

РОЗДІЛ I. ЕЛЕМЕНТИ ГЕОМЕТРИЧНОЇ ОПТИКИ

§1.1. Основні закони геометричної оптики. Явище повного внутрішнього відбивання

Розділ оптики, в якому закони поширення світла розглядаються на основі уявлень про світлові промені, називається *геометричною оптикою*. Під світловими променями розуміють нормальні (перпендикулярні) до хвильових поверхонь лінії, вздовж яких поширюється потік світлової енергії. Світловий промінь – це абстрактне математичне поняття, а не фізичний образ. Геометрична оптика є лише граничним випадком *хвильової оптики*.

Основу геометричної оптики складають такі закони:

1. **Закон прямолінійного поширення світла:** світло в оптично однорідному середовищі поширюється прямолінійно.
2. **Закон незалежності світлових пучків:** світлові пучки від різних джерел при накладанні діють незалежно один від іншого і не впливають один на одного.
3. **Закон відбивання світла:** падаючий на межу розділу двох оптично неоднорідних середовищ промінь 1, відбитий промінь 2 і перпендикуляр, поставлений до межі розділу в точці падіння, лежать в одній площині; кут i_1' відбивання променя від межі розділу двох середовищ дорівнює куту i_1 падіння променя (рис. 1.1).
4. **Закон заломлення світла:** падаючий на межу розділу двох оптично неоднорідних середовищ промінь 1, заломлений в друге середовище промінь 3 і перпендикуляр, проведений до межі розділу в точці падіння, лежать в одній площині (рис. 1.1); відношення синуса кута i_1 падіння до синуса кута i_2 заломлення променя є величиною сталою для двох даних середовищ, визначається відношенням швидкості v_1 поширення світла в першому середовищі до швидкості v_2 поширення світла в другому середовищі і називається *відносним показником заломлення* n_{21} другого середовища відносно першого:

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21}. \quad (1.1)$$

Показник заломлення n даного середовища відносно вакууму називають *абсолютним показником заломлення* середовища. Чисельно абсолютний показник заломлення дорівнює відношенню швидкості c (~ 300000 км/с) поширення світла у вакуумі до швидкості v поширення світла в середовищі:

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.2)$$

Швидкість v світла в середовищі є меншою за швидкість c світла у вакуумі, тому абсолютний показник заломлення n реальних середовищ є числом більшим за одиницю. Для повітря, наприклад, $n \approx 1,00029$. Оскільки n мало відрізняється від одиниці, то практично показник заломлення середовища виражають відносно повітря, а не відносно вакууму. Для того, щоб одержати значення абсолютноного показника заломлення середовища відносно вакууму, значення показника заломлення середовища відносно повітря потрібно помножити на абсолютний показник заломлення повітря.

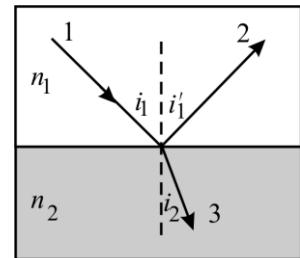


Рис. 1.1

Числове значення відносного показника заломлення n_{21} може бути як більшим, так і меншим за одиницю в залежності від того, з якими швидкостями поширюється світло в межуючих середовищах, тобто в залежності від значення їх абсолютних показників заломлення n_1 і n_2 , оскільки

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (1.3)$$

З (1.3) випливає, якщо друге середовище *оптично густіше* за перше ($n_2 > n_1$), то відносний показник заломлення $n_{21} > 1$ і кут i_2 заломлення променя менший за кут i_1 його падіння (рис. 1.1).

Якщо перше середовище є оптично густіше за друге ($n_1 > n_2$), то $n_{21} < 1$ і кут i_2 більший за кут i_1 (рис. 1.2,a). При збільшенні кута i_1 падіння променя 1 реалізується ситуація, коли заломлений промінь 3 буде поширюватися вздовж межі розділу середовищ, тобто коли кут $i_2 = 90^\circ$ (рис. 1.2,b). Тоді кут падіння $i_1 = \delta_{ep}$ і називається *граничним кутом*. Якщо світловий промінь падатиме на межу розділу двох середовищ під кутом i_1 , більшим за граничний кут δ_{ep} , то спостерігатиметься *явище повного внутрішнього відбивання*: падаючий промінь 1 повністю відб'ється від межі розділу середовищ, залишаючись при цьому всередині оптично густішого середовища (рис. 1.2,c). Для граничного кута падіння

$$\sin \delta_{ep} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}. \quad (1.4)$$

Явище повного внутрішнього відбивання використовується в призмах повного відбивання, які дозволяють повернати промені на 90° або 180° . Такі призми застосовуються в оптичних приладах (наприклад, в біноклях, перископах). Явище повного внутрішнього відбивання знайшло використання також в рефрактометрах, світловодах і т.д.

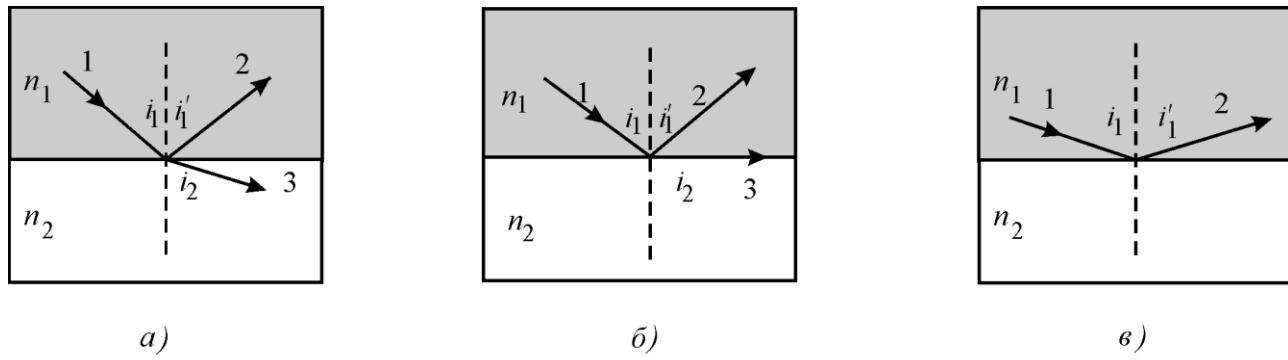


Рис. 1.2

Світловоди – це тонкі нитки (волокна) з оптично прозорого матеріалу. В волоконних деталях світловодів використовують *скловолокно*, світловедуча жила (серцевина) якого оточена іншим склом (оболонкою) з меншим показником заломлення. Світло, яке попадає в світловод під кутами падіння, що перевищують граничний кут δ_{ep} , зазнає на межі розділу серцевина–оболонка повне внутрішнє відбивання і поширюються лише по світловедучій жилі. Питання передачі світлових зображень вивчаються в спеціальному розділі оптики – *волоконна оптика*.

§1.2. Тонкі лінзи

Для отримання різного роду зображень в оптичних приладах широко використовують лінзи. Лінзою називають оптично прозоре тіло, що обмежене двома гладкими випуклими або вгнутими поверхнями (одна з них може бути плоскою).

Найчастіше поверхні лінз роблять сферичними, а саму лінзу виготовляють із спеціальних сортів скла, наприклад, флінтгласу, або інших речовин з відповідними показниками заломлення. Якщо відстань між обмежуючими поверхнями в центрі лінзи значно менша за радіуси їх кривизни, то така лінза називається тонкою. Лінза називається збиральною, якщо вона є товстіша до середини, і розсіювальною, коли – тонша до середини. Для тонких лінз справедливе співвідношення:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \left(\frac{n_{\text{л}}}{n_c} - 1 \right) \cdot \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (1.5)$$

де d – відстань від оптичного центра O лінзи до предмета S ; f – відстань від оптичного центра лінзи до зображення S_l предмета; R_1 і R_2 – радіуси кривизни обмежуючих лінзу поверхонь (рис. 1.3); $n_{\text{л}}$ – показник заломлення прозорого для світла матеріалу, з якого виготовлена лінза; n_c – показник заломлення середовища, що оточує лінзу.

Пряму, яка проходить через центри C і C_1 сферичних поверхонь, називають головною оптичною віссю лінзи.

Величини d , f , R_1 і R_2 – входять в (1.5) зі знаком “+” або “–”. У випадку, якщо яка – небудь із цих величин відкладається від оптичного центра лінзи в сторону, протилежну поширенню світла, її приписується знак “–”, в іншому випадку – знак “+”.

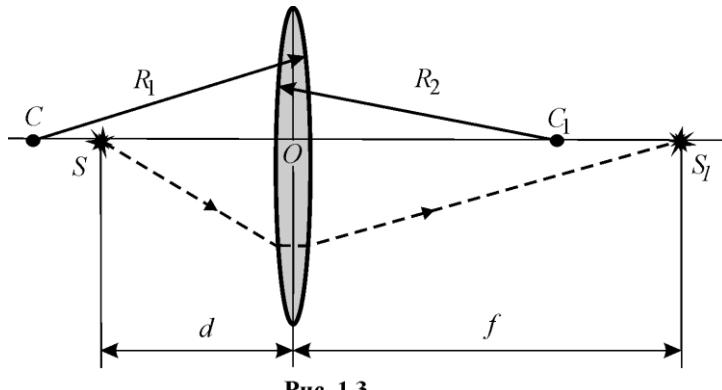


Рис. 1.3

Якщо на збиральну лінзу направити пучок променів, паралельних до її головної оптичної осі, то після заломлення в лінзі вони зберуться в точці F , яка розташована на головній оптичній осі з другого боку лінзи (рис. 1.4,а). Точку F називають головним фокусом лінзи. У розсіювальної лінзи промені після проходження лінзи поширяються розбіжним пучком, але таким чином, що їх продовження сходяться в точці F , зі сторони падаючого пучка (рис. 1.4,б).

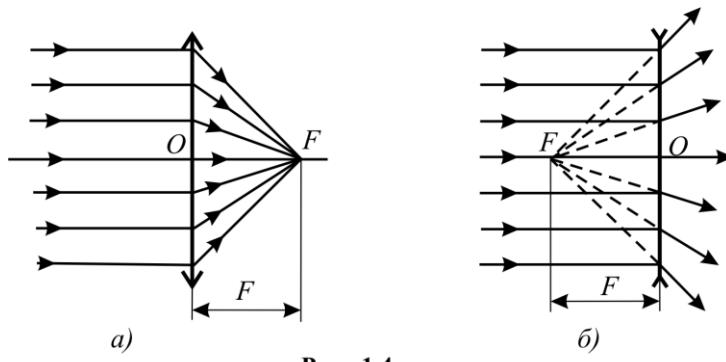


Рис. 1.4

В збиральній лінзі головний фокус F є дійсним, а в розсіювальній – уявним. Кожна лінза має два головні фокуси, які розташовані симетрично відносно її оптичного центра O . Відстань між головним фокусом лінзи та її оптичним центром називають *фокусною відстанню* F лінзи.

Величина, яка обернена до фокусної відстані F лінзи називається оптичною силою D лінзи.

Одиницею вимірювання оптичної сили в системі СІ є *діоптрія* (*діоптр*) – оптична сила такої лінзи, головна фокусна відстань F якої дорівнює 1 м. Для тонких лінз фокусна відстань F , оптична сила D , відстані від лінзи до предмета d і до зображення f пов’язані співвідношенням, яке називають формулою тонкої лінзи:

$$\frac{1}{d} \pm \frac{1}{f} = \pm \frac{1}{F} = \pm D. \quad (1.6)$$

Оптична сила збиральної лінзи є додатною, а розсіювальної – від’ємною.

§1.3. Побудова зображень в лінзах. Хід променів в мікроскопі

Зображення предмета в лінзі є сукупністю зображень окремих його точок. Тому для побудови зображення предмета досить знайти зображення його крайніх точок.

Типові випадки побудови зображень A_1B_1 предмета AB в збиральній лінзі, наведені на рис. 1.5.

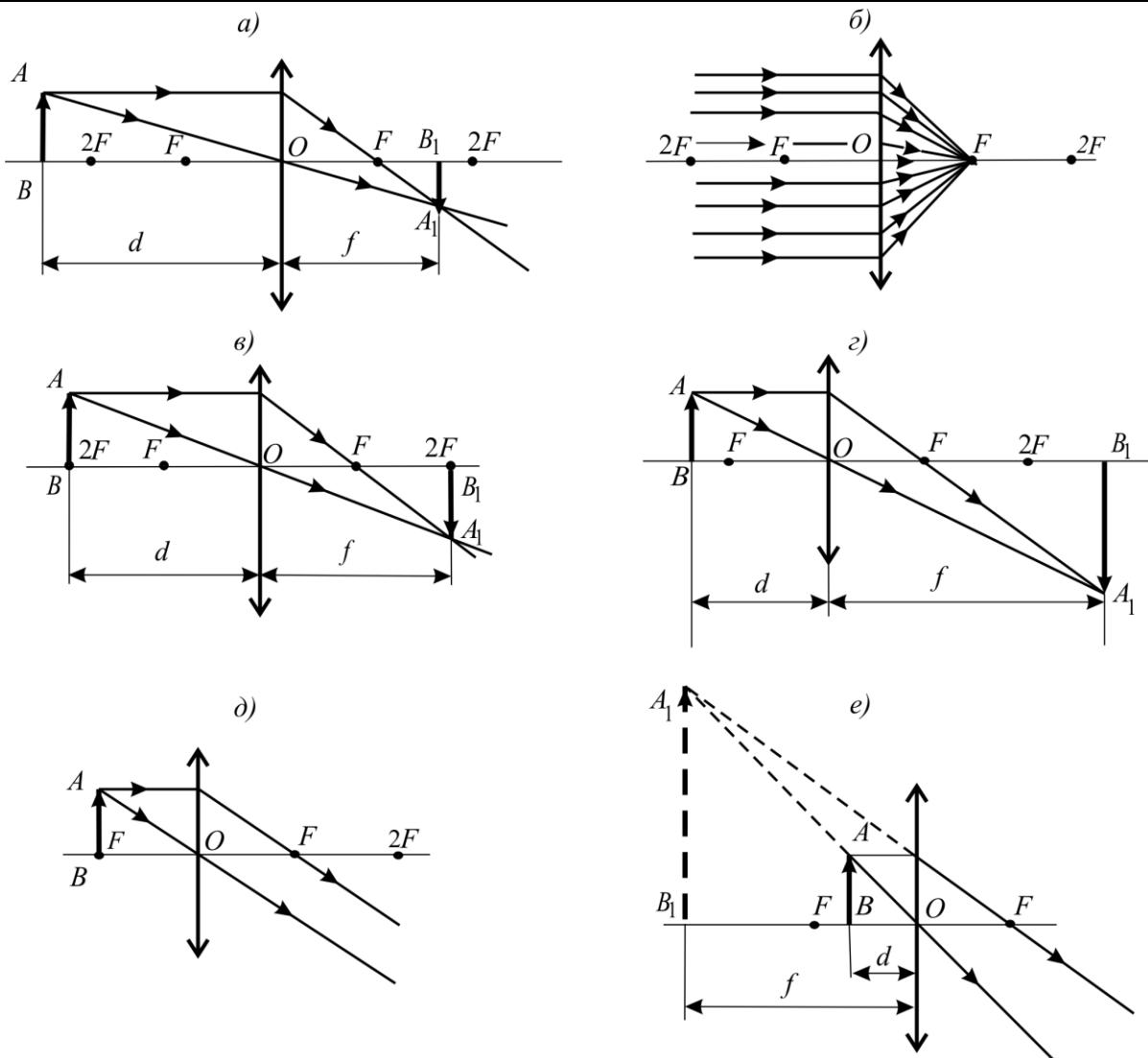


Рис. 1.5

- Відстань d від предмета до лінзи є більшою ніж $2F$ (рис. 1.5,а).

У цьому випадку предмет і його зображення знаходяться по різні боки лінзи, а відстань f від лінзи до зображення є більшою від фокусної відстані F і меншою ніж $2F$. Зображення предмета буде дійсним, оберненим і зменшеним. В частковому випадку, якщо предмет знаходиться на нескінченно великій відстані ($d = \infty$), то його зображення буде у вигляді точки в головному фокусі F лінзи (рис. 1.5,б).

- Відстань d від предмета до лінзи дорівнює $2F$ (рис. 1.5,в).

Предмет і його зображення знаходяться по різні боки лінзи, а відстань $f = 2F$. Тоді зображення предмета буде дійсним, оберненим і в натуральну величину.

