, протилежному до напрямку переміщення електронів. Отже, в чистих напівпровідниках /в яких немає дефектів кристалічної решітки/ електричний струм зумовлений двома провідностями: електронною і дірковою .

Досліди показують значне зростання електропровідності напівпровідника з ростом температури. Позначивши рухливості електронів і дірок U_n і U_p , співвідношення /4/ для власної провідності запишеться так:

$$\sigma = e \cdot (U_n + U_p) \cdot n, \quad /5/$$

де враховано, що концентрації електронів і дірок однакові. Рухливості носіїв струму U_n і U_p залежать від температури, однак ця залежність досить слабка і в значній мірі не впливає на результати дослідів. Оскільки розрив ковалентних зв'язків обумовлений тепловим рухом, то слід очікувати значного росту концентрації при зростанні температури. При звичайних температурах / ~ 300 К/ концентрації носіїв струму в германію $n_{Ge} \sim 10^{19} \text{ м}^{-3}$ і кремнію $n_{Si} \sim 10^{16} \text{ м}^{-3}$. При інших температурах концентрації носіїв знаходять, використовуючи статистику Больцмана, згідно з якою:

$$n = n_0 e^{-\frac{E}{kT}}. \quad /6/$$

Перехід електрона в зону провідності потребує додаткової енергії E_g . Оскільки в результаті цього з'являються два носії, то енергія E , яка необхідна для генерації /утворення/ одного носія, дорівнює $\frac{E_g}{2}$.

Відповідно

$$n = n_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}} . \quad /7/$$

Підставляючи /7/ в /5/, одержимо вираз для температурної залежності електропровідності власного напівпровідника:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{E_g}{2kT}} , \quad /8/$$

що узгоджується з експериментом.

Домішкова провідність напівпровідників

Якщо у власному напівпровіднику деякі атоми замінити атомами з іншою валентністю /наприклад, атоми Ge замінити атомами As /, одержимо домішковий напівпровідник. Навіть незначна кількість домішкових атомів / 1 домішковий атом на 10^5 атомів основного напівпровідника/ суттєво змінює фізичні властивості напівпровідників. Домішки відіграють подвійну роль. В одних випадках вони є додатковими постачачальниками електронів у кристалі /атоми таких домішок називаються донорами/, а в інших - центрами захоплення електронів у кристалах /атоми таких домішок називаються акцепторами - одержувачами/. Домішкова провідність напівпровідників буває електронна і діркова.

І. Розглянемо домішкову електронну провідність на прикладі германію з домішками атомів миш"яку. Германій - чотиривалентний елемент, а миш"як - п"ятивалентний. Коли в кристалічній решітці атом германію заміщується атомом миш"яку, чотири електрони миш"яку утворюють міцний ковалентний зв"язок з чотирма сусідніми атомами германію, а п"ятий електрон миш"яку слабо зв"язаний із своїм атомом, легко робиться вільним навіть при кімнатній температурі. Домішкові атоми миш"яку є донорами електронів. Тому електропровідність такого напівпровідника називається електронною, а на-

півпровідник - n -типу.

На основі зонної теорії домішкова електронна провідність пояснюється так. Енергія домішкових електронів менша від енергії нижчого рівня зони провідності напівпровідника. Тому енергетичні рівні домішкових електронів /донорні рівні/ лежать у забороненій зоні напівпровідника, причому ближче до зони провідності /рис.3/.

Оскільки енергія E_g дуже мала /наприклад, для кремнію з домішками $A_S \sim 0,054$ eV/, то за рахунок теплової енергії електрони домішок з донорного рівня переходять у зону провідності напівпровідника.

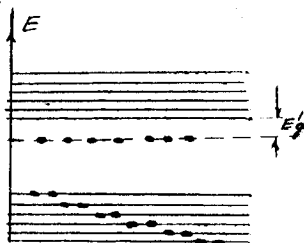


Рис. 3.

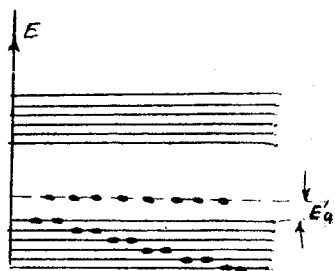


Рис. 4.

2. Домішкову діркову провідність германій матиме тоді, коли домішковий елемент буде тривалентний, наприклад, індій. Коли атом германію заміщується атомом індію, останній утворює міцний зв'язок тільки з трьома валентними електронами германію і для утворення повного ковалентного зв'язку не вистачає одного електрона. Тому один з електронів сусіднього атома германію заповнює в атомі індію валентний четвертий зв'язок. Атоми індію при цьому стають центрами захоплення електронів. На місці електрона, який відірвався від германію, з'являється "позитивна дірка". Ця дірка заповнюється електронами від сусіднього атома германію. Процес повторюється: дірки безладно переміщуються в об'ємі напівпровідника. Під впливом електричного поля дірки утворюватимуть струм.

За зонною теорією домішкові акцепторні атоми вносять додаткові незайняті енергетичні рівні, які лежать в області забороненої зони ближче до верхнього рівня валентної зони напівпровідника /рис. 4/. Раніше заповнена валентна зона напівпровідника стає зоною діркової провідності. Такий тип провідності напівпровідника називається дірковою домішковою провідністю або провідністю p -типу.

При низьких температурах провідність напівпровідників здійснюється за рахунок домішок, тобто, $E_g \gg E_g'$ і $E_a \gg E_a'$ і для цього потрібна менша енергія.

З ростом температури іонізується все більша кількість атомів домішок. Настає температура, при якій всі домішкові атоми іонізовані /область виснаження/. При більш високих температурах T зростання електропровідності пояснюється власною провідністю. Характер залежності електропровідності σ від T подано на рис.5.

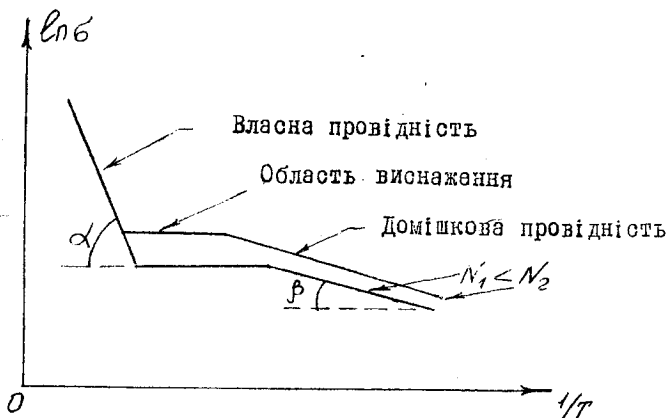


Рис. 5.

Практично при дослідженні температурної залежності електропровідності напівпровідників часто користуються не провідністю σ , а просто опором напівпровідника. Для тих температур, для яких формули /7/ і /8/ мають місце, можна записати:

а/ для власного напівпровідника

$$R_i = R_{oi} e^{\frac{\Delta E}{2kT}}, \quad /9/$$

це ΔE - ширина забороненої зони;

б/ для напівпровідника n -типу

$$R_n = R_{on} e^{\frac{\Delta E_d}{kT}}, \quad /10/$$

де ΔE_d - енергія іонізації донорів;

в/ для напівпровідника p -типу

$$R_p = R_{op} e^{\frac{\Delta E_a}{kT}}, \quad /11/$$

де ΔE_a - енергія іонізації акцепторів;

г/ для домішкового напівпровідника з обома видами домішок

$$R = R_0 e^{\frac{\Delta E}{kT}}, \quad /12/$$

де ΔE - ширина забороненої зони.

Хід роботи

Термоелектричний напівпровідниковий прилад, опір якого залежить від температури і який може бути використаний для фіксування зміни температури навколишнього середовища, називається терморезистором або термістором. Напівпровідникові терморезистори, як правило, містять, обидва види домішок.

Для одержання температурної характеристики терморезистор розміщують в термостаті або в нагрівній пічці на одному рівні з термопарним датчиком, з'єднаним з вимірювальним містком.

Опір напівпровідника при цьому вимірюється мультиметром.

Після ознайомлення з лабораторною установкою вимірюють опір терморезистора і відповідну температуру в пічці починаючи від кімнатної температури і закінчуючи температурою $75-80^{\circ}\text{C}$.

Результати вимірювань заносять в окрему таблицю.

$t, ^\circ\text{C}$	20	25	30	35	40	45	50	55	60	65	75	80	
T, K													
$\frac{1}{T}$													
$R(\text{om})$													
$\ln R$													

За одержаними значеннями R будуть графік $R = f(T)$, а також $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$.