- Відстань d від предмета до лінзи є більшою від F , але меншою від $2F$ (рис. 1.5,г).

Таке розташування предмета перед лінзою приводить до того, що предмет і його зображення знаходяться по різні боки лінзи, а відстань f буде більшою від $2F$. У цьому випадку зображення предмета буде дійсним, оберненим і збільшеним.

- Предмет знаходиться в головному фокусі лінзи, тобто $d = F$ (рис. 1.5,д).

Такий випадок приводить до того, що промені від кожної точки предмета після заломлення поширюються паралельними пучками. Це значить, що зображення предмета повинно бути нескінченно великим і на великій відстані від лінзи, що практично *рівносильне відсутності зображення*.

- **Відстань від предмета до лінзи є меншою головної фокусної відстані F (рис. 1.5,e).**
Зображення предмета буде уявленим, прямим і збільшеним.

Побудова зображення предмета в розсіювальній лінзі, наведена на рис. 1.6. Розсіювальна лінза завжди дає уявне, зменшене і пряме зображення предмета. Відстань f від зображення предмета до лінзи є завжди меншою ніж відстань d від предмета до лінзи.

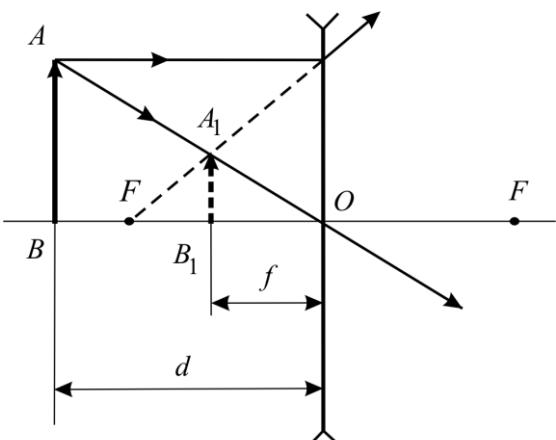


Рис. 1.6

Лінійним збільшенням лінзи β називають відношення висоти (ширини) зображення A_1B_1 предмета AB до висоти (ширини) самого предмета

$$\beta = \frac{A_1B_1}{AB}.$$

Лінійне збільшення лінзи можна подати і у такому вигляді

$$\beta = \frac{f}{d}. \quad (1.7)$$

Із останнього співвідношення випливає, що збільшеним буде лише зображення, яке заходиться далі від лінзи, ніж предмет.

В багатьох оптичних приладах, наприклад, в мікроскопі, для одержання збільшеного зображення предметів використовують систему лінз (рис. 1.7).

До складу оптичної частини мікроскопа входять **об'єктив** та **окуляр**. Об'єктив розташований на нижній частині зорової труби, яка називається **тубусом**, а окуляр – на верхній. Тубус можна переміщати, змінюючи відстань між об'єктивом мікроскопа і досліджуваним предметом AB .

Предмет AB розміщають на предметному столику під об'єктивом мікроскопа і освітлюють його розсіяним сонячним світлом за допомогою дзеркала, або безпосередньо освітлювачем.

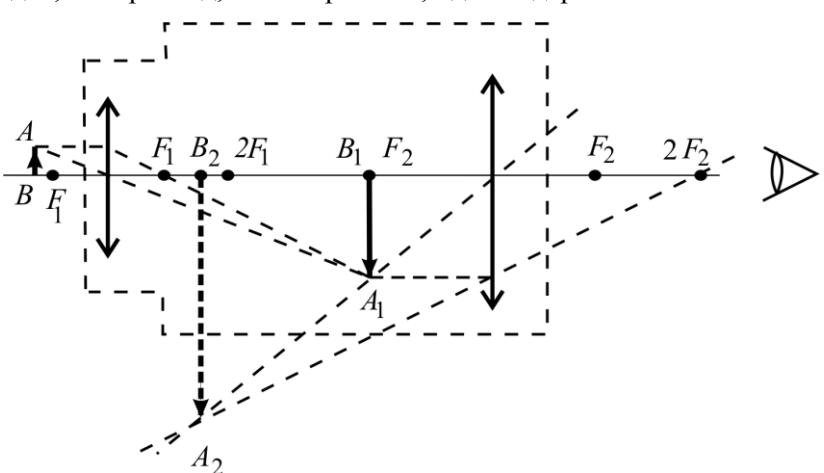


Рис. 1.7

Окуляр в мікроскопі використовується як лупа і встановлюється так, щоб отримане об'єктивом проміжне зображення A_1B_1 предмета AB знаходилося між окуляром і його фокусом F_2 . При цьому, кінцеве зображення A_2B_2 предмета в окулярі буде уявленим, збільшеним та оберненим.

Збільшення N_{MK} мікроскопа дорівнює добутку збільшень $N_{O\bar{O}}$ об'єктива і N_{OK} окуляра. Збільшення $N_{O\bar{O}}$ в об'єктиві дорівнює приблизно відношенню довжини S тубуса мікроскопа до фокусної відстані $F_{O\bar{O}}$ об'єктива. Збільшення в окулярі становить $N_{OK} = \frac{L}{F_{OK}}$, де L – відстань найкращого зору ($\sim 0,25\text{ м}$), а F_{OK} – фокусна відстань окуляра.

Тому

$$N_{MK} = N_{O\bar{O}} \cdot N_{OK} \approx \frac{S \cdot L}{F_{O\bar{O}} \cdot F_{OK}}. \quad (1.8)$$

§1.4. Визначення фокусної відстані лінз методом зміщення

Існує декілька методів визначення фокусної відстані F лінз. Один з них – метод зміщення.

Розглянемо суть цього методу на прикладі збиральної лінзи. Якщо предмет AB розмістити на відстані a від екрана, більшій за чотири фокусних відстані збиральної лінзи ($a > 4F$), то переміщаючи лінзу вздовж головної оптичної осі, завжди знаходять такі два положення лінзи, при яких на екрані отримують два чіткі зображення предмета AB . Одне з цих зображень буде збільшеним, а друге – зменшеним.

Позначимо відстань між цими двома положеннями лінзи через l (рис. 1.8). Як видно з рис. 1.8, відстань a між предметом AB і його зображенням A_1B_1 на екрані становить $a = d_1 + f_1$, а відстань $l = d_1 - f_1$ (відстані d_1 і f_1 є самоспряженими, тобто $d_1 = f_2$, $f_1 = d_2$).

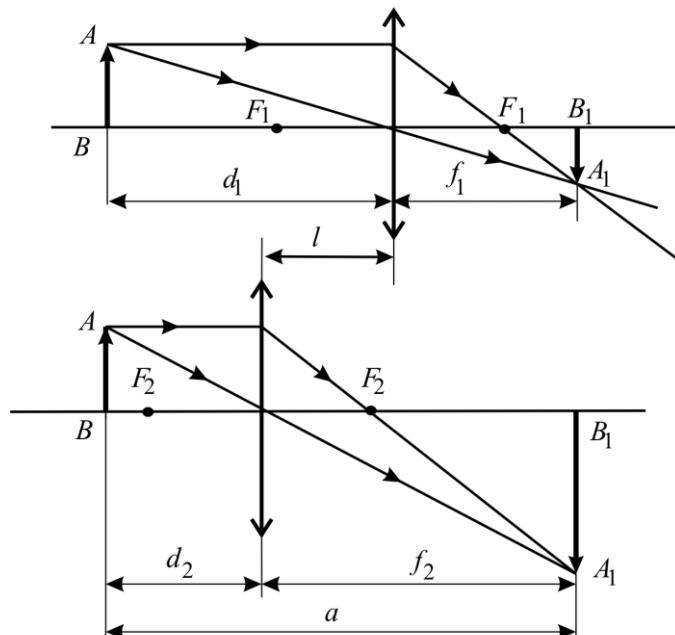


Рис. 1.8

Тому

$$d_1 = \frac{a+l}{2}, \text{ а } f_1 = \frac{a-l}{2}.$$

Підставивши знайдені значення d_1 і f_1 у формулу тонкої збиральної лінзи

$$\frac{1}{F_{3\delta}} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f},$$

отримаємо

$$\frac{1}{F_{3\delta}} = \frac{2}{a+l} + \frac{2}{a-l}.$$

Звідки фокусну відстань збиральної лінзи становить

$$F_{3\delta} = \frac{a^2 - l^2}{4a}. \quad (1.10)$$

Вище описаним методом неможливо визначити *фокусну відстань F_p розсіюальної лінзи*, оскільки вона дає уявне зображення предмета. Тоді для розсіюальної лінзи можна підібрати таку збиральну лінзу, фокусна відстань $F_{3\delta}$ якої відома, і, сумістивши такі дві тонкі лінзи, визначити фокусну відстань F обох суміщених лінз за попереднім способом.

Оптична сила суміщених лінз $D = D_1 + D_2$, або інакше

$$D = \frac{1}{F} = \frac{1}{F_p} + \frac{1}{F_{3\delta}}. \quad (1.11)$$

Звідси отримуємо вираз для обчислення фокусної відстані розсіюальної лінзи

$$F_p = \frac{F \cdot F_{3\delta}}{F_{3\delta} - F}. \quad (1.12)$$

Рекомендована література до Розділу I

1. Т.И. Трофимова. Курс физики. – М.: Высшая школа, 1990. 478 с.
2. Кучерук І.М., Дущенко В.П. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. –Київ: Вища школа, 1991. 463 с.
3. Д.В. Сивухин. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука, 1985. 752 с.
4. І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин, В.М. Габа, Ф.М. Гончар. Курс фізики: Навчальний підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид-Біт, 2002. 376 с.
5. І.Р. Зачек, І.Е. Лопатинський, Й.Я. Хром'як. Висвітлення досягнень українських фізиків у курсі фізики: Методичний посібник/ За ред. Ю.К. Руданського. – Львів: Видавництво національного університету „Львівська політехніка”, 2003. 84 с.

1.1. Лабораторна робота № 2

ВИЗНАЧЕННЯ АБСОЛЮТНОГО ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛА ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОСКОПА

Мета роботи

Ознайомитися з будовою і принципом дії мікроскопа та оволодіти методикою визначення абсолютноого показника заломлення скла з його допомогою

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати закони геометричної оптики та фізичний зміст абсолютноого і відносного показників заломлення середовища (§1.1), володіти побудовою зображень в лінзах і мікроскопі (§1.2, §1.3), вміти працювати з мікрометром

Прилади і матеріали

Набір плоскопаралельних скляних пластинок, мікроскоп, мікрометр

Теоретичні відомості і опис установки

В даній лабораторній роботі абсолютний показник заломлення скла визначають за вимірюваними значеннями дійсної та позірної товщини скляної пластинки.

Розглянемо цей спосіб детальніше. Відомо, що коли на дно посудини з водою покласти який-небудь предмет, то внаслідок заломлення розсіяних променів світла від цього предмета, зображення предмета буде близче до поверхні води на величину h , ніж сам предмет (рис. 1).

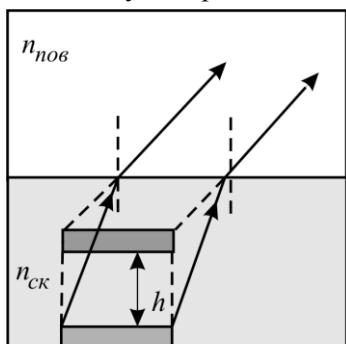


Рис. 1

Подібне спостерігається і для інших прозорих середовищ, наприклад, скла. Якщо на шляху світла від предмета помістити плоскопаралельну скляну пластинку, то його зображення наблизиться до спостерігача. Це можна виявити за допомогою мікроскопа.

Нанесемо на верхню та нижню поверхню плоскопаралельної пластинки мітки A і B (рис. 2). Зображення нижньої мітки при спостереженні в мікроскоп, внаслідок заломлення променів при їх проходженні через пластинку, знаходитьться в точці E . Якщо мікроскоп сфокусувати на мітку A , то мітка B буде поза фокусом. Для того, щоб побачити мітку B , об'єктив мікроскопа потрібно опустити не на товщину пластинки $d = |AF|$, а тільки на відстань $l = |KE|$, яку можна назвати **позірною** товщиною пластинки. Як видно із рис. 2

$$|AK| = l \cdot \operatorname{tg} i_2, |BF| = d \cdot \operatorname{tg} i_1, \text{ а } |AK| = |BF|.$$

Отже,

$$l \cdot \operatorname{tg} i_2 = d \cdot \operatorname{tg} i_1,$$

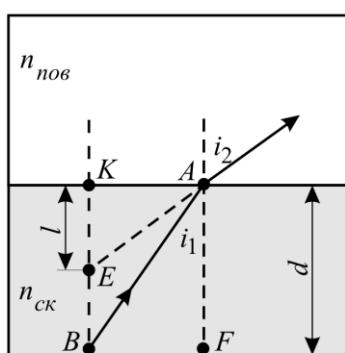


Рис. 2

або

$$\frac{\operatorname{tg} i_1}{\operatorname{tg} i_2} = \frac{l}{d}. \quad (1)$$

Оскільки світлові промені від мітки B попадають в мікроскоп під невеликими кутами відхилення від вертикалі, то кути падіння i_1 та заломлення i_2 променів світла на межі розділу скло–повітря малі, тому тангенси цих кутів можна замінити на їх синуси. В результаті отримаємо

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{l}{d}. \quad (2)$$

З другого боку, згідно закону заломлення світла

$$\frac{\sin i_1}{\sin i_2} = \frac{n_{\text{нов}}}{n_{\text{сک}}}. \quad (3)$$

Прирівнявши праві частини рівнянь (2) та (3), отримаємо співвідношення (4) для знаходження абсолютноого показника заломлення скляної пластинки:

$$n_{\text{сک}} = \frac{d}{l} \cdot n_{\text{нов}}. \quad (4)$$

Послідовність виконання роботи

1. Ознайомитися з механізмом переміщення тубуса мікроскопа.
2. Включити освітлювач мікроскопа (при необхідності) і встановити дзеркало таким чином, щоб поле зору в окулярі мікроскопа було освітлене.
3. Розмістити на предметному столику скляну плоскопаралельну пластинку з нанесеними на її протилежні сторони взаємно перпендикулярними мітками.
4. Сфокусувати мікроскоп на верхню мітку пластинки та записати покази мікрометричного гвинта в таблицю 1.
5. Повільно обертаючи мікрометричний гвинт, опускати вниз тубус мікроскопа до одержання чіткого зображення нижньої мітки, визначаючи при цьому кількість повних обертів і долей оберту за лімбом мікрометричного гвинта. Записати відлік в таблицю 1.
6. Обчислити позірну товщину l пластинки. **УВАГА! Лімб мікрометричного гвинта мікроскопа має 50 поділок. Ціна однієї поділки дорівнює 0,002 мм. Повному оберту мікрометричного гвинта відповідає 0,002 мм × 50=0,1 мм переміщення тубуса.**
7. Повторити визначення позірної відстані l тричі для різних пластинок.
8. Виміряти дійсну товщину пластинок d за допомогою мікрометра.
9. За формулою (4) визначити абсолютноий показник заломлення скла, взявши до уваги, що $n_{\text{нов}} = 1,00029$.
10. Результати вимірювань і обчислень за п.п. 6–9 записати в таблицю 2.
11. Розрахувати похиби вимірювань.

Таблиця 1

		Відлік для верхнього положення тубуса за показами	Відлік для нижнього положення тубуса за показами
--	--	---	--

Розділ I. Геометрична оптика

№ скляної пластиини	№ з/п	мікрометричного гвинта мікроскопа		мікрометричного гвинта мікроскопа	
		Повні оберти	Долі оберту	Повні оберти	Долі оберту
1	1				
	2				
	3				
	<i>sep.</i>				
2	1				
	2				
	3				
	<i>sep.</i>				
3	1				
	2				
	3				
	<i>sep.</i>				

Таблиця 2

№ скляної пластиини	№ з/п	$l, \text{мм}$	$\Delta l, \text{мм}$	$d, \text{мм}$	$\Delta d, \text{мм}$	n_{CK}	Δn_{CK}	$\delta n_{CK}, \%$
1	1							
	2							
	3							
	<i>sep.</i>							
2	1							
	2							

	3								
	<i>сер.</i>								
3	1								
	2								
	3								
	<i>сер.</i>								

Примітка. Якщо крок мікрометричного гвинта невідомий, то його визначають експериментально. Для цього на предметний столик мікроскопа кладуть одна на одну дві плоскопаралельні скляні пластинки. Опускають тубус мікроскопа до дотику об'єктива з верхньою пластинкою (*дуже обережно!*). Отримують відлік за шкалою і лімбом мікрогвинта. Далі обережно виймають верхню пластинку і, обертаючи мікрогвинт, рахують кількість повних обертів мікрогвинта і долей оберту за лімбом до контакту об'єктива з нижньою пластинкою (*дуже обережно!*). Записують товщину верхньої пластинки в обертах та долях обертів мікрометричного гвинта. Після цього вимірюють товщину верхньої пластинки мікрометром. З цих даних знаходять крок гвинта і ціну поділки лімба.

Контрольні запитання

1. Сформулюйте закони геометричної оптики.
2. Який фізичний зміст має абсолютний показник заломлення середовища?
3. Який фізичний зміст відносного показника заломлення?
4. Що таке позірна товщина скляної пластинки?
5. Дайте пояснення, що таке збільшення мікроскопа?
6. Схематично намалуйте і поясніть хід променів в мікроскопі.

1.2. Лабораторна робота № 5

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ ТА КОНЦЕНТРАЦІЇ ВОДНИХ РОЗЧИНІВ ЗА ДОПОМОГОЮ РЕФРАКТОМЕТРА

Мета роботи

Ознайомитися з будовою і принципом дії рефрактометра типу РПЛ–2, оволодіти методикою експериментального визначення показників заломлення та концентрацій водних розчинів цукру, визначення граничних кутів, які відповідають початку повного внутрішнього відбивання від межі розділу скло – досліджуваний розчин

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати закони геометричної оптики, фізичний зміст абсолютноого і відносного показників заломлення середовища (§1.1), суть явища повного внутрішнього відбивання світла на межі розділу двох середовищ (§1.1)

Прилади і матеріали

Рефрактометр типу РПЛ–2, набір водних розчинів цукру різних концентрацій, фільтрувальний папір, піпетка або скляна паличка

Теоретичні відомості та опис приладу

Рефрактометр РПЛ–2 призначений для визначення показників заломлення рідин і розчинів. Так як показник заломлення розчину n_p залежить від кількості розчиненої речовини (чим більша концентрація C розчину, тим більший його показник заломлення), то, вимірюючи n_p , можна визначити і концентрацію C речовини в розчині, наприклад, цукру у воді.

В рефрактометрі РПЛ–2 значення показника заломлення розчину n_p та відповідна концентрація C розчиненої речовини у вагових процентах у водному розчині безпосередньо відображені на його шкалі.

В основі дії рефрактометра РПЛ–2 лежить явище повного внутрішнього відбивання. Основною частиною рефрактометра є дві призми A і B (рис. 1), які виготовлені із скла, що має назву флінт. Призма B з добре відполірованою гранню називається вимірювальною, а призма A – освітлювальною. Грань A_1-A_2 , що повернута до призми B , є матовою. Вузький проміжок ($\sim 0,1$ мм) між призмами заповнюється досліджуваним розчином.

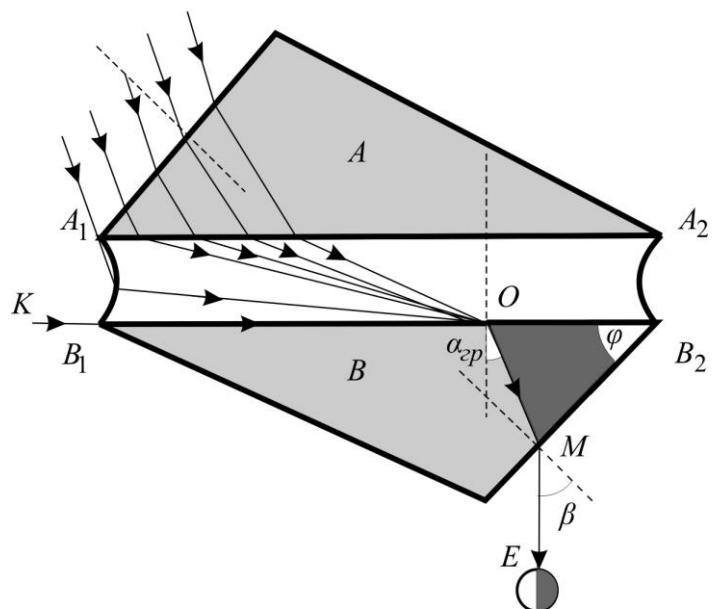


Рис. 1

Промені світла, щопадають на призму *A*, переходять у шар розчину під різними можливими кутами (від 0^0 до 90^0), попадаючи на межу розділу між розчином та призмою *B* також під кутами від 0^0 до 90^0 . Показник заломлення скла n_c призми *B* більший від показника заломлення n_p досліджуваного розчину, а тому в призмі *B* заломлені промені будуть розповсюджуватись під кутами від 0^0 аж до граничного кута δ_{ep} . Далі промені виходять з призми *B* у повітря, зазнавши ще одного заломлення. На рис. 1 показано крайній промінь *K–O–M–E*, що відповідає граничному куту δ_{ep} . Якщо на шляху цього променя поставити зорову трубу, то в її окулярі побачимо поле зору, яке поділено на світлу і темну зони. Кут φ виходу променя *K–O–M–E* з призми *B* залежить від показників заломлення n_p розчину і скла – n_c , а також і від заломлюючого кута φ призми. Із співвідношень, які випливають із законів заломлення променів, їх геометрії і явища повного внутрішнього відбивання, можна отримати формулу:

$$\sin \varphi = \sin \varphi \cdot \sqrt{n_c^2 - n_p^2} - n_p \cos \varphi \quad (1)$$

З (1) видно, що за відомими значеннями кута φ і показника заломлення n_c скла можна визначити показник заломлення n_p розчину. Також за цією формулою градують шкалу відліків n_p та *C* рефрактометра.

Користуючись рефрактометром обчислень робити не потрібно, а лише необхідно тільки навести зорову трубу рефрактометра так, щоб три риски (- - -), які видно в її окулярі, збігались з межею між темною та світлою зонами поля зору. Після цього роблять відлік показника заломлення n_p і концентрації *C* розчину за шкалою, яку видно через окуляр зорової труби.

Визначивши за шкалою рефрактометра для кожного розчину значення показника заломлення n_p та використавши відоме значення показника заломлення n_c скла, можна обчислити граничні кути δ_{ep} , які відповідають початку повного внутрішнього відбивання для межі розділу скло–досліджуваний розчин з формулі:

$$\sin \delta_{ep} = \frac{n_p}{n_c}. \quad (2)$$

Звідки

$$\delta_{ep} = \arcsin \frac{n_p}{n_c}. \quad (3)$$

Рефрактометр освітлюється білим світлом. Тому, внаслідок явища дисперсії світла, межа розділу світлої і темної зон матиме кольорове забарвлення. Для усунення цього забарвлення служить дисперсійний компенсатор, який дозволяє отримати чітку межу розділу зон рідин.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути рефрактометр в мережу 220 *B*.
2. Відкрити верхню камеру рефрактометра.
3. Витерти фільтрувальним папером поверхні вимірювальної призми *B* і освітлювальної *A*.

Розділ I. Геометрична оптика

4. Нанести піпеткою 2–3 краплини досліджуваного розчину на чисту та суху поверхню вимірювальної призми B та плавно закрити верхню камеру.
5. Спрямувати світло через вікно верхньої камери на призму A .
6. Навести окуляр зорової труби на різке зображення шкали приладу та, користуючись компенсатором, усунути кольорове забарвлення межі розділу світлої та темної зон поля зору.
7. Пересуваючи зорову трубу, сумістити три риски (---) з межею між темною та світлою зонами поля зору і визначити за лівою частиною шкали показник заломлення розчину n_p , а за правою – концентрацію C розчину.
8. Для кожного з розчинів вимірювання згідно п.п. 2–7 повторити тричі.
9. Знайти середні значення показників заломлення n_p та концентрацій C розчинів і оцінити похибки вимірювань.
10. За відомими середніми значеннями показників заломлення n_p досліджуваних розчинів та показником заломлення n_c скла ($n_c = 1,70$) обчислити за формулою (3) граничні кути β_{zp} , що відповідають початку повного внутрішнього відбивання світла для межі розділу скло–досліджуваний розчин.
11. Результати вимірювань та розрахунків записати в таблицю 1.
12. Побудувати та проаналізувати графіки залежності величини показника заломлення n_p розчину та граничного кута β_{zp} від концентрації C водного розчину цукру.

Таблиця 1

№ розвину	№ з/п	n_p	Δn_p	$\delta n_p, \%$	$C, \%$	ΔC	$\delta C, \%$	α_{zp}
1	1							
	2							
	3							
	sep.							
2	1							
	2							
	3							
	sep.							
3	1							
	2							
	3							
	sep.							

4	1								
	2								
	3								
	<i>sep.</i>								

Контрольні запитання

1. Сформулюйте основні закони геометричної оптики.
2. Що називається абсолютним і відносним показниками заломлення середовища та який їх фізичний зміст?
3. Який принцип дії рефрактометра РПЛ-2?
4. Поясніть суть явища повного внутрішнього відбивання.
5. Який кут називається граничним кутом?
6. Чому виникає та як усунути кольорове забарвлення межі поля зору в рефрактометрі при використанні для його роботи білого світла?

1.3. Лабораторна робота № 16

ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНИХ ВІДСТАНЕЙ ЗБИРАЛЬНОЇ ТА РОЗСІЮВАЛЬНОЇ ЛІНЗ

Мета роботи

Ознайомитись із методами визначення фокусних відстаней збиральної і розсіювальної лінз

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати закони геометричної оптики (§1.1), правила побудови зображень предметів за допомогою лінз (§1.2; §1.3), володіти методами визначення фокусної відстані збиральної і розсіювальної лінз (§1.4)

Прилади і матеріали

Двояковипукла збиральна лінза, двояковгнута розсіювальна лінза, світний предмет – електрична лампочка розжарення в непрозорому футлярі, який має виріз у вигляді стрілки, білий экран

Послідовність виконання роботи

1. Майже на кінцях оптичної лави розмістити світний предмет та білий экран і виміряти відстань a між ними. Збиральна лінза повинна мати фокусну відстань таку, щоб виконувалася умова $a > 4F$ (див. рис. 1.7).
2. Розмістити збиральну лінзу між світним предметом та екраном і, пересуваючи її, знайти спочатку *перше* чітке збільшене зображення стрілки на екрані та визначити положення лінзи.
3. Переміщати лінзу далі вздовж оптичної лави та знайти *друге*, чітке зменшене зображення світного предмета. Зафіксувати це положення лінзи за шкалою відліку оптичної лави та визначити відстань l між двома фіксованими положеннями лінзи.
4. За формулою (1.10)

$$F_{3\sigma} = \frac{a^2 - l^2}{4a} \quad (1)$$

знайти фокусну відстань збиральної лінзи.

5. Повторити експеримент для 3 – 5 різних значень відстаней a та визначити середнє значення для фокусної відстані збиральної лінзи.
6. Сумістити збиральну лінзу з розсіювальною лінзою та повторити аналогічні вимірювання, передбачені п.п. 1 – п.п. 3, і за формулою (1.11)

$$D = \frac{1}{F} = \frac{1}{F_p} + \frac{1}{F_{3\sigma}} \quad (2)$$

визначити фокусну відстань для суміщених лінз.

Розділ I. Геометрична оптика

7. За формулою (1.12)

$$F_p = \frac{F \cdot F_{3\delta}}{F_{3\delta} - F} \quad (3)$$

розрахувати значення фокусної відстані F_p розсіюальної лінзи.

8. Визначити оптичну силу збиральної та розсіюальної лінз.
9. Результати вимірювань та обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

Збиральна лінза									
№ з/п	$a, м$	$\Delta a, м$	$l, м$	$\Delta l, м$	$F_{3\delta}, м$	$\Delta F_{3\delta}, м$	$\delta F_{3\delta}, %$	$D_{3\delta}, м^{-1}$	
1									
2									
3									
<i>сер.</i>									
Розсіюальна лінза									
№ з/п	$a, м$	$\Delta a, м$	$l, м$	$\Delta l, м$	$F, м$	$\Delta F, м$	$\delta F, %$	$F_p, м$	$\Delta F_p, м$
1									
2									
3									
<i>сер.</i>									

Контрольні запитання

1. Запишіть і проаналізуйте формулу тонкої лінзи.
2. Що називається головним фокусом, головною та побічною оптичними вісями лінзи?
3. Які властивості середовища та матеріалу лінзи впливають на величину фокусної відстані лінзи?
4. Запишіть та поясніть формулу для оптичної сили суміщених тонких лінз.
5. З'ясуйте суть методу визначення фокусної відстані збиральної лінзи.
6. Які особливості методики розрахунку фокусної відстані розсіюальної лінзи?
7. Що називають лінійним збільшенням лінзи? Як визначити збільшення оптичної системи?
8. Побудуйте зображення для збиральної та розсіюальної лінз. (Розгляньте всі можливі випадки).

РОЗДІЛ II. ОСНОВНІ ЯВИЩА І ЗАКОНИ ХВИЛЬОВОЇ ОПТИКИ

§2.1. Інтерференція світла

§2.1.1. Когерентність та монохроматичність світлових хвиль. Оптична довжина шляху.

Згідно хвильової (електромагнітної) теорії світлове випромінювання – це електромагнітні хвилі, довжини яких лежить в межах від 0,38 до 0,77 мкм. Згідно з корпускулярної (фотонної) теорії світлове випромінювання – це потік особливих частинок – фотонів, які мають енергію, масу і імпульс.

Інтерференцією світла називається перерозподіл інтенсивності світла в просторі внаслідок накладання двох або кількох когерентних хвиль, в результаті чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших мінімуми інтенсивності.

Хвилі називаються когерентними, якщо вони мають однакову частоту коливання і в точках накладання – сталу різницю фаз.

Отже, якщо хвилі когерентні, то спостерігається самоузгоджений перебіг в часі і просторі декількох хвильових процесів. Цю умову задовільняють **монохроматичні хвилі** – хвилі однієї строго визначеної частоти і сталої амплітуди.

Хвилі, які випромінюються незалежними джерелами світла, некогерентні. Цей результат є наслідком того, що жодне джерело не випромінює точно монохроматичного світла.

Просторово-когерентними називаються два джерела, розміри і взаємне розміщення яких при необхідному ступені монохроматичності світла дозволяють спостерігати інтерференційні смуги.

Довжиною просторової когерентності або радіусом когерентності називається відстань між двома точками перпендикулярної до напрямку поширення хвилі поверхні, між якими випадкова зміна різниці фаз досягає значення рівного π . На відстані $r_{\text{ког}}$ можна спостерігати явище інтерференції. Просторова когерентність визначається радіусом когерентності

$$r_{\text{ког}} \approx \frac{\lambda}{\varphi},$$

де λ – довжина світлових хвиль, φ – кутовий розмір джерела.

Добуток геометричної довжини r шляху, що проходить світлова хвilia в середовищі, на показник n заломлення середовища називається **оптичною довжиною шляху** $L = rn$, а різниця оптичних довжин шляхів $\Delta = L_2 - L_1$, що пройшли хвилі, називається **оптичною різницею ходу**.

Для отримання когерентних світлових хвиль застосовують метод розділення хвилі, що випромінюється одним джерелом, на дві частини, які після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і в результаті спостерігається інтерференційна картина.

Якщо оптична різниця ходу світлових променів дорівнює парному числу півхвиль

$$\Delta = \pm 2m \frac{\lambda_0}{2}; \quad (n=0, 1, 2, \dots), \quad (2.1)$$

де λ_0 – довжина світлової хвилі у вакуумі, то в точці спостереження інтерференційної картини буде максимум інтенсивності світла.

Мінімум інтенсивності світла буде в точках, для яких оптична різниця ходу променів вміщає непарне число півхвиль

$$\Delta = \pm (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}; \quad (n=0, 1, 2, \dots). \quad (2.2)$$

§2.1.2. Отримання когерентних хвиль за допомогою біпризми Френеля

Одна з оптических схем отримання когерентних хвиль здійснюється за допомогою біпризми Френеля. Для цього використовується заломлення світла від одного точкового джерела S в двох призмах з малим заломлюючим кутом δ , які мають спільну основу (рис. 2.1). Така біпризма може бути також виготовлена з цільного матеріалу. Заломлюючий кут δ біпризми є малим, внаслідок чого промені відхиляються біпризмою на одинаковий кут:

$$\varphi \approx (n-1) \cdot \delta,$$

де n – показник заломлення скла, з якого виготовлена біпризма.

Джерело світла S розміщають на відстані a від основи біпризми.