Коефіцієнт температурної чутливості B визначають із даних вимірювання опору терморезистора при будь-яких двох температурах T_1 і T_2 :

$$R_1 = R_0 e^{\frac{B}{T_1}}, \quad R_2 = R_0 e^{\frac{B}{T_2}}.$$

Розділивши почленно ці вирази, одержують

$$\frac{R_1}{R_2} = \exp B \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right).$$

Звідки

$$B = \frac{T_1 \cdot T_2}{T_2 - T_1} \ln \frac{R_1}{R_2}.$$

Енергію активації знаходять за формулою:

$$\Delta E = k B$$

де k - стала Больцмана, рівна $1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К.

Обробка експериментальних результатів

1. З графіка залежності $\ln R = f\left(\frac{1}{T}\right)$ визначити енергію активації.

В цьому випадку

$$\Delta E = k \frac{\Delta \ln R}{\left(\frac{1}{T}\right)};$$

Одержані результати звіряють із значеннями, відомими з теорії.

2. Визначають коефіцієнт температурної чутливості B терморезистора.

3. Всі розрахунки виконують з допомогою мікроЕОМ.

Контрольні запитання

1. Власна і домішкова провідності напівпровідників з точки зору зонної теорії.

2. Температурна залежність провідності напівпровідників.
3. Концентрація вільних носіїв у верхній частині валентної зони і нижній частині зони провідності.

Лабораторна робота №8-2

Вивчення ефекту Холла в напівпровідниках

Мета роботи: ознайомитися з одним із методів визначення концентрації вільних носіїв струму в напівпровідниках та встановити їх природу.

Прилади і матеріали: установка для дослідження ефекту Холла в напівпровідниках.

Теоретичні відомості

Сукупна дія магнітного і електричного полів істотно ускладнює картину руху носіїв струму в провідних тілах порівняно з дією лише електричного поля. Якщо в другому випадку має місце їх направлений рух - дрейф - з швидкістю, пропорційною \vec{E} , то в першому випадку на дрейфовий рух накладається рух під дією сили Лоренца. У цьому випадку виникають гальваноманітні явища, найважливішими з яких є ефект Холла.

Явище ефекту Холла полягає в тому, що в провіднику з струмом, розміщеному в зовнішньому магнітному полі, виникає електричне поле, напруженість якого перпендикулярна площині, в якій лежать вектори густини струму і індукції магнітного поля.

Зупинимось пешо детальніше на механізмі явища ефекту Холла. На рис. 1 схематично зображений однорідний ізотропний зразок, через який вздовж осі X протікає струм J .

У додатному напрямку осі Z діє магнітне поле індукції \vec{B} . При відсутності магнітного поля вектор напруженості електричного поля направлений вздовж осі X . У цьому випадку різниця потенціалів між точками A і B рівна 0, т.т. точки A і B лежать на одній еквіпотенціальній поверхні. Під дією магнітного поля в напрямку, перпендикулярному до J , та B вздовж осі y виникає електричне поле, напруженість якого позначимо через E_y . Напруженість результуючого поля визначається вектором \vec{E} . Оскільки еквіпотенціальні поверхні перпендикулярні до силових ліній, тобто до \vec{E} , то еквіпотенціальна поверхня, яка проходить через точку O , повернеться на кут φ , що зветься кутом Холла. Точки A і B у даному випадку не лежатимуть на одній еквіпотенціальній поверхні, тому між цими точками виникне різниця потенціалів U_x , яку звать холлівською.

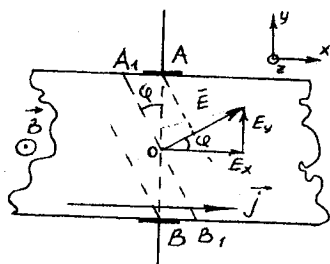


Рис. 1.

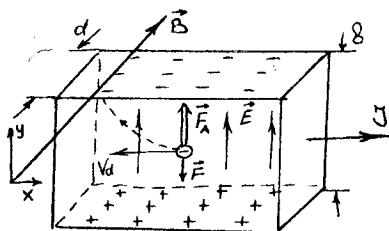


Рис. 2.

Розглянемо зразок напівпровідника у вигляді пластинки, розміри якої подано на рисунку 2.

Нехай відомо, що провідність напівпровідника монополярна,

для прикладу - діркова. При вибраному напрямку струму вздовж додатного напрямку осі X швидкість дірок v при відсутності магнітного поля співпадає з цим напрямком. При наявності магнітного поля \vec{B} на дірку діятиме сила Лоренца, в результаті чого дана дірка а також всі інші дірки змістяться в сторону верхньої грані напівпровідника. Оскільки напівпровідник у будь-якому випадку буде електронейтральним, то з протилежної сторони розмістяться від'ємні заряди. У результаті перерозподілу електричних зарядів виникне поперечна різниця потенціалів U_x і поле \vec{E} . Перерозподіл електричних зарядів у напівпровіднику буде здійснюватись до тих пір, доки електрична сила \vec{F} не стане рівною силі Лоренца F_λ :

$$F_\lambda = F. \quad /1/$$

Оскільки $F_\lambda = qvB$, а $F = qE$, то після підстановки цих значень у рівність /1/ знаходимо напруженість холлівського поля:

$$E = vB. \quad /2/$$

При достатньо великій довжині пластинки крайовими ефектами можна знехтувати, тому, вважаючи, що це поле однорідне, холлівська різниця потенціалів запишеться:

$$U_x = E \cdot l \quad /3/$$

або

$$U_x = vBl. \quad /4/$$

В одержану рівність /4/ входить середнє значення дрейфової швидкості носіїв заряду, яку можна визначити з електронної теорії дослідним шляхом:

Звідки

$$j = nqU. \quad /5/$$

де

$$U = \frac{j}{nq}, \quad /6/$$

$$j = \frac{y}{d \cdot \delta}. \quad /7/$$

Підстановкою /7/ в /5/ одержуємо:

$$\frac{y}{d \cdot \delta} = nqU, \quad /8/$$

Звідки

$$U = \frac{1}{nq} \frac{y}{d \cdot \delta}. \quad /9/$$

Виключивши із співвідношень /4/ і /9/ швидкість U , одержуємо кінцевий результат:

$$U_x = \frac{1}{nq} \frac{yB}{d}. \quad /10/$$

У співвідношенні /10/ вираз $\frac{1}{nq} = R_x$ /11/ називають сталою Холла.

Стосовно викладеної вище найпростішої теорії ефекту Холла слід зробити такі зауваження:

І у більш строгій теорії співвідношення /11/ слід помножити на число γ , яке звать холлівським фактором, і яке залежить від особливостей розсіювання дірок і електронів на теплових коливаннях кристалічної решітки:

$$\gamma = \frac{3\pi}{8} = 1,18.$$

У випадку розсіювання на заряджених домішках:

$$\gamma = \frac{315\pi}{512} = 1,93.$$

При великих концентраціях носіїв заряду $\gamma = 1$.

У багатьох випадках, де немає необхідності мати справу з високоточними розрахунками, як і в цій роботі, можна прийняти $\gamma = 1$.

2/ для напівпровідників із змішаною, тобто електронною і дірковою провідністю, під дією сили Лоренца відхиляються як електрони, так і дірки. Кількісне описування цього явища суттєво ускладнюється. Постійна Холла в цьому випадку залежить від концентрацій і рухливостей носіїв обох знаків, причому вклади електронів і дірок в сукупний ефект – різного знаку.

Використання ефекту Холла

1. Вимірюючи знак і значення постійної Холла $/H/$, можна встановити тип носіїв заряду і їх концентрацію. Одночасно вимірюючи питому електропровідність, є можливість визначити цілий ряд фундаментальних характеристик напівпровідників: ступінь чистоти, енергію активації домішок і ширину забороненої зони, відношення рухливості дірок і електронів і їх ефективні маси.

2. Поява холлівської ЕРС використовується в більшості вимірювальних пристроїв і схем автоматики: в магнітометрах /для вимірювання індукції магнітного поля/, струмомірах /для вимірювання сили струму, який протікає в кабелях/, ватметрах, для перетворення постійного струму в змінний, генерування, модуляції і демодуляції електромагнітних коливань. Для виготовлення холлівських датчиків успішно використовують Ge і Si , однак найкращі результати одержані при використанні M_nSb , M_nAs , $M_nAs_xP_{1-x}$ і ін.

Хід роботи

1. Ознайомтесь з лабораторною установкою і приведіть її в робочий стан. При цьому кремнієвий напівпровідник розміщується між полю-

сами постійного магніту з індукцією, яка вказується на лабораторній установці. Там же ви знайдете розміри кремнієвого зразка. Електрична схема установки подана на рис. 3.

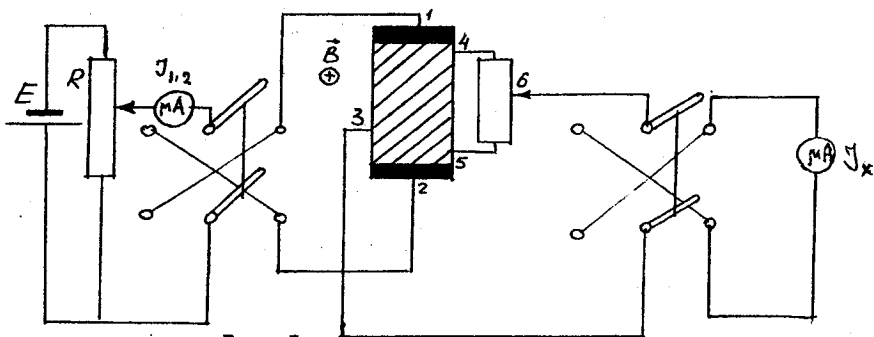


Рис. 3.

2. Проведіть вимірювання холлівського струму для трьох значень струму через напівпровідник. Ці та інші необхідні параметри, які є на лабораторній установці, занести до таблиці.

$I_{1,2}, \text{mA}$	I_x, mA	$r_{1,2}, \text{Om}$	r_M, Om	a, m	b, m	d, m	$B, \text{Tл}$
3							
5							
7							

Обробка експериментальних результатів

1. Для трьох значень струмів через напівпровідник розрахувати відповідні значення холлівської різниці потенціалів між точками /3, 6/ напівпровідника, скориставшись законом Ома:

$$U_x = I_x (r_M + r_{3,6})$$

2. Скориставшись співвідношенням /10/, обчислити значення ста-

лої Холла. У цьому випадку:

$$R_x = \frac{1}{qn} = \frac{U_x \cdot d}{B J_{1,2}}$$

3. Середнє значення сталої Холла дає можливість визначити концентрацію носіїв струму в напівпровіднику:

$$n = \frac{1}{q R_x}, \quad \text{де } q = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Кл.}$$

4. Розрахувати значення питомої електропровідності напівпровідника. У цьому випадку:

$$\sigma = \frac{1}{\rho} = \frac{a}{8 \cdot d \cdot r_{1,2}},$$

де a, b, d - розміри кремнієвого зразка в м;

$r_{1,2}$ - опір зразка між точками 1 і 2.

5. Оцінити величину рухливості носіїв /наш напівпровідник має діркову провідність/. Тому

$$\mu_p = \frac{\sigma}{qn}$$

де q - елементарний заряд; n - концентрація носіїв.

Контрольні запитання

1. Електропровідність металів. Надпровідність, магнітні властивості надпровідників.
2. Енергетичні зони в кристалах, розщеплення енергетичних рівнів. Розподіл електронів по енергетичних зонах.
3. Валентна зона, зона провідності в металах, напівпровідниках і діелектриках.

ВИВЧЕННЯ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ЯВИЩ В НАПІВПРОВІДНИКАХ
ТА ХАРАКТЕРИСТИК НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ФОТОЕЛЕМЕНТА

Мета роботи: вивчити закони внутрішнього фотоелектричного ефекту на прикладі одержання вольт-амперної і світлової характеристик напівпровідникового фотоопору та знаходження його питомої чутливості.

Прилади і матеріали: досліджуваний фотоопір; установка для зняття вольт-амперної і світлової характеристик.

Теоретичні відомості

Суттєва різниця електронного спектра металів і напівпровідників, що описана раніше, визначає специфіку поглинання світла напівпровідниками. Розглянемо власний напівпровідник з шириною забороненої зони E_g , енергетична діаграма якого показана на рис. 1.

Тут E_v - верхній енергетичний рівень заповненої валентної зони, E_b - нижній енергетичний рівень вільної зони або зони провідності, E_f - рівень Фермі.

Очевидно, що $E_g = E_b - E_v$.

При $T \neq 0$ в зоні провідності є деяка кількість вільних електронів, а в валентній зоні - така ж кількість дірок. Нехай на зразок падає світло частотою ν . Енергія його квантів $E_\gamma = h\nu$. Якщо $E_\gamma < E_g$, то кванти світла поглинаються як електронами, так і дірками. Таке погли-

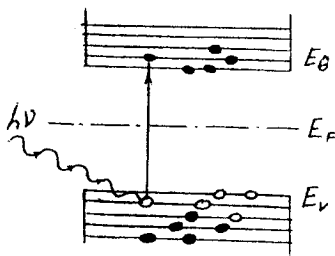


Рис. 1.

нання носить назву поглинання вільними носіями. Оскільки ширина забороненої зони велика в порівнянні з тепловою енергією kT , то концентрація вільних носіїв мала, що обумовлює також малу інтенсивність поглинання. У цьому випадку більш суттєвим є відбивання світла.

Із зростанням частоти стає можливим ще один механізм ослаблення інтенсивності світла, а саме, при енергіях квантів $h\nu \geq E_g$ фотон поглинається електроном, який знаходиться в валентній зоні. Це супроводжується переходом електронів у зону провідності і називається внутрішнім фотоелементом. В результаті внутрішнього фотоелементу концентрація вільних носіїв зростає. А оскільки питомою електропровідність пропорційна концентрації носіїв, то внутрішній фотоелемент викликає зростання електропровідності. Збільшення електропровідності під дією світла носить назву фотопровідності.

У власних напівпровідниках фотопровідність має біполярний характер, тобто поглинання світла приводить як до появи електронів в зоні провідності, так і рівної їм кількості дірок у валентній зоні.

Можлива також монополярна фотопровідність. Розглянемо домішковий напівпровідник, енергетична діаграма якого зображена на рис. 2, де E_d - домішковий донорний рівень, розташований у верхній половині забороненої зони. При $h\nu \geq E_B - E_d$ поглинання фотона приводить до збудження електрона, зв'язаного з домішкою, та перехід його в зону провідності. Якщо частота задовольняє умові $h\nu \leq E_d - E_v$, то енергії фотонів не вистачає для збудження електронів з валентної зони на домішковий рівень. Таким чином, при $E_d - E_v \leq h\nu \leq E_B - E_d$ генерується певна кількість вільних носіїв одного знаку - електронів, а фотопровідність має монополярний характер. Очевидно, що при $h\nu \geq E_d - E_v$ генеруються як електрони провідності, так і дірки, тоді домішкова

фотопровідність буде біполярна. Аналогічні міркування можна провести також і для акцепторного напівпровідника.

Поряд з генерацією носіїв квантами світла відбувається і зворотний процес, тобто перехід електронів у валентну зону, що називається рекомбінацією. Розрізняють кілька механізмів рекомбінації.

Оскільки рекомбінація визначає собою суттєві риси фотопровідності, слід враховувати два найважливіші з них:

1/ пряма рекомбінація або рекомбінація зона-зона, при якій з'єднання електрона з діркою відбувається завдяки переходові електрона із зони провідності в пустий стан валентної зони. При цьому надлишок енергії електрон розсіює, здебільшого випромінюючи фотон;

2/ рекомбінація за участю домішок і дефектів. У цьому випадку вільні електрони рекомбінують з зв'язаними дірками на домішках і дефектах, а вільні дірки - з зв'язаними електронами.

У результаті процесів фотогенерації та рекомбінації в зразкові при неперервному освітленні встановлюється стабільне значення концентрації нерівноважних носіїв, яке й визначає собою фотопровідність.

У даній роботі вивчаються фотоелектричні явища в напівпровідниках на прикладі фотоопору. Будова фотоопору та принцип дії показані на рис. 3, це 1 - ізолююча підкладка, 2 - фоточутливий шар

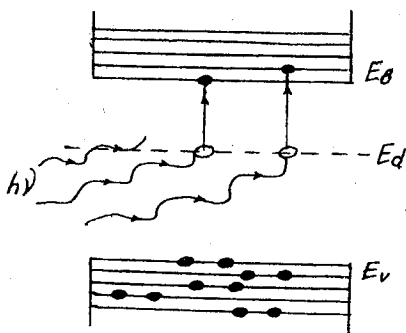


Рис. 2.

напівпровідникового матеріалу /здебільшого PbS , CdS , $GaAs$ /, 3 - металеві контакти.

При опроміненні шару напівпровідника світлом завдяки внутрішньому фотоефектові опір зразка зменшується, а струм у колі відповідно зростає. Ця властивість фотоопорів обумовлює їх широке застосування в схемах автоматики як приймачів та датчиків випромінювання.