Як видно з рис. 2.1, при проходженні світла через верхню і нижню половини біпризми світлова хвиля розділяється на дві когерентні хвилі, які ніби виходять з точок S_1 і S_2 – уявних зображень джерела S (при малому куті заломлення біпризми уявні джерела S_1 і S_2 практично знаходитимуться на такій самій відстані від біпризми, що й джерело S).

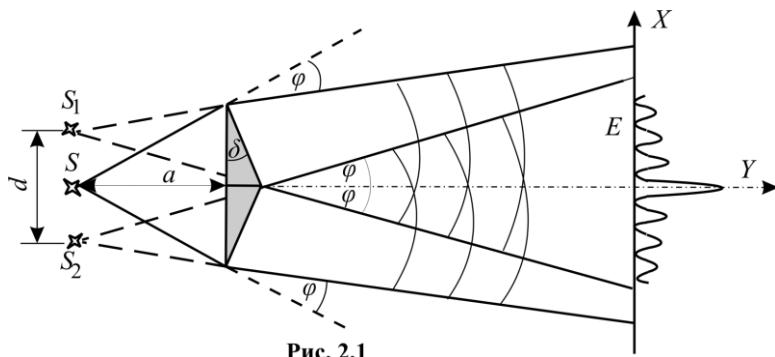


Рис. 2.1

При малому значенні кута φ відстань d між джерелами S_1 і S_2 можна визначити таким чином:

$$d = 2a \cdot \tan \varphi \approx 2a \cdot \varphi = 2a \cdot (n-1) \cdot \delta. \quad (2.3)$$

Якщо на шляху інтерферуючих пучків поставити екран E , то в його площині буде спостерігатися чергування темних і світлих смуг.

Положення інтерференційних максимумів і мінімумів на екрані можна визначити, якщо скористатися рис. 2.2. Оскільки S_1 і S_2 – уявні зображення джерела S , то їх розглядають як два когерентні точкові джерела. Результат інтерференції світлових хвиль, які доходять до деякої точки M на екрані E від джерел S_1 і S_2 , визначатиметься їх оптичною різницею ходу

$$\Delta = (r_2 - r_1) \cdot n_1,$$

де n_1 – показник заломлення середовища; r_1 і r_2 – відстані від уявних зображень джерел S_1 і S_2 , відповідно.

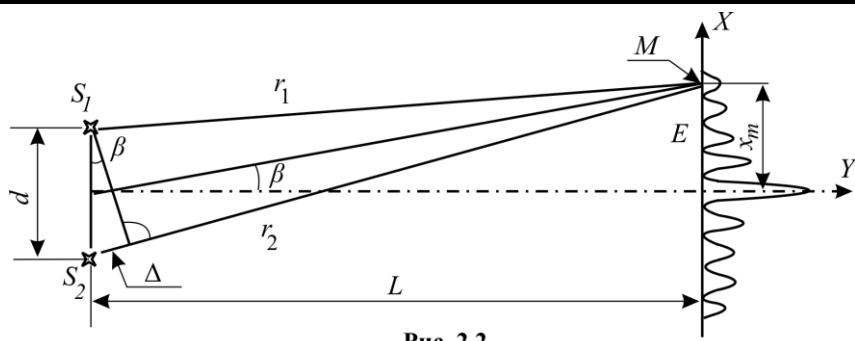


Рис. 2.2

Якщо $\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2}$, то в точці M буде спостерігатися інтерференційний максимум. Якщо ж $\Delta = (2m+1) \frac{\lambda_0}{2}$, то в точці M буде інтерференційний мінімум. При інших значеннях Δ інтенсивність світла в точці M матиме проміжне значення.

Відстань x_m між центральним максимумом і максимумом m -го порядку з врахуванням того, що для малих значень кута β $\operatorname{tg}\beta \approx \beta$, дорівнює:

$$x_m = L \cdot \beta = L \cdot \frac{\Delta}{d} = L \frac{(r_2 - r_1)n_1}{d} = L \cdot \frac{m\lambda}{d}, \quad (2.4)$$

де L – відстань щілини до екрану, а $\lambda = \frac{\lambda_0}{n_1}$.

З рівняння (2.4) отримуємо:

$$\lambda = \frac{d \cdot x_m}{m \cdot L}. \quad (2.5)$$

Якщо значення d з рівняння (2.3) підставити в (2.5), то довжину хвилі випромінювання можна визначити за формулою:

$$\lambda = \frac{2a \cdot (n-1) \cdot \delta \cdot x_m}{m \cdot L}. \quad (2.6)$$

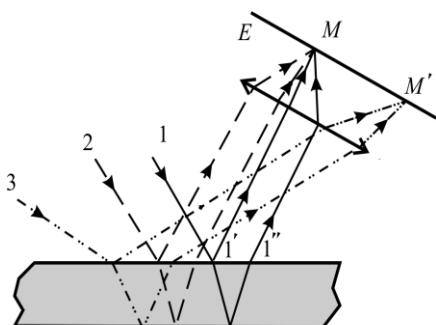
Отримати когерентні хвилі можна також іншими методами: наприклад: методами білінзи Френеля, дзеркала Ллойда та ін.

§2.1 3. Смуги одинакового нахилу

Явище інтерференції світла можна спостерігати при падінні світлового променя на плоско-паралельну пластинку. В цьому випадку інтерференція світла визначається товщиною d , показником заломлення n пластинки, довжиною λ_0 падаючої світлової хвилі та кутом падіння i . Для даних λ_0 , d і n кожному куту i падіння променів відповідає своя інтерференційна смуга.

Інтерференційні смуги, які виникають внаслідок накладання хвиль, що падають на плоскопаралельну пластинку під однаковими кутами, називаються смугами одинакового нахилу.

Інтерференційні смуги одинакового нахилу, наприклад, можна одержати освітлюючи плоскопаралельну пластинку розбіжним пучком світла (рис. 2.3). Промені $1'$ і $1''$, відбившись



від верхньої та нижньої граней пластинки, паралельні один до одного та інтерферують. Вони перетинаються в нескінченості, тому кажуть, що **смуги однакового нахилу локалізовані в нескінченості**.

Для їх спостереження використовують збиральну лінзу та екран, який розміщений у фокальній площині лінзи. Паралельні промені l' і l'' зберуться у фокусі лінзи (точці M). В ту саму точку прийдуть також інші промені, паралельні до променя l' , (на рис. 2.3. – промінь 2) внаслідок чого збільшиться загальна інтенсивність світла в точці M .

Промені, наприклад 3, які падають на пластину під іншим кутом, зберуться в іншій точці M' фокальної площини лінзи.

В точці M або M' буде інтерференційний максимум, якщо виконується умова:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm 2m\frac{\lambda_0}{2}; \quad (n=0, 1, 2 \dots) \quad (2.7)$$

і мінімум, якщо:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda_0}{2} = \pm (m+1)\frac{\lambda_0}{2}; \quad (n=0, 1, 2 \dots) \quad (2.8)$$

Інтерференційні смуги рівного нахилу при великій оптичній різниці ходу променів можна спостерігати для монохроматичного лазерного випромінювання. Для цього використовують світовий потік з великою розбіжністю, який одержують наприклад за допомогою мікрооб'єктива O , і направляють на скляну плоскопаралельну пластину Π (рис. 2.4). Промені, відбиті від передньої і задньої граней плоскопаралельної пластини, дають інтерференційні смуги рівного нахилу на екрані E у вигляді концентричних кілець.

Нехай кути i_m , при яких спостерігаються мінімуми інтенсивності m -го порядку у відбитому світлі, визначаються з умов (2.8), або

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i_m} = m\lambda_0, \quad (n=0, \pm 1, \pm 2 \dots) \quad (2.9)$$

Якщо кути i_m малі, то $\sin i_m \approx i_m$ і рівняння (2.9) можна записати таким чином:

$$2d\sqrt{n^2 - i_m^2} = m\lambda_0,$$

або

$$2dn\sqrt{1 - \left(\frac{i_m}{n}\right)^2} = m\lambda_0. \quad (2.10)$$

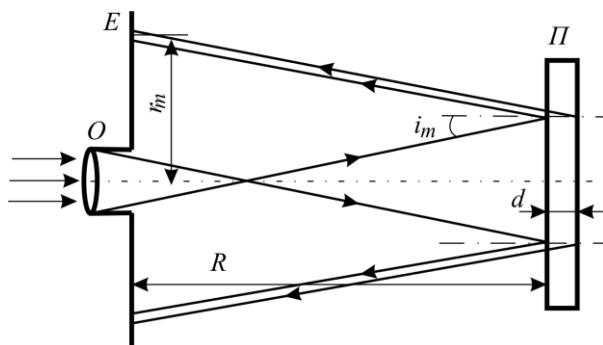


Рис. 2.4

З рис. 2.4 випливає, що $\operatorname{tg} i_m = \frac{r_m}{2R}$, де R – відстань від екрана до поверхні плоскопаралельної пластини, r_m – радіус темного кільця. Так як кут i_m є малим, то $\operatorname{tg} i_m \approx i_m$. Отже

$$i_m = \frac{r_m}{2R}. \quad (2.11)$$

Підставивши значення i_m у формулу (2.10) отримаємо:

$$2dn\sqrt{1 - \frac{r_m^2}{4n^2R^2}} = m\lambda_0. \quad (2.12)$$

Рівняння (2.12) можна замінити виразом

$$2dn\left(1 - \frac{1}{2} \frac{r_m^2}{4n^2R^2}\right) = m\lambda_0.$$

Звідки

$$r_m^2 = 8n^2R^2\left(1 - \frac{m\lambda_0}{2dn}\right) = 8n^2R^2 - \frac{4nR^2\lambda_0}{d}m. \quad (2.13)$$

Як видно з (2.13), r_m^2 лінійно залежить від порядку m темного інтерференційного кільця. Для довільно вибраних кілець, згідно із співвідношення (2.13), випливає, що

$$r_{n+\Delta m}^2 = 8n^2R^2 - \frac{4nR^2\lambda_0}{d}(m + \Delta m)$$

і

$$r_{n+\Delta m}^2 - r_m^2 = \frac{4nR^2\lambda_0}{d}|\Delta m|,$$

де Δm – різниця між номерами інтерференційних кілець.

Нехай $\Delta r_{\Delta m}^2 = |r_{n+\Delta m}^2 - r_m^2|$. Тоді

$$|r_{n+\Delta m}^2 - r_m^2| = \frac{4nR^2\lambda_0}{d}|\Delta m|.$$

Звідки отримуємо, що

$$\lambda = \frac{d}{4nR^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|, \quad (2.14)$$

або

$$n = \frac{d}{4\lambda_0 R^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|. \quad (2.15)$$

Якщо побудувати графік залежності $r_m^2 = f(n)$ за рівнянням (2.13) (див. рис. 2.5), то тангенс кута нахиlu цієї прямої дорівнює коефіцієнту при m у цьому рівнянні:

$$\tan \alpha = \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m},$$

де $\Delta r_{\Delta m}^2$ – різниця квадратів радіусів відповідних кілець; Δm – різниця номерів кілець.

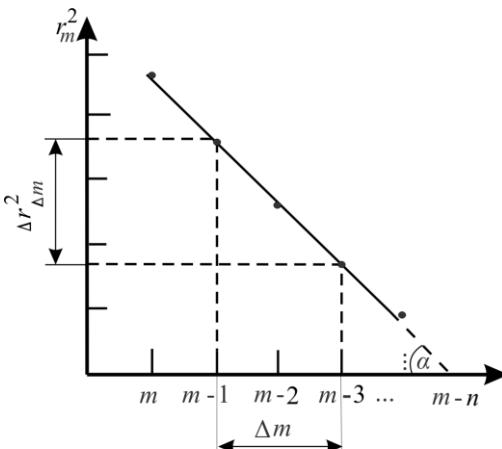


Рис. 2.5

Підставивши значення $\frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m}$, R , n , d у формулу (2.14) можна розрахувати довжину хвилі λ_0 випромінювання лазера. Якщо в (2.15) підставити відомі значення $\frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m}$, R , λ_0 , d , то можна отримати значення показника заломлення n плоскопаралельної пластинки.

На цьому базується графічний метод визначення довжини хвилі, або показника заломлення скляної пластинки.

§2.1.4. Смуги однакової товщини

Нехай на клин, кут α між боковими гранями якого малий, падає плоска хвиля, напрямок поширення якої збігається з променями 1 і 2 (рис. 2.6).

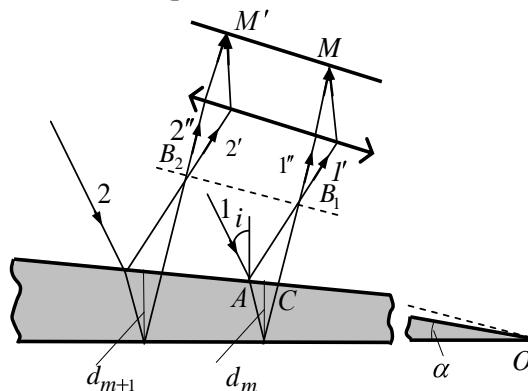


Рис. 2.6

Напрямок поширення інтерферуючих хвиль, які виникають внаслідок відбивання світла від верхньої і нижньої поверхонь клина зображені відповідно променями 1' і 1'' та 2' і 2''.

Якщо джерело хвиль розміщене далеко від поверхні, а кут α досить малий, то оптична різниця ходу променів 1' і 1'' визначається за формулою

$$\Delta = 2d_m \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.16)$$

де d_m – середня товщина клина на ділянці AC ; n – показник заломлення клина; λ_0 – довжина падаючої світлової хвилі; i – кут падіння світлової хвилі.

Оскільки значення i , n та λ_0 сталі, то однаковим значенням d_m відповідають однакові оптичні різниці ходу. В (2.16) беруть знак “+”, якщо показник заломлення n_0 середовища є більшим ніж

показник заломлення n матеріалу клина і “–”, якщо показник заломлення n_0 середовища є меншим ніж показник заломлення n матеріалу клина.

При певному положенні лінзи і клина промені $1'$ та $1''$ збігаються в деякій точці M на екрані та інтерферують. А всі промені, якіпадають на поверхню клина товщиною d_m , будуть в результаті інтерференції утворювати інтерференційну смугу.

Інтерференційні смуги, що виникають внаслідок відбивання від ділянок клина з однаковою товщиною, називаються смугами однакової товщини.

Оскільки верхня та нижня грані клина не паралельні між собою, то промені $1'$ і $1''$ та $2'$ і $2''$ перетинаються поблизу поверхні клина. Лінія перетину B_1B_2 всіх променів проходить через вершину O клина. Отже, *смуги однакової товщини локалізовані поблизу поверхні клина.*

§2.1.5. Кільце Ньютона

Для утворення кільца Ньютона паралельний пучок світла направляють *нормально* на плоску поверхню BC з великим радіусом R кривизни плоскоопуклої лінзи, яка дотикається в точці M до плоскої скляної пластинки (рис. 2.7). Після відбивання від опуклої поверхні лінзи і дотичної до неї поверхні пластини світло поширяється у зворотному напрямку паралельним пучком. При накладанні відбитих хвиль виникають інтерференційні смуги однакової товщини. Оскільки результат накладання двох відбитих хвиль залежить від товщини прошарку між лінзою і скляною пластинкою, то для всіх точок, що знаходяться на однаковій відстані r від точки M , тобто тих, що утворюють коло, буде однакова умова для інтерференційного максимуму, або мінімуму.

Нехай d – товщина повітряного прошарку на відстані r від точки M (рис. 2.7). Оптична різниця ходу Δ між променем, який відбився від межі поділу повітряний шар – скляна пластина, і променем, який зазнав часткового відбивання на межі поділу поверхня лінзи – повітряний шар, дорівнює

$$\Delta = 2dn \pm \frac{\lambda_0}{2}, \quad (2.17)$$

де доданок $\pm \frac{\lambda_0}{2}$ враховує втрату півхвилі при відбиванні світла.

Так як лінза і пластина виготовлені зі скла, показник заломлення якого n_c більший від

показника заломлення n_0 повітря, то $\frac{\lambda_0}{2}$ буде зі знаком “+”.