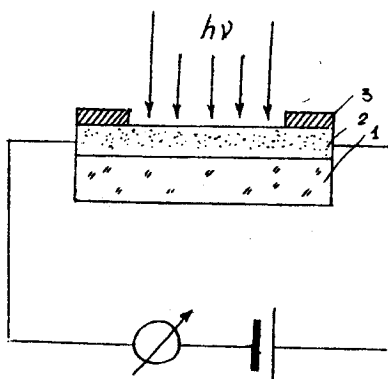


Рис. 3.

Порядок виконання роботи

Завдання 1. Зняття вольт-амперної характеристики, тобто залежності сили фотоструму I_{ϕ} від напруги U .

1. Ввімкнути установку в міську мережу.
2. Встановити віддаль R джерела світла від фотоопору 10-15 см.
3. Змінюючи напругу від нуля до максимального значення, через кожні 10 В фіксувати значення струму I_{ϕ} .
4. Дослід повторити для $R = 25-30$ см.
5. Всі дані вимірювань занести в таблицю.

Завдання 2. Зняття світлової характеристики, тобто залежності сили фотоструму від величини освітленості фотоопору.

1. Встановити постійну напругу 80 В.
2. Змінюючи віддаль R від максимального до мінімального зна-

чення, через кожні 5 см фіксувати величину фотоструму.

3. Дослід повторити для $U = 150$ В.

4. Всі дані вимірювань занести в таблицю.

Завдання 3. Визначення питомої чутливості фотоопору, тобто величини сили фотоструму при одиничних значеннях напруги та світлового потоку Φ

$$K_0 = \frac{I_{\Phi}}{\Phi \cdot U} \left[\frac{A}{\text{лм} \cdot \text{В}} \right]. \quad /1/$$

Враховуючи, що світловий потік Φ , який падає на поверхню площею S , може бути знайдений через величину освітленості E цієї поверхні за формулою:

$$\Phi = E \cdot S, \quad /2/$$

а освітленість визначається через силу світла J джерела співвідношенням:

$$E = \frac{J}{R^2}; \quad /3/$$

з формули /1/ одержимо остаточний вираз для розрахунку питомої чутливості фотоопору:

$$K_0 = \frac{I_{\Phi} \cdot R^2}{J \cdot S \cdot U}. \quad /4/$$

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. За даними таблиці завдання 1 побудувати залежність $I_{\Phi} = f(U)$ для різних R на одному графіку. Незалежну змінну U відкласти вздовж горизонтальної осі.

2. За формулою /3/ обчислити освітленість відповідно всім значенням R таблиці завдання 2, взявши силу світла лампочки J

рівню 1,8 кандели.

3. За даними таблиці завдання 2 побудувати залежність $\mathcal{U}_\phi = f(E)$. Незалежну змінну E відкладати вздовж горизонтальної осі.
4. За формулою /4/ для певного значення R вирахувати не менше трьох разів K_0 при різних U і відповідних їм \mathcal{U}_ϕ . Знайти абсолютну та відносну похибки.
5. Зробити аналіз результатів роботи та висновки з нього.

Контрольні запитання

1. Явища зовнішнього та внутрішнього фотоефекту.
2. Пояснити фотоелектричні явища в напівпровідниках з точки зору зонної теорії.
3. Назвати і обґрунтувати позитивні та негативні сторони фотоопорів. Навести приклади їх застосування.

Лабораторна робота №8-4

ВИВЧЕННЯ ФІЗИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ Р-П-ПЕРЕХОДУ В НАПІВПРОВІДНИКОВОМУ ДІОДІ

Мета роботи: вивчити фізичні властивості напівпровідникового діода шляхом зняття вольт-амперної характеристики та знаходження коефіцієнта випрямлення.

Прилади та матеріали: досліджуваний діод; установка для одержання вольт-амперної характеристики.

Теоретичні відомості

Електронно-дірковий /або р-п/ перехід виникає при контакті

напівпровідників з різним типом провідності, який здійснюється їх сплавленням, іонною імплантацією або іншими технологічними прийомами. У напівпровідникові *p*-типу основні носії струму - електрони, концентрація яких n . У результаті теплової генерації в ньому існують також неосновні носії заряду - дірки, концентрація яких p_n , причому $n \gg p_n$. У напівпровідникові *p*-типу основні носії дірки концентрацією p і неосновні - електрони концентрацією n_p взаємозв'язані аналогічною нерівністю $p \gg n_p$. Оскільки концентрації власних носіїв p_n і n_p визначаються шириною забороненої зони E_g та температурою T , то $p_n = n_p$. Отже, $n \gg n_p$ і $p \gg p_n$. Таким чином, у напрямку, перпендикулярному до площини *p-p*-переходу, існує градієнт концентрації носіїв заряду, результатом чого є дифузія електронів з *p*-області в *p*-область, а також зустрічна дифузія дірок. Оскільки носії мають електричний заряд, то дифузія супроводжується протіканням через *p-p*-перехід електричного струму, який носить назву дифузійного струму. Напря-

ки дифузійних струмів

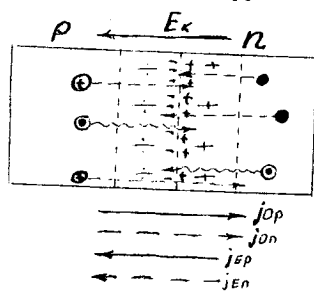


Рис. 1.

та електрони. Розподіл густини об'ємного заряду $\rho(x)$ вздовж зразка наведено на рис. 2. Між утвореними об'ємними зарядами ви-

електронів і дірок показані на рис. 1.

У результаті дифузії основних носіїв заряду донори в *p*-напівпровіднику, а акцептори в *p*-напівпровіднику іонізуються, в результаті чого в області контакту створюються об'ємні заряди - позитивні в *p*-області та негативні в *p*-області. Незначний внесок в об'ємний заряд дають також дифундовані дірки

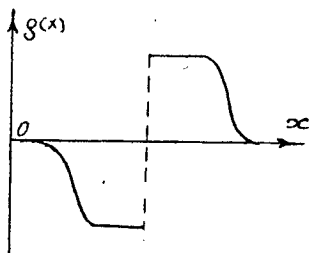


Рис. 2.

никає контактна різниця потенціалів U_k електричне поле напруженістю \vec{E} /рис. 1/. Наявність контактної різниці потенціалів приводить до того, що поряд з дифузійним рухом основних носіїв відбувається переміщення неосновних носіїв заряду. Під дією поля дірки з p-області переходить в r-тип,

а електрони назустріч. Таке переміщення неосновних носіїв заряду - дрейф - приводить до появи дрейфового струму j_E /рис. 1/. При сталій температурі та відсутності зовнішніх впливів p-p-перехід знаходиться в динамічній рівновазі, тобто дрейфовий і дифузійний струми компенсують один одного, контактна різниця потенціалів приймає певне значення, а енергія Фермі E_F набуває однакового рівня як в p-, так і в r-області зразка. Оскільки потенціальна енергія заряду в електричному полі визначається співвідношенням $e\varphi$, де φ - потенціал, то з врахуванням рис. 3 можемо зобразити енергетичну діаграму рівноважного p-p-переходу в такому

вигляді /рис. 4/.

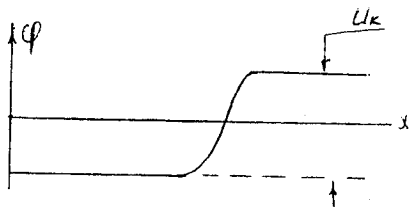


Рис. 3.

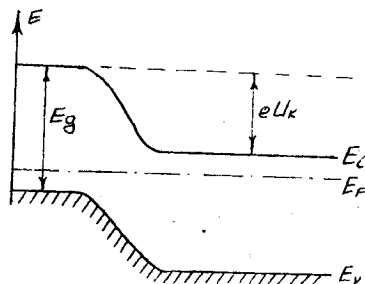


Рис. 4.

Контактне поле протидіє рухові основних носіїв заряду. Тому в p-p-переході для основних носіїв заряду виникає потенціальний

бар"єр, висота якого $|e| \cdot U_k$, а ширина його визначається товщиною р-п-переходу. Із зростанням домішкової концентрації збільшується концентрація основних носіїв заряду, що приводить до зростання кількості дифундуючих частинок. Тому збільшується густина об"ємного заряду, що забезпечує зростання U_k і зменшення товщини р-п-переходу. Для германію типові значення $U_k = 0,3 \dots 0,4$ В, $d = 10^{-4} \dots 10^{-5}$ см, а при великих концентраціях домішок $U_k = 0,7$ В, $d = 10^{-6}$ см.