Якщо прийняти $n_0 = 1$, то можна показати [1], що радіус m -го світлого кільця Ньютона, виходячи з умови інтерференційних максимумів для відбитого світла, становить

$$r_m^{\max} = \sqrt{m - 1} \frac{\lambda_0 R}{2}; \quad (m=1, 2, 3, \dots) \quad (2.18)$$

а радіус m -го темного кільця для відбитого світла визначається з умови:

$$r_m^{\min} = \sqrt{m \lambda_0 R}; \quad (m=0, 1, 2, \dots) \quad (2.19)$$

В прохідному світлі

$$r_m^{\max} = \sqrt{m \lambda_0 R}; \quad (m=0, 1, 2, 3, \dots), \quad (2.20)$$

a

$$r_m^{\min} = \sqrt{m - 1} \frac{\lambda_0 R}{2}; \quad (m=1, 2, 3, \dots). \quad (2.21)$$

Рис. 2.7 В співвідношеннях (2.18), (2.19), (2.20) і (2.21) λ_0 – довжина монохроматичної хвилі у вакуумі; R – радіус кривизни опуклої поверхні лінзи.

§2.2. Дифракція світла

§2.2.1. Принцип Гюйгенса-Френеля

Дифракцією називається сукупність явищ, що спостерігаються при поширенні світла в середовищі з різкими неоднорідностями (поблизу границь непрозорих або прозорих тіл, через малі отвори) і які пов'язані із зміною напрямку поширення світлових хвиль (порівняно з напрямком, передбаченим геометричною оптикою).

Дифракція, зокрема, приводить до огинання світловими хвиллями перешкод і проникнення світла в область геометричної тіні.

Явище дифракції пояснюється за допомогою **принципу Гюйгенса**: кожна точка, до якої доходить хвилья, служить джерелом вторинних хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу.

Принцип Гюйгенса – суто геометричний спосіб побудови хвильових поверхонь – розв'язує лише задачу про напрямок поширення хвильового фронту, але не зачіпає, по суті, питання про амплітуду, а отже, і про інтенсивність хвиль, що поширюються в різних напрямках. Френель вклав у принцип Гюйгенса фізичний зміст, доповнивши його ідеєю інтерференції вторинних хвиль. **Принцип Гюйгенса-Френеля** можна виразити такими положеннями (див. також рис. 2.8):

1. Під час розрахунку амплітуди світлових коливань, що збуджуються джерелом S_0 в довільній точці M , джерело S_0 можна замінити еквівалентною йому системою вторинних джерел – малих ділянок dS будь-якої замкненої допоміжної поверхні S , проведеної так, щоб вона охоплювала джерело S_0 і не охоплювала розглядувану точку M . Вторинні джерела, які еквівалентні джерелу S_0 , когерентні між собою, тому вторинні хвилі, збуджені ними, інтерферують. Розрахунок інтерференції найпростіший у випадку, якщо S – хвильова поверхня (сфера радіусом R) для світла джерела S_0 , оскільки при цьому фази коливань всіх вторинних джерел однакові.
2. Амплітуда dE_0 коливань, що збуджуються в точці M вторинним джерелом, пропорційна до площини dS відповідної ділянки хвильової поверхні, і обернено пропорційна до відстані r від неї до точки M і залежить від кута φ між зовнішньою нормальню \vec{n} до хвильової поверхні і напрямком \vec{r} від елемента dS до точки M (рис. 2.8):

$$dE_0 = f \left| \frac{a}{r} \right| dS \cos(\varphi t - kr + \varphi_0), \quad (2.22)$$

де $\left| \frac{a}{r} \right|$ – фаза коливань в місці розміщення хвильової поверхні, a – величина, яка пропорційна до амплітуди первинних хвиль в точках елемента dS ; $f \left| \frac{a}{r} \right|$ монотонно спадає від 1 при $\varphi=0$ до 0 при $\varphi \geq \frac{\pi}{2}$ (вторинні джерела не випромінюють назад); кут φ називається кутом дифракції.

Результатуюче коливання в точці M є суперпозицією коливань dE_0 , взятих для всієї хвильової поверхні S :

$$E_{0M} = \int_S f \left| \frac{a}{r} \right| dS \cos(\varphi t - kr + \varphi_0). \quad (2.23)$$

Ця формула є аналітичним виразом **принципу Гюйгенса-Френеля**.

§2.2.2. Метод зон Френеля

За допомогою принципу Гюйгенса-Френеля можна обґрунтувати з хвильових властивостей світла **закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі**. Френель розв'язав цю задачу, розглянувши взаємну інтерференцію вторинних хвиль, і застосував прийом, який отримав назву **методу зон Френеля**.

Знайдемо в довільній точці M амплітуду світлової хвилі, що поширюється в однорідному

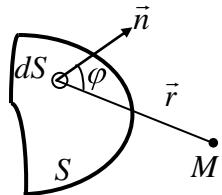


Рис. 2.8

середовищі від точкового джерела S_0 .

Згідно з принципом Гюйгенса–Френеля замінimo дію джерела S_0 дією уявних джерел, які розміщені на допоміжній поверхні S , що є однією з хвильових поверхонь хвилі, яка поширюється від джерела S_0 (рис. 2.9).

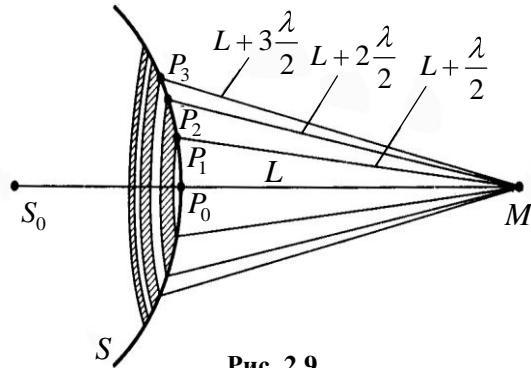


Рис. 2.9

Ця допоміжна поверхня є поверхнею сфери з центром в S_0 . Френель розбив хвильову поверхню S на кільцеві зони такого розміру, щоб відстані від країв зони до M відрізнялися на $\frac{\lambda}{2}$ ($\lambda = \lambda_0/n$, де n – показник заломлення середовища), тобто

$$P_1M - P_0M = P_2M - P_1M = P_3M - P_2M = \dots = \frac{\lambda}{2}.$$

Подібне розбивання хвильової поверхні S на зони можна виконати, провівши з точки M концентричні сфері радіусами

$$L + \frac{\lambda}{2}; \quad L + 2\frac{\lambda}{2}; \quad L + 3\frac{\lambda}{2}; \quad \dots \quad L + m\frac{\lambda}{2}.$$

Точки сфери S , що лежать від точки M на відстанях $L + \frac{\lambda}{2}$; $L + 2\frac{\lambda}{2}$; $L + 3\frac{\lambda}{2}$ і т.д. утворюють межі 1-ї, 2-ї, 3-ї і т.д. зон Френеля.

Оскільки коливання від сусідніх зон проходять до точки M відстані, які відрізняються на $\frac{\lambda}{2}$, то в точку M вони надходять з протилежними фазами і при накладанні ці коливання будуть взаємно ослаблюватися. Тому амплітуда результуючого коливання в точці M

$$E_{0M} = E_{01} - E_{02} + E_{03} - E_{04} + \dots \pm E_{0m}, \quad (2.24)$$

де E_{01} , E_{02} , ..., E_{0m} – амплітуди коливань, що збуджуються 1-ю, 2-ю, ..., m -ю зонами. В цей вираз всі амплітуди коливань від непарних зон входять зі знаком „+”, а від парних зон – зі знаком „-”.

Величина E_{0m} залежить від площини σ_m m -ї зони і кута φ_m між зовнішньою нормаллю до поверхні зони в якій-небудь її точці і прямою, яка направлена з цієї точки в точку M .

Із збільшенням номера зони m зростають кут φ_m і відстань від зони до точки M . Згідно із принципом Гюйгенса–Френеля це приводить до монотонного зменшення інтенсивності випромінювання в напрямку точки M . Тому

$$E_{01} > E_{02} > E_{03} > E_{04} > \dots$$

Загальне число N зон Френеля, які вміщуються на частині сфери, яка повернена до точки M , дуже велике. Тому можна вважати, що в межах не дуже великих змін m залежність E_{0m} від m є лінійною, і амплітуда коливань, яка викликана якою-небудь m -ю зоною, дорівнює півсумі амплітуд коливань, що викликані $m-1$ -ю і $m+1$ -ю зонами. Тобто

$$E_{0m} = \frac{1}{2} [E_{0m-1} + E_{0m+1}]. \quad (2.25)$$

Тоді амплітуда результуючого коливання в точці M матиме такий вигляд:

$$E_{0M} = \frac{E_{01}}{2} + \left(\frac{E_{01}}{2} - E_{02} + \frac{E_{03}}{2} \right) + \left(\frac{E_{03}}{2} - E_{04} + \frac{E_{05}}{2} \right) + \dots = \frac{E_{01}}{2}, \quad (2.26)$$

оскільки усі вирази, що стоять у дужках, дорівнюють нулю. Тоді амплітуда коливань, що створюється в довільній точці M сферичною хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди коливань, що створюється однією центральною зоною. Дія всієї хвильової поверхні на точку M зводиться до дії її малої ділянки, меншої, ніж центральна зона.

Отже, поширення світла від джерела світла S_0 до точки M відбувається так, немовби світловий потік поширюється всередині дуже вузького каналу вздовж S_0M , тобто **прямолінійно**. У такий спосіб хвильовий принцип Гюйгенса-Френеля дозволяє пояснити прямолінійне поширення світла в однорідному середовищі.

Інтенсивність світла в точці M можна значно збільшити, якщо закрити всі парні або непарні зони Френеля. Тоді результатива амплітуда коливань відповідно дорівнюватиме:

$$E_{0M} = E_{01} + E_{03} + E_{05} + \dots$$

або

$$E_{0M} = E_{02} + E_{04} + E_{06} + \dots$$

Екран, який перекриває всі парні або непарні зони Френеля, називається **зонною пластинкою**. Пластинка має складатися з прозорих або непрозорих кілець, радіуси яких дорівнюють r_m . Радіуси прозорих кілець підраховують для $m=0, 2, 4, \dots$, непрозорих – для $m=1, 3, 5, \dots$.

§2.2.3. Дифракція Фраунгофера на одній щілині

Дифракція Фраунгофера – це дифракція плоских світлових хвиль, коли джерело світла і точка спостереження нескінченно віддалені від перешкоди, яку огибають хвилі. Для здійснення дифракції Фраунгофера потрібно джерело світла S_0 помістити у фокусі збиральної лінзи L_1 , а дифракційну картину досліджувати у фокальній площині другої збиральної лінзи L_2 , встановленої за перешкодою (рис. 2.10).

Нехай паралельний пучок **монохроматичного** світла падає нормально на непрозору плоску поверхню, в якій прорізано вузьку щілину BC , що має стала ширину $a=BC$ і довжину $l >> a$ (рис. 2.10). Згідно принципу Гюйгенса-Френеля точки щілини є вторинними джерелами хвиль, які коливаються в одинакових фазах, бо площа щілини збігається з фронтом падаючої хвилі.

У побічному фокусі F_φ лінзи L_2 збираються всі паралельні промені, які падають на лінзу під кутом φ до її головної оптичної осі OF_0 , що перпендикулярна до фронту падаючої хвилі. При цьому оптична різниця ходу Δ між крайніми променями CN і BM дорівнює $\Delta = CD = a \sin \varphi$. BD – перпендикуляр, який опущений з точки B на промінь CN .

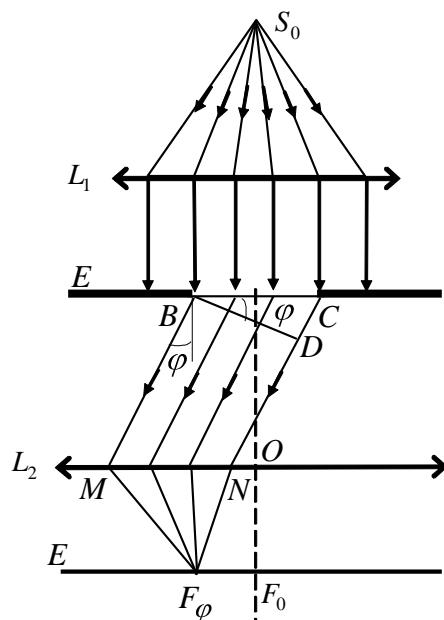


Рис. 2.10

Результат інтерференції світла в точці F_φ визначиться числом зон Френеля, що вкладається в щілину. Якщо кількість зон парна, то

$$a \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.27)$$

і в точці F_φ буде **дифракційний мінімум** m -го порядку. Знак “–” у правій частині рівності (2.27) відповідає променям світла, які поширяються від щілини під кутом $-\varphi$ і збираються в побічному фокусі $F_{-\varphi}$ лінзи, який симетричний до F_φ відносно головного фокусу F_0 . Якщо кількість зон непарна, то

$$a \sin \varphi = \pm (m+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (n=1, 2, 3, \dots) \quad (2.28)$$

і в точці F_φ буде **дифракційний максимум** m -го порядку з інтенсивністю J_φ і який відповідає дії однієї зони Френеля.

У напрямку $\varphi=0$ спостерігатиметься найінтенсивніший центральний максимум нульового порядку інтенсивностю J_0 .

Залежність відношення $\frac{J_\varphi}{J_0}$ від $\sin \varphi$ наведено на рис. 2.11.

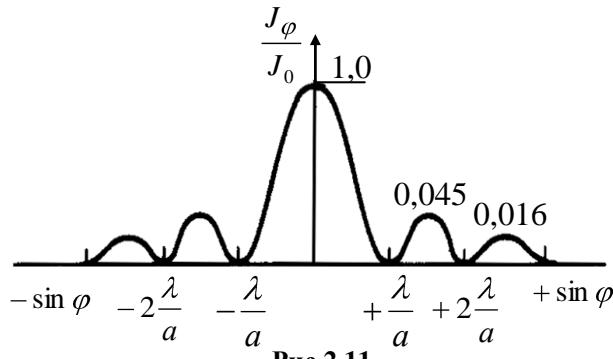


Рис.2.11

Розрахунок показує, що інтенсивності центрального і наступних максимумів співвідносяться як

$$J_0 : J_1 : J_2 : J_3 = 1 : 0,045 : 0,016 : 0,0083 : \dots,$$

тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі.

§2.2.4. Дифракція Фрунгофера на двох щілинах

Розглянемо дифракцію плоскої монохроматичної хвилі, яка падає нормально на поверхню, що містить дві щілини. Позначимо $BC=DP=a$; $CD=b$; $d=a+b$ (рис. 2.12). Коливання в усіх точках щілин відбуваються в одній фазі, оскільки ці точки лежать на тій самій хвильовій поверхні. Знайдемо результиручу амплітуду коливань у точці F_φ екрана E , в якій збираються промені від двох щілин, що падають на лінзу L під кутом φ до її оптичної осі OF_0 .

Очевидно, що в тих напрямках, в яких одна із щілин не поширює світла, воно не буде поширюватися і при двох щілинах, **тобто головні мінімуми інтенсивності** будуть спостерігатися в напрямках, що визначаються умовою:

$$as\in\varphi=\pm k\lambda, (k=1, 2, 3, \dots). \quad (2.29)$$

Різниця ходу променів, що йдуть від двох сусідніх щілин становить

$$\Delta = KD = b + d \sin \varphi = d \sin \varphi. \quad (2.30)$$

Внаслідок взаємної інтерференції світлових променів, які посилаються двома щілинами, в деяких напрямках промені будуть гасити один одного, тобто виникнуть додаткові мінімуми. Ці додаткові мінімуми будуть спостерігатися для променів, які поширюються від точок B і D двох щілин, якщо різниця ходу променів $\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \dots$

Отже, з урахуванням $d \sin \varphi = \Delta$ **умова додаткових мінімумів**:

$$d \sin \varphi = \pm \left(m + 1 \frac{\lambda}{2} \right), \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots). \quad (2.31)$$

Якщо ж в різниці ходу променів, які випромінюються з точок B і D , вміщується ціле число довжин хвиль, а саме $0, \lambda, 2\lambda, \dots$, то дія одної щілини буде підсилюватися дією іншої. Отже, умова головних максимумів

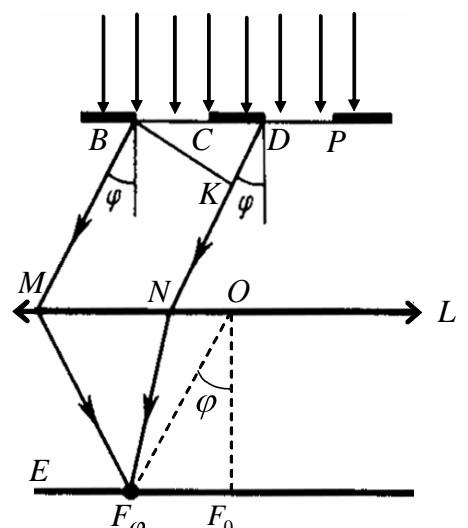


Рис. 2.12

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda, \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots) \quad (2.32)$$

§2.2.5. Дифракція світла на дифракційній гратці

Розглянемо дифракцію світла, зумовлену дією **дифракційної гратки**.

Дифракційна гратка – це система з великої кількості N однакових за шириною щілин і паралельних одна до одної, які лежать в одній площині і відокремлені непрозорими проміжками, однаковими за ширину. Для пояснення дифракцію світла, зумовлену дією **дифракційної гратки** використаємо рис. 2.12. На рис. 2.12 також $BC=DP=a$; $CD=b$; $d=a+b$ – період дифракційної гратки.

Якщо монохроматична хвиля падає нормально на поверхню гратки, то коливання в усіх точках щілин відбуваються в однаковій фазі, оскільки ці точки лежать на одній хвильовій поверхні.

Запишемо результууючу амплітуду коливань у точці F_φ екрана E , в якій збираються промені від усіх щілин гратки, що падають на лінзу L під кутом φ до її головної оптичної осі OF_0 . Якщо дифракційна гратка складається з N щілин, то **умовою головними максимумів** є вираз

$$d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (n=0, 1, 2, 3, \dots), \quad (2.33)$$

а **умовою головними мінімумів** – вираз

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (k=1, 2, 3, \dots). \quad (2.34)$$

Умова додаткових мінімумів –

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda, \quad (m'=1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots, 2N-1, 2N+1, \dots) \quad (2.35)$$

або

$$d \sin \varphi = \pm \left(m + \frac{m'}{N} \right) \lambda, \quad \begin{cases} m = 0, 1, 2, \dots \\ m' = 1, 2, 3, \dots, N-1 \end{cases}. \quad (2.36)$$

Між двома сусідніми додатковими мінімумами утворяться максимуми, які називаються **вторинними**.

Між двома сусідніми головними максимумами знаходиться $N-1$ додаткових мінімумів і $N-2$ вторинних максимумів. На них накладатимуться мінімуми, що виникають при дифракції від однієї щілини.

Із формул

$$a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2} \quad \text{i} \quad d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2}$$

видно, що головний максимум m -го порядку збігається з k -им мінімумом від одної щілини, якщо виконується рівність

$$\frac{k}{a} = \frac{m}{d}, \quad \text{або} \quad \frac{m}{k} = \frac{d}{a}.$$

На рис. 2.13 наведено розподіл інтенсивності J_φ світла в дифракційній картині від $\sin \varphi$

для $N=4$ і $\frac{d}{a}=3$.

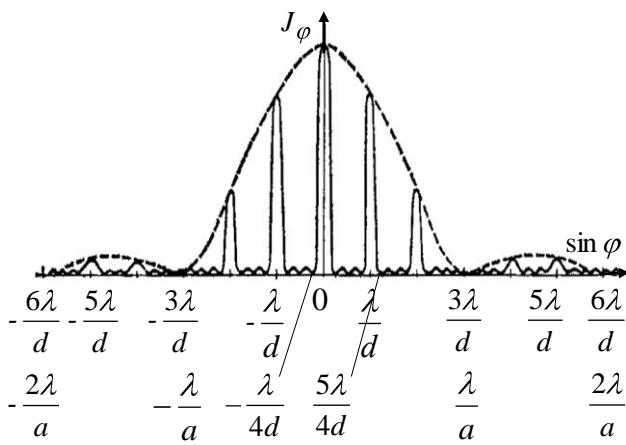


Рис. 2.13

Пунктирна крива, що проходить через вершини головних максимумів, зображає інтенсивність, яка зумовлена дифракцією на одній щілині. Як видно з рис. 2.13, при відношенні $\frac{d}{a} = 3$ головні максимуми 3-го, 6-го тощо порядків збігаються з мінімумами інтенсивності від однієї щілини, тому ці максимуми зникають.

Якщо дифракційну гратку освітлюють білим світлом, то для різних значень λ положення всіх головних максимумів, крім центрального, не збігаються один з одним. Тому центральний максимум має вигляд білої смужки, а всі інші – кольорових смужок, які називають дифракційними спектрами першого, другого і вищих порядків. У межах кожної смужки забарвлення змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю, який найближчий до максимуму нульового порядку до червоного – біля зовнішнього краю дифракційної картини. Таким чином, дифракційна гратка розкладає немонохроматичне світло в дифракційний спектр і її можна використовувати як дисперсійний прилад.

§2.3. Поляризація світла

§2.3.1. Природне і поляризоване світло. Закон Малюса

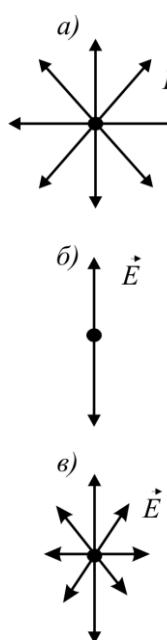
Наслідком теорії Максвелла є твердження про поперечність світлових хвиль: вектори напруженості електричного \vec{E} і магнітного \vec{H} полів електромагнітної хвилі взаємно перпендикулярні і коливаються перпендикулярно до вектора швидкості \vec{v} поширення хвилі. При розгляді світлових електромагнітних хвиль усі міркування зазвичай проводять для вектора \vec{E} , який називається **світловим вектором**, тому що він має визначальний вплив при дії світла на речовину. Площа, в якій відбувається коливання вектора \vec{E} , називається **площиною поляризації**, а перпендикулярна до неї площа – **площиною коливань**.

Світло є сумарним електромагнітним випромінюванням множини атомів. Атоми випромінюють світлові хвилі незалежно один від одного у вигляді хвильового цугу, в якому вектор \vec{E} коливається в одній площині. Хвильові цуги неперервно накладаючись змінюють один одного. Тому світлова хвиля, що випромінюється тілом, характеризується рівномірними напрямками коливань світлового вектора \vec{E} .

Природним (неполяризованим) називається світло з усіма можливими рівномірними орієнтаціями вектора \vec{E} (отже, і \vec{H}) (рис. 2.14, a).

Поляризованим називається світло, в якому напрямки коливань вектора \vec{E} певним чином упорядковані.

Якщо коливання вектора \vec{E} світлової хвилі відбуваються в одній певній



площині, то світло називається **лінійно поляризованим (плоскополяризованим)** (рис. 2.14,б). У випадку, коли вектор \vec{E} описує еліпс в площині перпендикулярній до напрямку поширення променя, то така хвиля називається **еліптично поляризованою**, а якщо коло – **поляризованою по колу (циркулярно поляризованою)**.

Коли вектор \vec{E} обертається проти годинникової стрілки в площині перпендикулярній до напрямку поширення променя, то поляризація називається **правою**, а в протилежному випадку – **лівою**.

Якщо внаслідок яких-небудь зовнішніх впливів має місце переважаючий напрямок коливань вектора \vec{E} , то **світло є частково поляризованим** (рис. 2.14,в).

Для характеристики поляризаційного стану використовують величину, яку називають ступінню поляризації:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (2.37)$$

де I_{\max} і I_{\min} – відповідно, максимальна і мінімальна інтенсивність світла, що відповідають двом перпендикулярним компонентам вектора \vec{E} . Для природного світла $I_{\max} = I_{\min}$ і $P=0$. Для плоскополяризованого – $I_{\min} = 0$ і $P=1$.

Поляризацією світла називається виділення лінійно поляризованого світла з природного або частково поляризованого.

Плоскополяризоване світло можна отримати з природного за допомогою приладів, які називаються **поляризаторами**. Ці прилади вільно пропускають коливання, паралельні до площини поляризації, яка називається **головною площею**, і повністю або частково затримують коливання, які перпендикулярні цій площині. В ролі поляризаторів можуть бути середовища, які анізотропні відносно коливань вектора \vec{E} , наприклад, кристали. Одним із природних кристалів, які використовуються як поляризатори, є турмалін. Прилади, за допомогою яких аналізують ступінь поляризації світла, називають **аналізаторами**.

Якщо на поляризатор падає природне (рис. 2.15), то при вході в поляризатор падаючий вектор напруженості \vec{E}_{np} електричного поля якої у площині, що утворює з головною площею поляризатора $p-p$ кут φ , можна зобразити у коливань у взаємно перпендикулярних площинах. Причому амплітуди коливань можна виразити чином:

$$E_{np\parallel} = E_{np} \cos \varphi; E_{np\perp} = E_{np} \sin \varphi.$$

Перше коливання з амплітудою $E_{np\parallel}$ пройде через поляризатор, а друге з амплітудою $E_{np\perp}$ буде затримане поляризатором. Отже, при цьому $E_{np\parallel} = E_p$. Оскільки інтенсивність світла I пропорційна квадратові амплітуди світового вектора \vec{E} ($I \approx E^2$), то співвідношення $E_p^2 = E_{np\parallel}^2 = E_{np}^2 \cos^2 \varphi$ можна записати таким чином:

$$I_p = I_{np} \cos^2 \varphi, \quad (2.38)$$

де I_{np} – інтенсивність коливань з амплітудою E_{np} .

В природному світлі всі значення φ рівномовірні. Тому частка світла, що пройшло через поляризатор, буде дорівнювати середньому значенню $\cos^2 \varphi$, тобто $\frac{1}{2}$ і

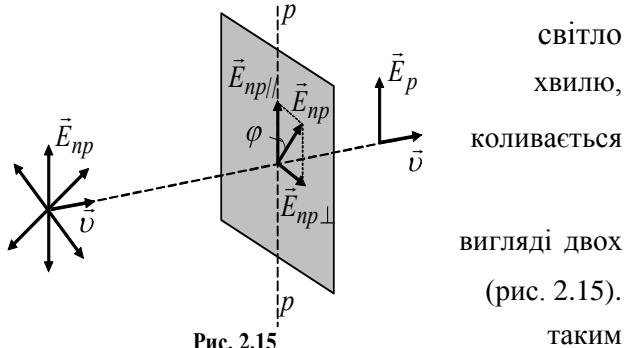


Рис. 2.15

$$I_p = \frac{1}{2} I_{np}.$$

Якщо на *аналізатор* падає лінійно поляризоване світло, отримане за допомогою *поляризатора*, головна площа якого $p-p$ утворює кут φ з головною площею аналізатора $a-a$, то значення інтенсивності світла на виході з аналізатора буде виражатися формулою

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi. \quad (2.39)$$

Якщо аналізатор і поляризатор не є абсолютно прозорими, то

$$I_a = k_p k_a I_p \cos^2 \varphi, \quad (2.40)$$

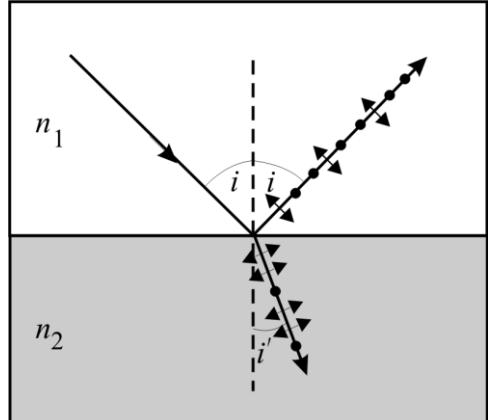
де k_p – кофіцієнт прозорості поляризатора, k_a - коефіцієнт прозорості аналізатора.

Отримані співвідношення (2.39) і (2.40) виражають **закон Малюса**.

З співвідношень (2.39) та (2.340) випливає, що зі зміною кута φ між головними площинами поляризатора і аналізатора змінюється інтенсивність світла I_a : якщо $\varphi=0$, то після аналізатора буде спостерігатися максимальна інтенсивність світла (світло повністю проходить через аналізатор), якщо $\varphi=90^\circ$, то $I_a=0$ – мінімальна інтенсивність світла (світло повністю гаситься).

§2.3.2. Поляризація світла при відбиванні. Закон Брюстера

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків, наприклад, повітря і скла, то частина його відбувається, а частина заломлюється і поширюється у другому середовищі. При цьому відбитий і заломлений промені частково поляризовані: при повертанні аналізатора навколо променів інтенсивність світла періодично посилюється і ослаблюється, але повного гасіння не спостерігається.



Дослідження показали, що у відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння (\bullet), а в заломленому – коливання, паралельні площині падіння (\uparrow) (рис. 2.16).

Ступінь виділення світлових хвиль з певною орієнтацією електричного вектора залежить від кута падіння променів і показника заломлення n_{21} .

Відбитий промінь є повністю лінійно поляризованим в площині, яка перпендикулярна площині падіння променя, якщо кут падіння $i = i_{Br}$ задовільняє умову

$$\operatorname{tg} i_{Br} = n_{21}, \quad (2.41)$$

де n_{21} - показник заломлення другого середовища відносно первого.

Цей закон називається **законом Брюстера**, а кут i_{Br} - кутом Брюстера. Ступінь поляризації заломленого променя при куті падіння i_{Br} досягає найбільшого значення, проте цей промінь залишається поляризованим лише частково.

Відбивання природного світла під кутом Брюстера дає змогу отримати лінійно поляризоване світло, однак його інтенсивність невелика і для скла ($n=1,5$) дорівнює близько 15%, тобто основна його частина поширюється у напрямку заломленої хвилі, яка поляризована не повністю. Для збільшення ступеня поляризації заломлених хвиль їх треба пропустити крізь набір скляних пластинок.

Так, для $i = i_{Br}$ набір з десяти скляних пластинок дає змогу отримати майже стопроцентну поляризацію заломлених хвиль.

§2.3.3. Обертання площини поляризації світла

Явище обертання площини поляризації світлової хвилі на деякий кут при проходженні світла крізь кристалічні тіла і деякі ізотропні рідини, називається **обертанням площини поляризації або оптичною активністю**.

Якщо речовина не знаходиться у зовнішньому магнітному полі, то оптична активність буде **природною**.

Нехай погляд спостерігача спрямований назустріч падаючому променю. Обертання називають правим (додатним), якщо площа поляризації повертається вправо (за годинниковою стрілкою) для спостерігача, і лівим (від'ємним), якщо вона повертається вліво. Кут обертання площини поляризації пропорційний до товщини шару оптично активної речовини:

$$\varphi = \alpha l, \quad (2.42)$$

де l – довжина шляху променя в оптично активному середовищі; α – коефіцієнт пропорційності, який називають **обертельною здатністю**, або **пітомим обертанням**, залежить від природи речовини, від температури та довжини хвилі світла.

Пітоме обертання α дорівнює величині кута, на який повертається площа поляризації монохроматичного світла при проходженні шару завтовшки 1 м.

Для оптично активних рідин та розчинів Ж.Біо встановив, що кут повороту площини поляризації прямо пропорційний товщині шару l і концентрації C оптично активної речовини, тобто

$$\varphi = \chi Cl, \quad (2.43)$$

Коефіцієнт пропорційності χ називається **пітомим обертанням розчину** залежить від природи оптично активної речовини, розчинника, їх температури та довжини світлової хвилі.

Властивості оптично активності розчинів дають змогу визначити їх концентрації. Прилади, за допомогою яких проводять такі вимірювання, називаються **поляриметрами**. Оскільки для розчину цукру питоме обертання χ значне, то поляриметри набули широкого застосування в цукрометрії.

Теорію обертання площини поляризації оптично активними речовинами розробив О. Френель. Він вважав, що це явище зумовлене особливим видом подвійного заломлення променів, при якому швидкість поширення світла в активному середовищі різна для променів, що мають праву і ліву колові поляризації.

У 1845 р. М. Фарадей встановив, що при поширенні лінійно поляризованого світла в оптично неактивних речовинах в напрямку магнітного поля відбувається поворот площини поляризації на деякий кут. Досліди М. Фарадея та М. Верде показали, що кут повертання площини поляризації пропорційний довжині шляху l променя у речовині і напруженості H магнітного поля, тобто

$$\varphi = VH, \quad (2.44)$$

де V – стала Верде, яка залежить від природи речовини і довжини хвилі світла.

Сталу Верде для оптично неактивних рідин можна визначити, якщо розмістити трубку з рідиною в соленоїді і пропустити через його обмотку струм. Тоді напруженість магнітного поля всередині соленоїда (рідині) визначається з формули

$$H = \frac{N}{l_c} I, \quad (2.45)$$

де I – сила струму, що протікає через соленоїд, N – кількість витків соленоїда, l_c – довжина соленоїда.