Приєднаємо джерело зовнішньої напруги позитивним полюсом до р-області, а негативним - до п-області. Така напруга, в якій полярність співпадає з полярністю основних носіїв заряду, називається прямою. Електричне поле, створене прямою напругою, діє

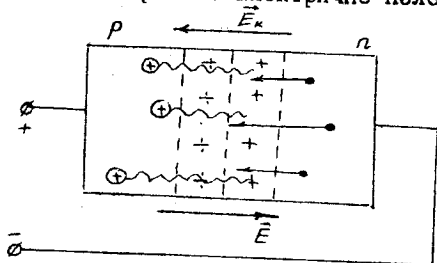


Рис. 5.

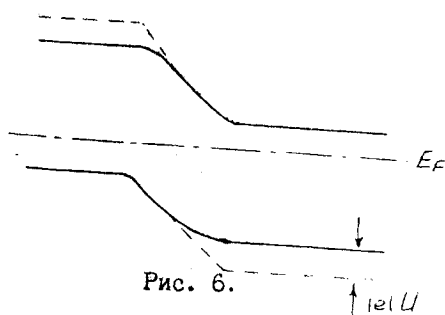


Рис. 6.

назустріч контактному полю /рис. 5/.

Результуюче поле стане слабкішим, що призведе до зменшення різниці потенціалів на р-п-переході, внаслідок чого зменшиться висота потенціального бар"єра для основних носіїв заряду. Енергетична діаграма зміниться так, як показано на рис. 6. Зниження висоти потенціального бар"єра забезпечить зростання дифузійного струму $j_{\text{д}}$. Струм дрейфу практично не зміниться, оскільки він визначається головним чином числом неосновних носіїв заряду, які

досягають р-п-переходу за рахунок теплового руху, а в нашому випадку температура залишалась сталою.

Таким чином, при прямому включенні через р-п-перехід протікає прямий струм, густина якого $j_{np} = j_D - j_E$. Оскільки контактна різниця потенціалів U_k складає десяті долі вольта, то вже при малих ($\sim 0,1$ В) прямих напругах висота потенціального бар'єра суттєво зменшується, що приводить до великих значень прямого струму навіть при порівняно малій напрузі.

У випадку прямої напруги не тільки зменшується висота потенціального бар'єра, але й відбувається також зменшення товщини р-п-переходу, що приводить до зменшення опору, причому наявність об'ємного заряду обумовлює нелінійну залежність між струмом і напругою.

Змінюючи полярність зовнішньої напруги, одержуємо зворотне включення р-п-переходу. Напруженості зовнішнього та контактного полів додаються /рис. 7/. Висота потенціального бар'єра зростає. Уже при малих зворотних напругах внаслідок зростання висоти потенціального бар'єра дифузійний струм практично стає рівним нулеві.

Провідність р-п-переходу обумовлена неосновними носіями заряду, а зворотний струм - це струм дрейфу. Як вже зазначалось вище, дрейфовий струм в основному визначається тепловим рухом носіїв, внаслідок чого слабо залежить від величини зворотної напруги. Оскільки концентрація неосновних носіїв мала, то й зворотний струм значно менший від прямого. Як підсумок, вольт-амперна характеристика, тобто залежність $y = f(u)$, має вигляд

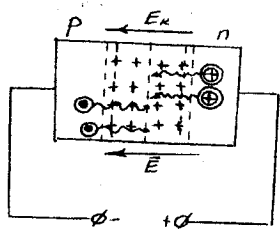


Рис. 7.

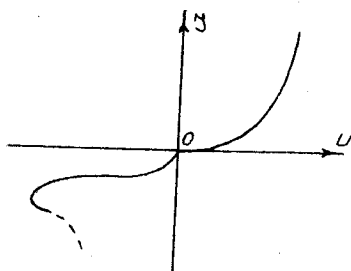


Рис. 8.

графіка, зображеного на рис. 8. Масштаби для позитивних і негативних значень I та U взяті різними.

Малі значення зворотного струму р-п-переходу в порівнянні з прямим /до 10^6 разів/ дозволяють використовувати його для випрямлення змінного струму.

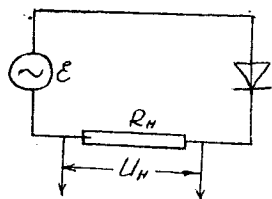


Рис. 9.

Найпростіша схема випрямлення на напівпровідниковому діоді подана на рис. 9, де \mathcal{E} - ЕРС генератора, яка змінюється за синусоїдним законом, R_n - навантажувальний опір резистора. Під час одного півперіода напруга на діоді є прямою і через діод тече прямий струм і створює на навантажувальному резисторі напругу U_n . Під час наступного півперіода напруга зворотна і завдяки малості зворотного струму $I_{\text{обр}} = 0$. Таким чином, випрямлена напруга має імпульсний характер. Для згладжування пульсацій паралельно R_n вмикається конденсатор, розряд якого під час від'ємних півперіодів забезпечує зменшення пульсацій.

Порядок виконання роботи

I. Ввімкнути установку в міську мережу.

2. Перемикач поставити в положення "Прямой".
3. Змінюючи напругу від нуля, фіксувати значення струму через кожні 0,1 В.
4. Перемикач поставити в положення "Обратный".
5. Змінюючи напругу від нуля, фіксувати значення струму через кожні 10 В.
6. Всі дані вимірювань занести в таблицю.

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. На міліметровому папері /не дотримувчись однакового масштабу для позитивних і негативних значень струму і напруги/ побудувати вольт-амперну характеристику $I = f(U)$ напівпровідникового діода.
2. Обчислити статичний опір для прямого і зворотного напрямку при різних значеннях прикладеної напруги за формулою $R = \frac{U}{I}$. Побудувати графік $R = f(U)$.
3. Обчислити динамічний опір в певній точці вольт-амперної характеристики за формулою $R_d = \frac{\Delta U}{\Delta I}$.
4. За формулою $K = \frac{I_{np}}{I_{зв}}$ /при $U_{np} = U_{зв}$ / для різних значень прикладеної напруги знайти коефіцієнт випрямлення.
5. Зробити аналіз результатів роботи та висновки з нього.

Контрольні запитання

1. Власна та домішкова провідності напівпровідників.
2. Зонна теорія напівпровідників.
3. Фізичні властивості р-п-переходу в прямому і зворотному напрямі.

ПРИНЦИП РОБОТИ ТА ВОЛЬТ-АМПЕРНА ХАРАКТЕРИСТИКА
ТУНЕЛЬНОГО ДІОДА

Мета роботи: ознайомитись з принципом роботи та використаннм тунельних діодів.

Прилади і матеріали: змонтована установка з необхідними електро-вимірвальними приладами і тунельним діодом.

Теоретичні відомості

При великих / $10^{19} \dots 10^{21} \text{ см}^{-3}$ / концентраціях носіїв заряду, що досягається при великих концентраціях домішок, електрони в напівпровідниках n -типу і дірки в напівпровідниках p -типу утворюють вироджений електронний і дірковий газ. Рівень Фермі E_F в першому випадку знаходиться в зоні провідності, а в другому випадку - в валентній зоні.

Тунельний діод створений на основі електронно-діркового переходу, в якому напівпровідники n і p -типу є виродженими. Значна концентрація носіїв приводить до зростання /приблизно в 2 рази/ контактної різниці потенціалів U_k , а також до суттєвого /в десятки разів/ зменшення товщини p - n -переходу порівняно з p - n -переходом в звичайному діоді. В тунельному діоді відбуваються дифузійні і дрейфові рухи носіїв, але основну роль відіграє тунельний ефект, тобто перехід носіїв через бар'єр без зміни їх енергії, яка дещо менша висоти потенціального бар'єра. Оскільки для електронів має місце принцип Паулі, то тунелювання можливе **за умови**, коли енергетичні рівні з протилежного боку бар'єра є вільними, тобто не зайняті електронами.

При прямому ввімкненні тунельного діода в коло з напругою U висота потенціального бар'єра знизиться на величину eU . При цьому напроти заповнених електронних станів зони провідності n -типу будуть розміщені вільні енергетичні рівні валентної зони p -типу. Завдяки малій товщині p - n -переходу, що забезпечує значну прозорість бар'єра, відбувається тунелювання електронів із n -напівпровідника в p -напівпровідник /рис. 1/. Через p - n -перехід проходить прямий струм, який називається тунельним.