З врахуванням останньої формули отримаємо, що при умові $l = l_c$

$$\varphi = VNI. \quad (2.46)$$

Згідно (2.46) графік залежності $\varphi = f(I)$ має вигляд прямої лінії, з нахилу якої $\frac{\Delta\varphi}{\Delta I}$ можна вирахувати сталу Верде

$$V = \frac{1}{N} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta I}. \quad (2.47)$$

§2.4. Дисперсія світла

Дисперсією світла називається залежність показника заломлення n середовища від частоти ν (довжини хвилі λ) світла або залежність фазової швидкості v світла в середовищі від його частоти ν .

Дисперсію світла представляють у вигляді залежності $n = f(\lambda)$. Наслідком дисперсії є розклад у спектр пучка білого світла.

Розглянемо дисперсію світла у призмі. Нехай монохроматичний пучок світла падає на призму з показником заломлення n під кутом α_1 (рис. 2.17). Кут δ – заломлюючий кут призми. Із рис. 2.17 видно, що кут відхилення φ дорівнює:

$$\varphi = (\alpha_1 - \beta_1) + (\alpha_2 - \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - (\beta_1 + \beta_2) = \alpha_1 + \alpha_2 - \delta.$$

Нехай кути δ і α_1 малі, тоді кути α_2 , β_1 і β_2 також будуть малі і синуси цих кутів дорівнюють кутам. Тому

$$\frac{\alpha_1}{\beta_1} = n, \quad \frac{\beta_2}{\alpha_2} = \frac{1}{n}.$$

Оскільки $\beta_1 + \beta_2 = \delta$, то

$$\begin{aligned} \alpha_2 &= \beta_2 n = (\delta - \beta_1) n = n \left(\delta - \frac{\alpha_1}{n} \right) = n\delta - \alpha_1, \\ \alpha_1 + \alpha_2 &= n\delta \quad \text{i} \quad \varphi = n\delta - \delta. \end{aligned}$$

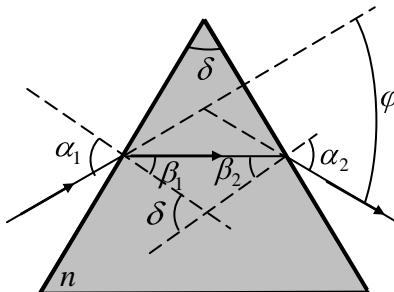


Рис.2.17

В результаті

$$\varphi = \delta - I, \quad (2.48)$$

тобто кут відхилення променів призмою тим більший, чим більший заломлюючий кут призми. Оскільки кут відхилення φ залежить від величини $n-1$, а n є функцією довжини хвилі, то промені різних довжин хвиль після проходження призми виявляються відхиленими на різні кути.

Кутовою дисперсією призми, що відповідає сталому значенню кута падіння α_1 , називається величина

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{dn} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.49)$$

Кут відхилення φ буде мінімальним, коли промінь проходить через призму паралельно до її основи. За такої умови $\beta_1 = \beta_2$ і $\alpha_1 = \alpha_2 = \alpha$, тоді

$$\alpha = \frac{\varphi_{\min}}{2} + \frac{\delta}{2}, \quad \text{а} \quad \beta_1 = \frac{\delta}{2}.$$

Згідно із законом заломлення

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1} = \frac{\sin \left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2} \right)}{\sin \frac{\delta}{2}}. \quad (2.50)$$

Звідси

$$\frac{dn}{d\varphi_{\min}} = \frac{1}{2} \frac{\cos \left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2} \right)}{\sin \frac{\delta}{2}}.$$

Тоді

$$D_\varphi = \frac{2 \sin \left(\frac{\delta}{2} \right)}{\cos \left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2} \right)} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin \left(\frac{\delta}{2} \right)}{\sqrt{1 - \sin^2 \left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2} \right)}} \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin \left(\frac{\delta}{2} \right)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \left(\frac{\delta}{2} \right)}} \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.51)$$

Для спектральних приладів призми виготовляють здебільшого із заломлюючими кутами $\delta = 60^\circ$. Тоді

$$D_\varphi = \frac{1}{b} \frac{dn}{d\lambda}, \text{ де } b = \sqrt{1 - \frac{n^2}{4}}. \quad (2.52)$$

За допомогою призми, як і за допомогою дифракційної гратки можна визначити спектральний склад світла.

Величина, яка показує, як швидко змінюється показник заломлення n речовини з довжиною хвилі λ називається дисперсією речовини D :

$$D = \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2.53)$$

Дисперсію світла в середовищі називають нормальною, якщо із зростанням частоти ν світла абсолютний показник заломлення n середовища також зростає:

$$\frac{dn}{d\nu} > 0, \left(\frac{dn}{d\lambda} < 0 \right).$$

Така залежність показника заломлення n від ν буде в тих областях частот, для яких середовище прозоре. Наприклад, звичайне скло прозоре для видимого світла і в цьому інтервалі частот має нормальну дисперсію.

Дисперсію світла в середовищі називають аномальною, якщо із зростанням частоти ν світла абсолютний показник заломлення середовища n зменшується:

$$\frac{dn}{d\nu} < 0, \left(\frac{dn}{d\lambda} > 0 \right).$$

Аномальна дисперсія буде в області частот, які відповідають смугам інтенсивного поглинання світла речовиною

В різних ділянках спектра дисперсія характеризується тією зміною показника заломлення, яка припадає на одиничний інтервал довжин хвиль. Ця величина $\frac{\Delta n}{\Delta \lambda}$ називається *середньою дисперсією* для ділянки спектра $\lambda, \lambda + \Delta \lambda$.

У довідниковых таблицях показники заломлення n різних речовин даються для жовтої лінії натрію $\lambda_D = 0,5893 \text{ мкм}$ і позначаються n_D . Середня дисперсія визначається за синьою $\lambda_F = 0,4861 \text{ мкм}$ і червоною $\lambda_C = 0,6563 \text{ мкм}$ лініях водню і позначається $n_F - n_C$. Величина $\frac{n_F - n_C}{n_D - 1}$ називається *відносною дисперсією*, обернена її величина – *коєфіцієнтом дисперсії*.

§2.5. Поглинання світла

Поглинанням світла називається явище втрати енергії світловою хвилею, яка проходить через речовину, внаслідок перетворення енергії хвилі у інші форми енергії.

При проходженні паралельного пучка світла крізь шар прозорого середовища його інтенсивність зменшується. Поглинання світла може приводити до нагрівання, іонізації або збудження атомів і молекул речовини, до деформації. Поглинання може супроводжуватись розсіянням світла та індуктивним випромінюванням.

Щоб одержати співвідношення, яке виражає закон поглинання світла, розглянемо шар прозорого середовища завтовшки l , на який падає паралельний пучок променів інтенсивністю I_0 (рис. 2.18). Виділимо в середовищі нескінченно тонкий шар dl , який обмежений паралельними поверхнями, що перпендикулярні до напрямку поширення світла. Дослід показує, що зменшення інтенсивності світла шаром середовища dl пропорційне до величини інтенсивності, що входить у цей шар, і товщини шару, тобто

$$dI = -\alpha dl,$$

де α – коефіцієнт пропорційності, який не залежить від інтенсивності світла і називається коефіцієнтом поглинання.

Знак мінус вказує на те, що із збільшенням товщини шару поглинаючого середовища інтенсивність світла, що проходить крізь нього, зменшується.

Після розділення змінних у рівнянні дістаємо

$$\frac{dI}{I} = -\alpha dl.$$

Проінтегруємо це рівняння:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\alpha \int_0^l dl; \quad \ln \frac{I}{I_0} = -\alpha l.$$

В результаті маємо, що

$$I = I_0 e^{-\alpha l}, \quad (2.54)$$

де I – інтенсивність світла, що виходить із шару поглинаючого середовища завтовшки l .

При $l = \frac{1}{\alpha}$ інтенсивність $I = \frac{I_0}{e}$. Отже, шар, товщина якого дорівнює $\frac{1}{\alpha}$, зменшує інтенсивність світла в e разів. Співвідношення (2.54) було встановлене у 1729 р. П. Бугером і називається законом Бугера, або **законом Бугера-Ламберта**.

А. Бер встановив, що поглинання світла розчинами пропорційне молекулярній концентрації C_0 розчиненої речовини, тобто

$$\alpha = \alpha_0 C_0,$$

де α_0 – коефіцієнт пропорційності, який залежить від природи розчиненої речовини і не залежить від її концентрації.

Тоді **закону Бугера-Ламберта-Бера**, який справедливий для газів і розчинів малих концентрацій, можна надати вигляду

$$I = I_0 e^{-\alpha_0 C_0 l}. \quad (2.55)$$

Рекомендована література до Розділу II

6. І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин, В.М. Габа, Ф.М. Гончар. Курс фізики: Навчальний підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид-Біт, 2002. 376 с.
7. Б.М. Яворський, А.А. Детлаф. Курс фізики III, - К.: Вища школа, 1973. 499 с.
8. Т.І. Трофимова. Курс фізики. – М.: Вищш шк., 1990. 478 с.
9. И.В. Савельев. Курс общей физики, т. III - М.: Наука, 1986. 318 с.
10. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Курс общей физики, т. III. – М.: Физматгиз, 1962. 644 с.

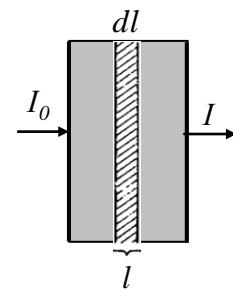


Рис. 2.18

2.1. Лабораторна робота № 25

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНІ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи

Визначити довжину хвилі червоного, зеленого і синього випромінювання за допомогою біпризми Френеля

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища інтерференції світла (§2.1.1), бути ознайомленим з методом отримання когерентних хвиль за допомогою біпризми Френеля та вміти розрахувати інтерференційну картину від двох когерентних джерел (§2.1.2)

Прилади і матеріали

Біпризма Френеля, джерело світла – лампочка розжарювання, розсувна щілина, оптичний мікроскоп, вертикальна масштабна шкала, лінійка, світлофільтри

Опис установки

Для пояснення методу отримання інтерференційної картини за допомогою біпризми Френеля необхідно використати оптичну схему, яка наведена на рис. 2.1, а для розрахунку інтерференційної картини – рис. 2.2. (див. §2.1.2).

Загальний вигляд лабораторної установки зображеній на рис.1.

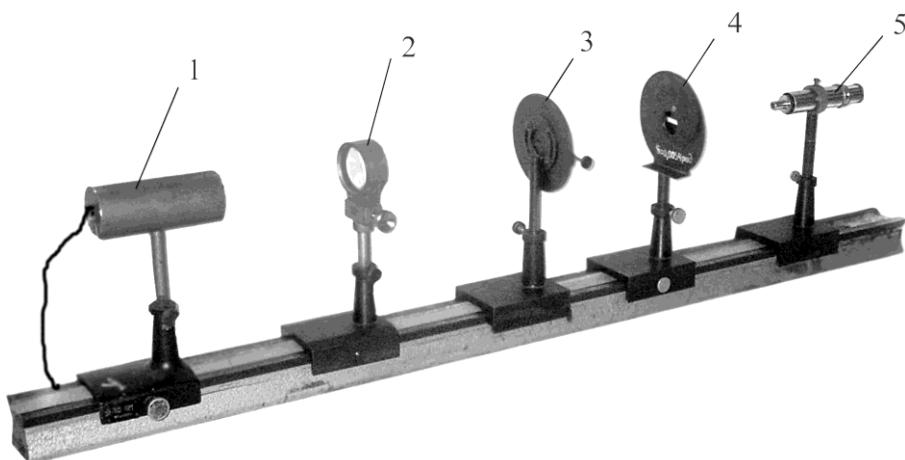


Рис. 1

1 – джерело світла із змінними світлофільтрами; 2 – конденсорна лінза; 3 –розсувна щілина;

4 – біпризма Френеля; 5 – оптичний мікроскоп.

Послідовність виконання роботи

1. Зібрати схему лабораторної установки згідно рис. 1 і добитися того, щоб оптичні центри елементів 1–5 співпадали з оптичною віссю установки.
2. Увімкнути джерело світла 1 в мережу 220 В.
3. Пересуваючи конденсорну лінзу 2, домогтися чіткого зображення нитки розжарення лампочки джерела світла 1 на розсувній щілині 3.
4. Розмістити біпризму Френеля 4 на відстані 0,30...0,40 м від щілини 3 так, щоб пучок світла попадав на середину біпризми.
5. Розмістити оптичний мікроскоп 5 таким чином, щоб в його об'єктиві було видно випромінювання від джерела світла 1 при широко відкритій щілині 3.
6. Зменшуючи ширину щілини 3, одержати в полі зору мікроскопа максимально чітку інтерференційну картину – систему забарвлених смуг, що розташовані по обидва боки від центральної білої смуги (число смуг повинно бути не менш як 5).
7. Виміряти відстані: a – від щілини 3 до біпризми 4 і r – від щілини до об'єктива мікроскопа 5.
8. В направляючі, які знаходяться на кожусі джерела світла 1, вставити один із світлофільтрів.
9. Виміряти відстань x_m (у поділках шкали мікроскопа) між серединами нульового і m -го максимуму інтерференційної картини.
10. Вимірювання згідно п.п. 8–9 повторити для решта світлофільтрів.
11. *Визначити ціну k поділки шкали мікроскопа.* Для цього з рейтера вийняти тримач з біпризмою Френеля 4 і у звільнений рейтер встановити предметний столик, на якому розмістити вертикальну масштабну шкалу. Широко відкриту щілину 3 і домогтися чіткого зображення вертикальної масштабної шкали в мікроскопі, переміщаючи її разом з предметним столиком по оптичній лаві. Визначити число поділок N шкали мікроскопа, що припадає на 1 мм вертикальної масштабної шкали і розрахувати ціну поділки шкали мікроскопа за формулою:

$$k = \frac{1\text{mm}}{N}. \quad (1)$$

12. Виміряти відстань b від вертикальної масштабної шкали до мікроскопа при чіткому її зображенні в мікроскопі.
13. Визначити довжини хвиль для кожного світлофільтра за формулою:

$$\lambda = \frac{2a \cdot (n-1) \cdot \delta \cdot x_m \cdot k}{(r-b) \cdot m}, \quad (2)$$

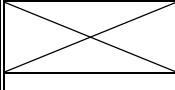
де $n=1,642$ для червоного, $n=1,652$ для зеленого і $n=1,661$ для синього світлофільтрів; $\delta = 0,0054 \text{ rad}$.

14. Результати вимірювань і обчислень записати відповідно в таблиці 1–4.
15. Розрахувати похиби вимірювань.

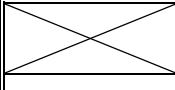
Таблиця 1

№ з/п	a , мм	Δa , мм	r , мм	Δr , мм	b , мм	Δb , мм	$r-b$, мм	$\Delta(r-b)$, мм
1								
2								
3								
сер.								

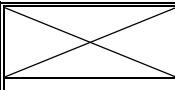
Таблиця 2

	m	1	2	3	4	5
Зелений світлофільтр	$x_m, \text{под.}$					
	$x_m, \text{мм}$					
	$\lambda, \text{нм}$					
	$\lambda_{cep}, \text{нм}$					
	$\Delta\lambda, \text{нм}$					
	$\delta\lambda, \%$					

Таблиця 3

	m	1	2	3	4	5
Червоний світлофільтр	$x_m, \text{под.}$					
	$x_m, \text{мм}$					
	$\lambda, \text{нм}$					
	$\lambda_{cep}, \text{нм}$					
	$\Delta\lambda, \text{нм}$					
	$\delta\lambda, \%$					

Таблиця 4

	m	1	2	3	4	5
Синій світлофільтр	$x_m, \text{под.}$					
	$x_m, \text{мм}$					
	$\lambda, \text{нм}$					
	$\lambda_{cep}, \text{нм}$					
	$\Delta\lambda, \text{нм}$					
	$\delta\lambda, \%$					

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Які світлові хвилі називаються когерентними?
3. Які умови інтерференційних максимумів і мінімумів?
4. Чому біпризми виготовляють з малим кутом заломлення?
5. Як буде змінюватися інтерференційна картина, якщо відстань між щілинами в методі Юнга збільшувати? Зменшувати?