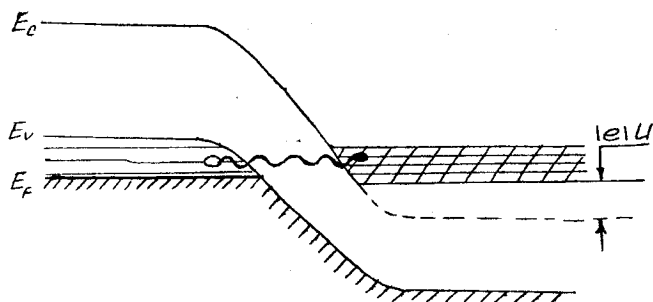


Рис. 1.

Оскільки густина енергетичних рівнів досить велика /відстань між підрівнями $\sim 10^{-28}$ еВ/, то навіть малі прямі напруги приводять до швидкого зростання тунельного струму. З ростом прямої напруги збільшується кількість вільних рівнів, чим і пояснюється зростання тунельного струму /ділянка OA характеристики на рис. 5/. При значеннях $U = U_{max}$ рівень Фермі в n -області співпадає з стелею валентної зони p -напівпровідника /рис. 2/.

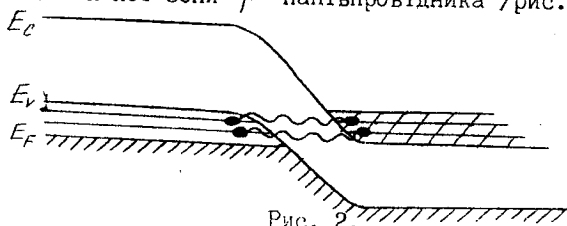


Рис. 2.

У цьому випадку максимальній кількості зайнятих рівнів відповідає максимальна кількість вільних станів. Тунельний струм досягає максимуму /точка А характеристики/. Подальше збільшення U приводить до зменшення тунельного струму і появи спадаючої ділянки АВ вольт-амперної характеристики з від'ємним диференціальним опором. Якщо пряма напруга дорівнює U_{min} /точка В, рис. 5/, при якій дно зони провідності співпадає з стеєю валентної зони, тунелювання закінчується, оскільки заповненим рівням зони провідності n -напівпровідника відповідають рівні забороненої зони p -напівпровідника /рис. 3/.

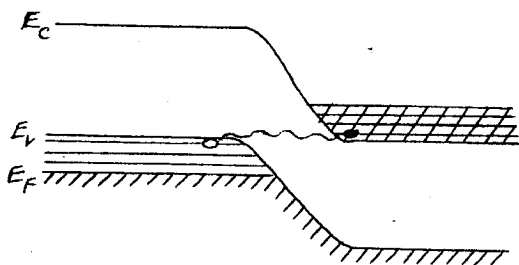


Рис. 3.

Ділянка ВС вольт-амперної характеристики описує прямий струм, природа якого є дифузійною як для звичайного $p-n$ -переходу.

Якщо ввімкнути тунельний діод в зворотному напрямку /рис. 4/, зайнятими рівнями валентної зони p -напівпровідника відповідають вільні рівні зони провідності n -напівпровідника, що приводить до тунелювання неосновних носіїв /електронів з p -напівпровідника в n -напівпровідник/. Це приводить до швидкого зростання зворотного тунельного струму із збільшенням зворотної напруги /ділянка ОД, рис. 5/. Таким чином, вольт-амперна характеристика тунельного діода суттєво відрізняється від аналогічної характеристики звичайного діода. Вольт-амперна характеристика тунельного

діода зображена на рис. 5.

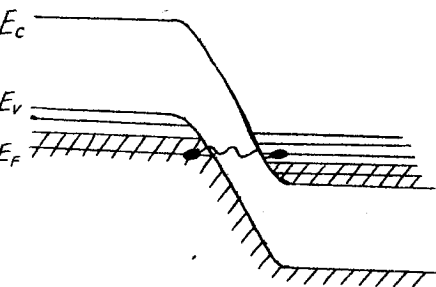


Рис. 4.

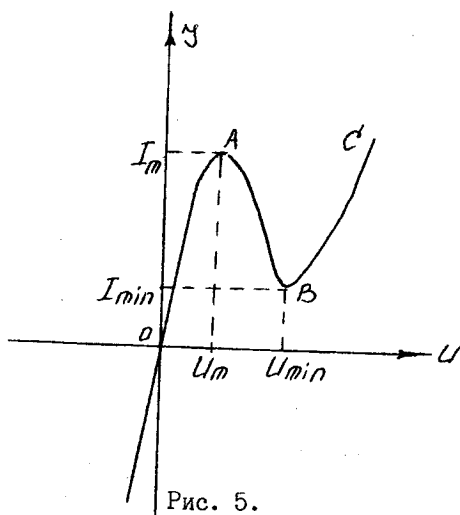


Рис. 5.

Наявність ділянки АВ вольт-амперної характеристики з від'ємним диференціальним опором забезпечує використання тунельних діодів для генерації і підсилення електромагнітних хвиль. При не дуже сильному виродженні $n \sim 10^{18} \text{ см}^{-3}$ / прямий тунельний струм може бути відсутнім, але зворотний струм при цьому значний, що дозволяє використання тунельних діодів для детектування високочастотних електромагнітних коливань.

Характерне значення струмів в тунельному діоді складає одиниці міліампер, а напруга – біля одного вольтā. При цьому від'ємний диференціальний опір досягає десятків Ом, а ємність – від одиниці до десяти мікрофарад.

У даній лабораторній роботі досліджується вольт-амперна характеристика тунельного діода ГІ ІОЗ.

Електрична схема вимірювальної установки поцана на рис. 6.

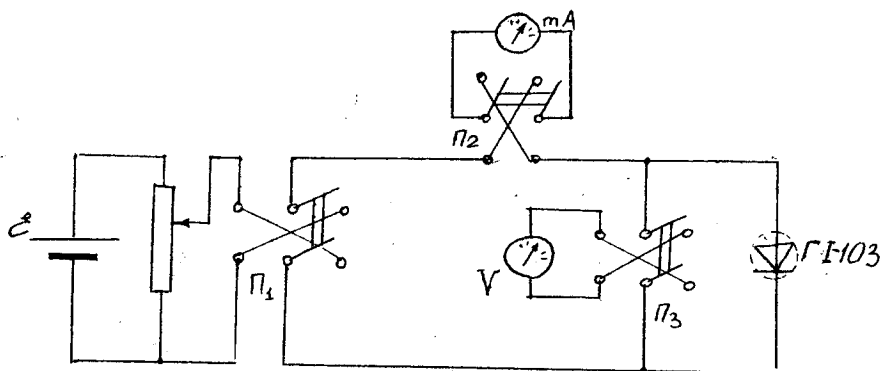


Рис. 6.

Порядок виконання роботи

1. Установити межі вимірювальних приладів на 20 мА для міліамперметра і 1,5 В – для вольтметра. Перемикачі Π_1 , Π_2 , Π_3 поставити в положення "Пр".
2. Змінюючи напругу через кожні 0,01 В записати в таблицю відповідні їм значення прямого струму.

При деякій характерній для кожного виду діода напрузі $0,06 \pm 0,07$ В/ спостерігається стрибкоподібна зміна напруги до величини $0,6 \pm 0,7$ В. При цьому дещо зменшиться величина прямого струму. Збільшуючи величину напруги до 1,0 В легко одержати точки для побудови ділянки АВ характеристики /рис. 7/.

3. Шляхом зменшення напруги в зворотному напрямку від точки В /рис. 7/ можна досягти точки С. Після цієї точки напруга знову стрибкоподібно зменшиться з переходом до точки Д. Всі виміри занести до таблиці.

U_{np} (В)	0	0,01	0,02	0,03 ...		0,60	0,65	0,70	0,75 ...
I_{np} (mA)									
$U_{зв}$ (В)	0	0,01	0,02	0,03	0,04	0,05 ...			
$I_{зв}$ (mA)									

4. Виконані вимірювання дозволяють побудувати ділянки OM і CB вольт-амперної характеристики. З'єднавши точки M і C пунктирною лінією, схематично добудуємо ділянку характеристики з від'ємним диференціальним опором.

5. Змінивши полярність зовнішньої напруги перемикачем Π_1 , а також полярність вольтметра і міліамперметра, переключивши при цьому перемикачі Π_2 і Π_3 в положення "Зв", виміряти значення зворотного струму через кожні 0,01 В. Результати вимірювань занести до таблиці.

6. Побудувати за даними вимірювань вольт-амперну характеристику тунельного діода згідно з рис. 7.

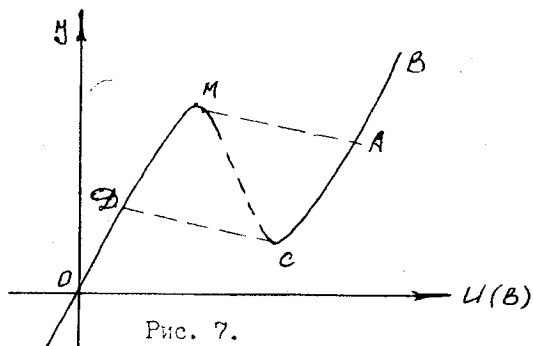


Рис. 7.

7. Зробити висновки про точність вимірювань.

Контрольні запитання

1. Власна провідність напівпровідників з точки зору зонної теорії.
2. Домішкова провідність напівпровідників.
3. Як працює р-п-перехід в тунельному діоді при створенні зовнішньої різниці потенціалів для:
 - а/ випадку прямого включення;
 - б/ випадку зворотного включення.
4. Розподіл електронів за енергіями Фермі-Дірака і його характеристика. Енергія Фермі.
5. Тунельний ефект і його використання.

Лабораторна робота №8-6

Вивчення принципу роботи і зняття характеристик біполярного транзистора

Мета роботи: вивчити власну і домішкову провідність напівпровідників; контакт електронного і діркового напівпровідників.

Прилади і матеріали: змонтована установка з необхідними електровимірвальними приладами і транзистором.

Теоретичні відомості

Біполярний транзистор – напівпровідниковий прилад, який має два р-п-переходи. Схематично будову такого транзистора показано на рис. 1.

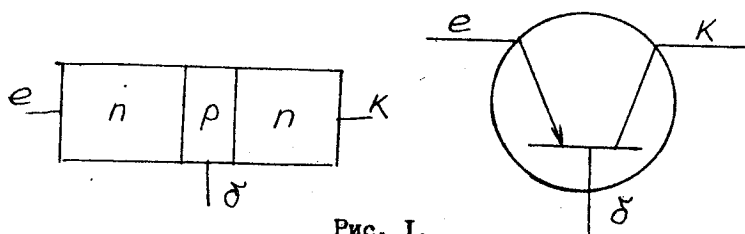


Рис. 1.

Виготовляються транзистори із пластинок кремнію або германію, в яких створюються шляхом напilenня три області з різною електропровідністю. Тип провідності центральної зони, яка називається базою, відмінний від типу провідності крайніх областей, які називаються емітером і колектором. Якщо база має провідність р-типу, то колектор і емітер мають провідність п-типу. Такого виду транзистор належить до п-р-п типу. Широко використовуються також транзистори р-п-р типу, база яких має електронну провідність.

В залежності від напруги на р-п переходах транзистор може працювати в трьох режимах: активному, якщо на емітерному переході пряма напруга, а на колекторному - зворотна; режим відсікання - при зворотніх напругах на обох р-п переходах; режим насичення - при прямих напругах як на емітерному, так і на колекторному переходах. Активний режим роботи транзистора є основним і використовується для створення більшості підсилювачів і генераторів електромагнітних коливань.

Розглянемо роботу транзистора п-р-п типу в активному режимі без навантаження, коли ввімкнені лише джерела постійних напруг так, як показано на рис. 2, в цьому випадку напруги $E_1 \approx 0,1$ В і $E_2 \approx 1,0$ В.

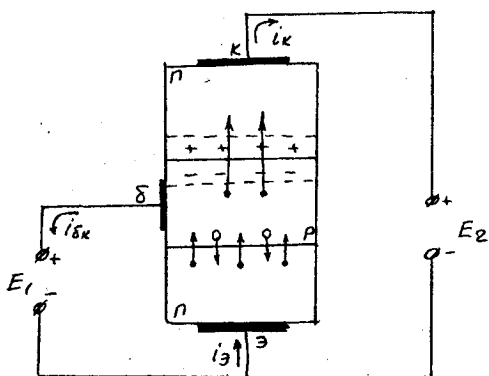


Рис. 2.

Із рис. 2 видно, що

$$U_{ke} = U_{k\delta} + U_{\delta e}, \quad //I/$$

де U_{ke} , $U_{k\delta}$, $U_{\delta e}$ - напруги відповідно між колектором і емітером, колектором і базою, базою і емітером. Оскільки $U_{\delta e} \ll U_{k\delta}$, то $U_{ke} \approx U_{k\delta}$. Пряма вхідна напруга $U_{\delta e}$ приводить до зменшення висоти потенціального бар'єра на емітерному переході, внаслідок чого зростає дифузійний струм і електрони із емітера переходять в область бази. Електрони, які є в області бази не основними носіями, за рахунок теплового руху досягають колекторного переходу. В області колекторного переходу ці електрони під дією поля зовнішнього джерела створюють колекторний струм i_k .

Деяка кількість електронів, перебуваючи в області бази, може рекомбінувати з дірками цієї області. Для зменшення процесу рекомбінації електронів в області бази товщину бази виготовляють як можна тоншою і з мінімальною концентрацією дірок. При встановленні режиму роботи транзистора кількість дірок в області бази залишається незмінною. Це досягається тим, що з області бази

також переходить деяка кількість власних електронів. Це приводить до виникнення струму i_{δ} .

Згідно з першим законом Кірхгофа

$$i_e = i_k + i_{\delta} \quad /2/$$

і оскільки в силу уже викладених вище причин $i_{\delta} \ll i_e$, можна записати, що $i_k \approx i_e$.

Струм бази є небажаним, тому для його зменшення база виготовляється дуже тонкою і слабо легується.

Пряма напруга на емітерному переході $U_{\delta e}$ суттєво впливає на струм колектора: чим більша $U_{\delta e}$, тим більші струми емітера і колектора, причому зміна струму колектора лише незначно відрізняється від струму емітера. Таким чином, напруга $U_{\delta e}$, тобто входна напруга, керує струмом колектора. Це особливість роботи транзистора використовується для підсилення електромагнітних хвиль.

Струм емітера керується напругою на емітері, але колектора досягає дещо менший струм. Частина емітерного струму, що проходить через колектор, носить назву керуючого струму колектора.

Причому

$$i_{k\delta} = \mathcal{L} i_e, \quad /3/$$

де $\mathcal{L} = 0,95 + 0,98$ - коефіцієнт передачі струму емітера.

Поряд з керуючим струмом через колектор проходить зворотній струм i_{ko} переходу база-колектор. Він не керується, тому що не проходить через емітер.

Отже, повний струм колектора дорівнює

$$i_k = \mathcal{L} i_e + i_{ko}. \quad /4/$$

Використовуючи співвідношення /2/, матимемо

$$I_K = \alpha (I_K + I_\delta) + I_{K0}, \quad /5/$$

Звідки

$$I_K = \beta I_\delta + I_{K0}, \quad /6/$$

де $I_{K0} = I_{K0} / (1 - \alpha)$ - початковий прохідний струм. Оскільки $I_\delta = 0$, то цей струм протікає через всі три області транзистора. В співвідношенні /6/ $\beta = \frac{\alpha}{1 - \alpha} \gg 1$ - коефіцієнт передачі струму бази. Струми транзистора схематично зображені на рис. 3.

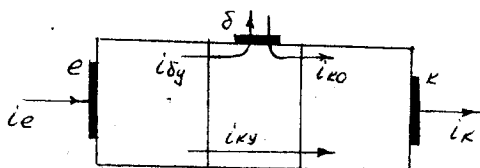


Рис. 3.

Транзистор вмикається в коло таким чином, що один із його електродів є спільним для входу і виходу підсилюючого або іншого каскаду. Основні схеми включення називаються відповідно з спільним емітером, спільною базою і спільним колектором. Схема включення з спільною базою показана на рис. 4, де $U_{вх}$ - вхідна змінна напруга амплітудов $U_{mвх}$; $U_{вк}$ - вихідна напруга амплітудов $U_{mвк}$. Остання напруга знімається з навантажуючого резистора R_H .

Коефіцієнт підсилення за струмом

$$K_i = \frac{I_{mk}}{I_{me}}, \quad /7/$$

де I_{mk} - максимальний струм колектора; I_{me} - максимальний струм емітера.

Цей коефіцієнт дещо менший статичного коефіцієнта підсилення за струмом α , тому що при включенні R_H струм колектора змен-

шується. Коефіцієнт підсилення за напругою K_U розраховується за формулою:

$$K_U = \frac{U_{m\delta ux}}{U_{m\delta x}} = \frac{U_{m\kappa\delta}}{U_{m\epsilon\delta}} \quad 187$$

і досягає десятків і сотень одиниць. Характеристики транзистора відображають залежність вхідних і вихідних струмів від вхідних і вихідних напруг.

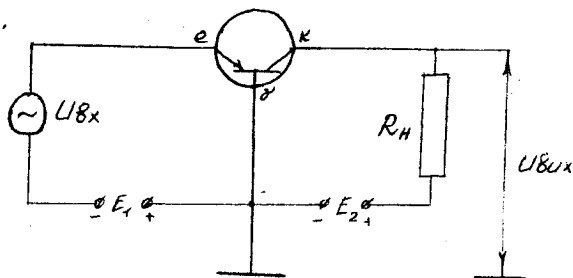


Рис. 4.

В схемі з спільною базою вхідний струм - струм емітера, вихідний струм - i_{κ} ; вхідна напруга - $U_{\epsilon\delta}$, вихідна напруга - $U_{\kappa\delta}$. Вхідні характеристики - залежності $i_{\epsilon} = f(U_{\epsilon\delta})$ при $U_{\kappa\delta} = const$. Вхідні характеристики показані на рис. 5.

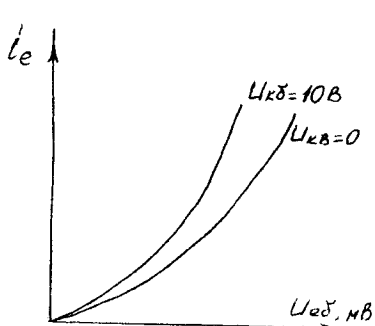


Рис. 5.

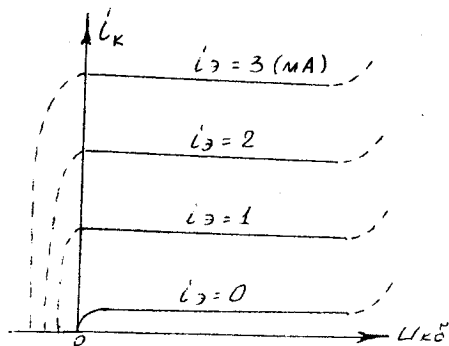


Рис. 6.

Вхідні характеристики слабо залежать від $U_{кδ}$, тому що напру-
га сконцентрована на колекторному переході і струм емітера в
основному визначається $U_{еδ}$. Сім"я вихідних характеристик
зображена на рис. 6. Особливість їх в тім, що струм колектора
досить великий навіть при $U_{кδ} = 0$. Це пояснюється напругою на
колекторному переході, яка обумовлена наявністю опору базової
області. Крім вхідних і вихідних характеристик на практиці вико-
ристовуються характеристики керування. Це залежності $i_k = f(i_e)$
при $U_{кδ} = const$ і $i_k = f(U_{еδ})$ при $U_{кδ} = const$. Вони
схематично зображені на рис. 7 і 8.

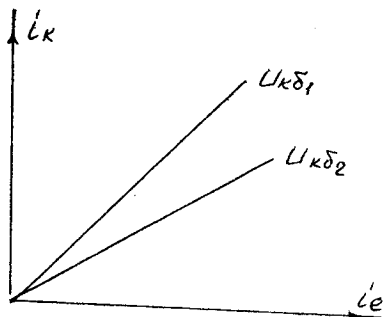


Рис. 7.

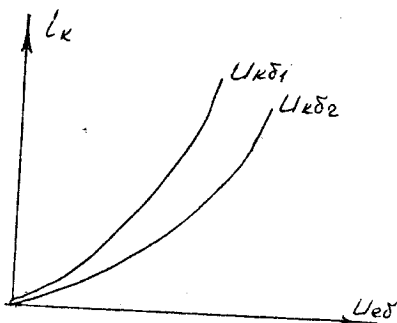


Рис. 8.

Порядок виконання роботи

I. Ознайомитись з лабораторною установкою і приладами, якими
вона обладнана. Привести установку в робочий стан /рис. 9/.

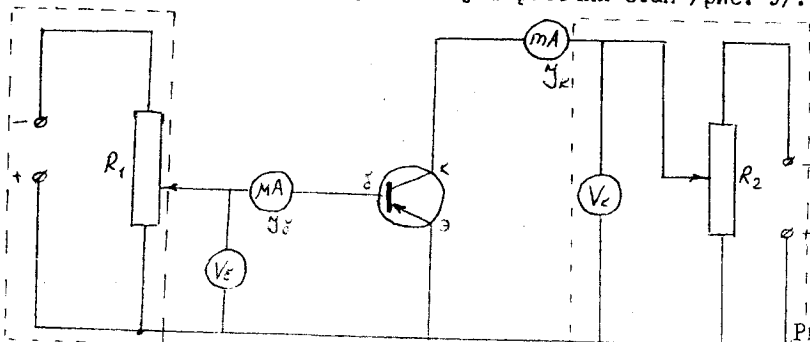


Рис. 9.

Виділені пунктиром частини лабораторної схеми вмонтовані в корпусі жерела живлення ВІП-010.

2. Зняти вхідну характеристику транзистора $I_{\delta} = f(U_{\delta})$ при $U_{\kappa} = \text{const}$

Подавати напругу на колектор /між колектором і емітером/ можна лише після наявності напруги на базі /між базою і емітером/.

Для одержання вхідних характеристик транзистора необхідно установити постійну напругу на колекторі U_{κ} ; за допомогою потенціометра R_1 змінювати напругу на базі U_{δ} і записати відповідні значення сили струму бази. Вимірювання виконати для двох різних значень напруги на колекторі. Всі вимірні величини занести до таблиці.

		$U_{\delta} (B)$
$U_{\kappa} =$	B	$I_{\delta}, \mu A$
$U_{\kappa} =$	B	$I_{\delta}, \mu A$

3. Зняти сім"ю вихідних характеристик транзистора $I_{\kappa} = f(U_{\kappa})$ при $I_{\delta} = \text{const}$. Подавати напругу на колектор можна лише при наявності напруги на базі.

Установити постійний струм I_{δ} . Потенціометром R_2 змінювати напругу на колекторі U_{κ} і записати відповідні значення струму в колі колектора I_{κ} . Вимірювання провести для двох значень струму бази. Всі вимірні величини занести до таблиці.

		$U_{\kappa} (B)$
$I_{\delta} =$	μA	$I_{\kappa}, \mu A$
$I_{\delta} =$	μA	$I_{\kappa}, \mu A$

4. За даними таблиць на міліметровому папері побудувати вхідні і вихідні характеристики транзистора. Зробити необхідні висновки.

Контрольні запитання

1. Власна і домішкова провідності з точки зору зонної теорії.
2. Контакт електронного і діркового напівпровідників. Як працює р-п-перехід?
3. Як працює транзистор п-р-п-типу в активному режимі?
4. Принцип роботи транзистора при різних схемах включення.

Л И Т Е Р А Т У Р А

1. Савельев И.В. Курс физики, т. I. - М.: Наука, 1989. - 352с.
2. Савельев И.В. Курс физики, т.3. - М. : Наука, 1987. - 320с.
3. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. - М. : Высш. шк., 1989. - 608с.
4. Яковлев В.Ф. Курс физики. - М. : Просвещение, 1976. - 320с.
5. Киттель Ч. Введение в физику твердого тела. - М. : Высш. шк., 1963. - 523с.
6. Бушманов Б.Н., Хромов Ю.А. Физика твердого тела. - М.: Высш. шк., 1971. - 224с.
7. Сивухин Д.В. Общий курс физики, т. 2. - М. : Наука, 1975. - 552с.
8. Сивухин Д.В. Общий курс физики, т. 5, ч. I. - М. : Наука, 1986. - 416с.
9. Сивухин Д.В. Общий курс физики, т.5, ч.2. - М. : Наука, 1989. - 416с.
10. Матвеев А.Н. Молекулярная физика. - М. : Высш. шк., 1981, - 400с.
11. Матвеев А.Н. Атомная физика. - М. : Высш. шк., 1989. - 439с.
12. Трофимова Т.И. Курс физики. - М.: Высш. шк., 1985. - 432с.
13. Оррир Д. Физика, т.2. - М.: Мир, 1981, - 280с.

Навчальне видання

Авдєєв Сергій Григорович, Таченко Микола Минович,

Резнік Сергій Іванович

Лабораторний практикум з фізики

частина 3

(ядерна фізика, статистична фізика і термодинаміка,

фізика твердого тіла)

Навчальний посібник

Редактор В.О.Дружиніна

Ум. др. арк. 7,4

Тир. 100 прим. *зам 98-080*

ВДТУ, 286021, м.Вінниця, Хмельницьке шосе, 95

ISBN 5 - 7763 - 9169 - 5