2.2. Лабораторна робота № 27

ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Мета роботи

Експериментально визначити радіус кривизни плоскоопуклої лінзи, використовуючи інтерференційну картину у вигляді кілець Ньютона

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища інтерференції світла (§2.1.1), вміти описати утворення інтерференційних смуг однакової товщини та кілець Ньютона (§2.1.4; §2.1.5)

Прилади і матеріали

Мікроскоп, плоскоопукла лінза великого радіуса кривизни, плоскопаралельна пластинка, освітлювач з блоком живлення, світлофільтри

Теоретичні відомості та опис установки

Оптична схема для спостереження кілець Ньютона у *відбитому світлі* в даній лабораторній роботі наведена на рис. 1.

На предметному столику мікроскопа знаходиться плоскопаралельна прозора скляна пластинка, а поверх неї – плоскоопукла лінза L . Монохроматичний пучок світла від освітлювача S направляють на скляну світлоподільну пластинку C , яка розміщена під кутом 45° до напрямку поширення світла. Після відбивання в точці A опуклої поверхні лінзи і дотичної до неї поверхні пластини в точці B світло поширюється у зворотному напрямку паралельним пучком та потрапляє в об'єктив мікроскопа L_1 . Відбиті хвилі є когерентними. Всі точки, що знаходяться на однаковій відстані r_m від оптичного центра лінзи перебувають в одинакових умовах для спостереження інтерференційної картини. Тому в окулярі мікроскопа будуть спостерігатися світлі і темні концентричні кільця – кільця Ньютона.

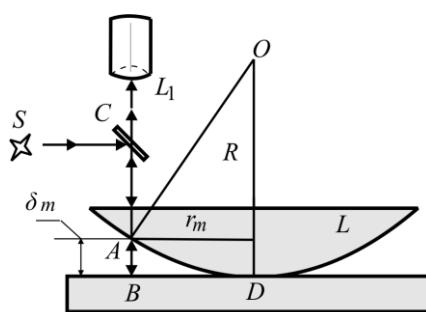


Рис. 1

Якщо визначити експериментально радіуси темних m – го і n – го кілець Ньютона, то із співвідношень (2.19) (див. §2.1.5)

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R} \text{ і } r_n = \sqrt{n\lambda_0 R}$$

можна отримати формулу для знаходження радіуса R кривизни сферичної поверхні плоскоопуклої лінзи:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(n - n_0)}, \quad (1)$$

або

$$R = \frac{(r_n - r_m)(r_n + r_m)}{(n - n_0)}. \quad (2)$$

Загальний вигляд лабораторної установки наведено на рис. 2. Плоскоопукла лінза і плоскопаралельна пластинка попередньо розміщені і закріплені на предметному столику мікроскопа.

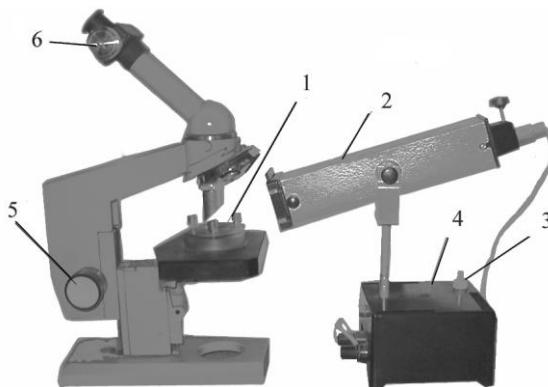


Рис.2

1 – плоскоопукла лінза; 2 – освітлювач; 3 – вмікач–вимикач освітлювача; 4 – блок живлення освітлювача; 5 – поворотний гвинт тубуса мікроскопа; 6 – мікрометричний гвинт окуляра мікроскопа.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач в мережу 220 В. **УВАГА! Час роботи освітлювача не більше як 35 хв.**
2. Незначним переміщенням тубуса мікроскопа поворотним гвинтом 5 (рис. 2) домогтися чіткого зображення кілець Ньютона в полі зору окуляра мікроскопа.
3. Переконатись, що при обертанні мікрометричного гвинта 6 окуляра мікроскопа в полі зору окуляра рухається перехрестя – біштрих.
4. *Визначити положення кілець ліворуч.* Для цього, обертанням мікрометричного гвинта 6 встановити біштрих посередині темного кільця досить віддаленого ліворуч від центра кілець, наприклад, восьмого, і записати в таблицю 1 відлік згідно з нерухомою шкалою окуляра (цина поділки – 1 мм) і шкалою мікрометричного гвинта (цина поділки 0,01 мм). Після цього навести біштрих на 7, 6 і т.д. темні кільця і записати відліки для цих кілець в таблицю 1.

Розділ I. Геометрична оптика

5. Визначити положення кілець праворуч. Для цього поворотом мікрометричного гвинта 6 встановлювати біштрих посередині темних кілець праворуч від центра і зробити відліки для кілець аналогічно до п.п. 4. Значення відліків записати в таблицю 1.
6. Різниця відліків для відповідних кілець дає їх діаметр d . Знаючи діаметри кілець обчислити їх радіуси r .

Таблиця 1

Номер кільця	Відлік зліва $k, \text{мм}$	Відлік справа $l, \text{мм}$	Діаметр кільця $d = l - k, \text{мм}$	Радіус кільця $r = d/2, \text{мм}$
8				
7				
6				
5				
4				
3				
2				
1				

7. Комбінуючи попарно радіуси кілець, наприклад: 8 і 5, 7 і 4, 6 і 3, обчислити радіус R кривизни лінзи з врахуванням збільшення мікроскопа ($\times 3,7$) за робочою формулою:

$$R = \frac{(m - r_n) \cdot (m + r_n)}{3,7^2 \cdot (n - n_0) \lambda_0}. \quad (3)$$

Для червоного світла в (3) підставляти довжину хвилі $\lambda_0 = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

Результати обчислень записати в таблицю 2.

8. Замінити світлофільтр на освітлювачі і повторити вимірювання та обчислення згідно п.п. 4–7 для оранжевого світлофільтру ($\lambda_0 = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$).

Таблиця 2

№ з/п	m	$r_m, \text{мм}$	n	$r_n, \text{мм}$	$R, \text{м}$	$\Delta R, \text{м}$	$\delta R, \%$
1	8		5				
2	7		4				
3	6		3				
сер.	xxxx	xxxx	xxxx	xxxx			

9. Визначити абсолютну і відносну похибки знаходження радіуса R кривизни лінзи.

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Які хвилі називаються когерентними?
3. Пояснити, які промені інтерферують при утворенні кілець Ньютона?
4. Чому інтерференційна картина в даній лабораторній роботі має форму кілець?
5. Вивести формулі, які визначають радіуси світлих і темних кілець Ньютона у відбитому і прохідному світлі.
6. Як зміниться вигляд кілець Ньютона, якщо простір між лінзою і пластинкою заповнити прозорою для світла речовиною з показником заломлення більшим від показника заломлення повітря?
7. Пояснити, чому для спостереження кілець Ньютона лінза повинна мати великий радіус кривизни поверхні?

2.3. Лабораторна робота № 6

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНІЙ ЩІЛИНІ

Мета роботи

Дослідження дифракції Фраунгофера і встановлення закономірності розподілу інтенсивності лазерного випромінювання в дифракційній картині від вузької щілини

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явищ інтерференції світла (§2.1.1) і дифракції світла (§2.2.1); вміти описати дифракцію Фраунгофера на одній щілині (§2.2.3)

Прилади і обладнання

Гелій – неоновий (He–Ne) лазер типу ЛГ–56, розсувна щілина, екран з масштабною шкалою, фотодіод, механізм переміщення фотодіода, пристрій для реєстрації електричного сигналу з фотодіода

Опис установки

Оптична схема установки для спостереження дифракції Фраунгофера від однієї щілини у світлі лазера наведена на рис. 1.

Паралельний пучок світла від He-Ne-лазера 1падає нормально на щілину 2. Результат дифракції у вигляді періодичного розподілу інтенсивності світла спостерігається на екрані 3, який розміщений на відстані $l > b^2/\lambda$ від щілини 2 (λ – довжина хвилі випромінювання лазера; b – ширина щілини).

Фотодіод 4 можна механічно переміщати горизонтально в межах 100 мм в обидва боки від його середнього положення за допомогою мікрометричного гвинта. Для реєстрації переміщення фотодіода до направляючих механічного вузла, який містить мікрометричний гвинт, прикріплена масштабна лінійка з ціною поділки 1 мм.

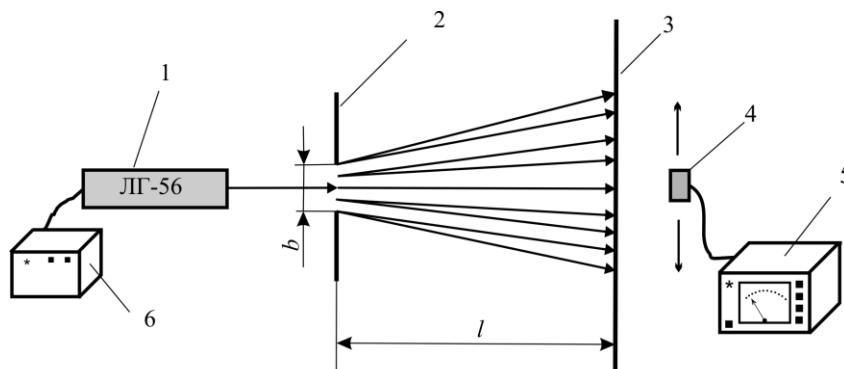


Рис. 1

- 1 – Не–Не лазер типу ЛГ–56; 2 – розсувна щілина; 3 – екран з міліметровою шкалою;
4 – фотодіод; 5 – пристрій для реєстрації електричного сигналу з фотодіода; 6 – блок живлення лазера.

Загальний вигляд лабораторної установки зображенено на рис. 2.

Послідовність виконання роботи

- Склести оптичну схему у такій послідовності: лазер 1, розсувна щілина 2, екран 3. Щілину розмістити на відстані $l \sim 0,20\text{ м}$ від лазера, екран – майже на краю оптичної лави (див. рис. 2).
- Увімкнути блок живлення 6 лазера 1 в мережу 220 В і після $\sim 5\text{ хв}$ прогріву лазера натиснути кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із–за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
- Встановити щілину 2 таким чином, щоб пучок випромінювання від лазера 1 падав перпендикулярно на щілину і симетрично перекривав її.
- Змінюючи мікрометричним гвинтом ширину b щілини 2, отримати на екрані 3 чітку дифракційну картину. При цьому, відстань між мінімумами первого порядку повинна бути не менше 10 мм. **УВАГА! Ні в якому разі не зводити мікрометричний гвинт до нуля – це веде до виходу з ладу щілини.**

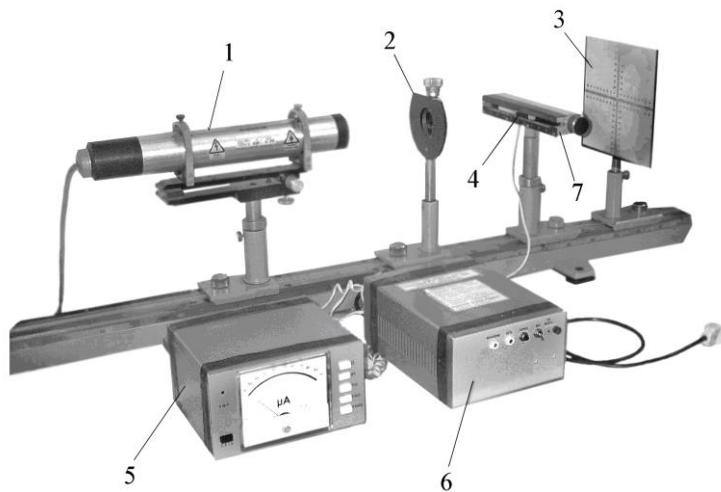


Рис. 2

1 – Не–Не–лазер типу ЛГ – 56 з довжиною хвилі випромінювання $\lambda=0,63\text{ мкм}$; 2 – розсувна щілина; 3 – екран з міліметровою шкалою; 4 – фотодіод ; 5 – пристрій для реєстрації електричного сигналу з фотодіода; 6 – блок живлення лазера; 7 – механічний вузол переміщення фотодіода.

- За показами мікрометричного гвинта визначити ширину b щілини, виміряти відстань l від щілини 2 до екрана 3, а також відстані між першими a_{1-1} , другими a_{2-2} , третіми a_{3-3} і т.д. дифракційними мінімумами. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
- Розмістити на місці екрана 3 фотодіод 4 на рівні дифракційної картини.

Розділ I. Геометрична оптика

7. Увімкнути пристрій 5, який призначений для реєстрації електричного сигналу з фотодіода 4 в мережу 220 В. Виміряти темновий струм I_0 фотодіода.

Таблиця 1

№ з/п	$b, \text{мм}$	$l, \text{мм}$	$a_{1-1}, \text{мм}$	$a_{2-2}, \text{мм}$	$a_{3-3}, \text{мм}$	$a_{4-4}, \text{мм}$	$a_{5-5}, \text{мм}$
1							
2							
3							
сер.	xxxx						

8. Переміщаючи фотодіод 4 за допомогою мікрометричного гвинта вздовж дифракційної картини, зняти покази фотоструму I_ϕ в прямому і зворотному напрямках переміщення фотодіода. Вимірювання фотоструму I_ϕ проводити через 1 мм переміщення фотодіода. У випадку необхідності чутливість мікроамперметра змінити. Найменший відлік повинен відповідати не менше п'яти поділкам шкали мікроамперметра. Результати вимірювань записати в таблицю 2.
9. Побудувати графік розподілу інтенсивності світла $J = f(\sin \varphi)$ в дифракційній картині. При побудові графіка вважати, що інтенсивність світла є пропорційною до величини фотоструму I_ϕ (врахувати значення темнового струму I_0). Значення $\sin \varphi$ при малих кутах дифракції
- $$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \frac{a_i}{l} \quad (a_i - \text{відстань між положенням нульового максимуму і точкою на екрані, для якої робиться відлік фотоструму } I_\phi).$$
10. Проаналізувати графік залежності $J = f(\sin \varphi)$ та порівняти його з теоретичним графіком $\frac{J_\varphi}{J_0} = f(\sin \varphi)$, наведеним на рис. 2.11 (§2.2.3). Зробити висновки.

Таблиця 2

№ з/п	1	2	3	4	5	6	7	...	20
$a_i, \text{мм}$									
$l, \text{мм}$									
I_ϕ, mA									
I_0, mA									

Контрольні запитання

- Що таке дифракція світла?
- Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
- При якій умові будуть спостерігатися дифракційні максимуми і мінімуми у випадку дифракції Фраунгофера на одній щілині?
- Промені якої довжини хвилі при дифракції на одній щілині відхиляються від початкового напрямку поширення найбільше?
- Як розподіляється інтенсивність світла по дифракційним максимумам при дифракції Фраунгофера на одній щілині?
- Яка картина буде спостерігатися на екрані, якщо ширина щілини $b = \lambda$, $b \gg \lambda$?

2.4. Лабораторна робота № 20

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ДВОХ ЩІЛИНАХ

Мета роботи

Дослідження дифракції Фраунгофера на двох щілинах у світлі лазера і визначення довжини хвилі лазера

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явищ інтерференції світла (§2.1.1) і дифракції світла (§2.2.1), вміти описати дифракцію Фраунгофера на одній (§2.2.3) і на двох (§2.2.4) щілинах

Прилади і матеріали

He-Ne лазер, дві непрозорі пластини (фотоплівки), на які нанесено щілини, екран зі шкалою, оптична лава з масштабною лінійкою

Теоретичні відомості та опис установки

Оптична схема для спостереження дифракції Фраунгофера на двох щілинах наведена на рис. 1. Паралельний пучок променів від He-Ne – лазера 1 потрапляє на пластину 2 з двома щілинами 3 і 4. Дифракційну картину спостерігають на екрані 5.

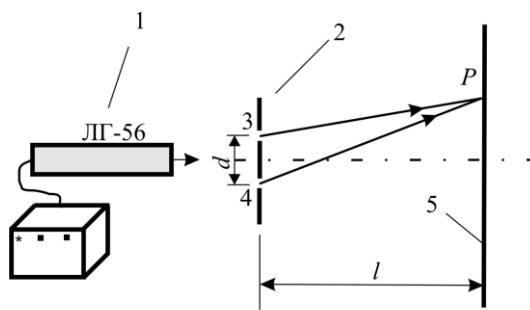


Рис. 1

Для того щоб спостерігати дифракцію Фраунгофера в даній схемі необхідно, щоб відстань l від щілин 3 і 4 до екрана 5 була значно більшою ширини a щілин і відстані d між двома щілинами.

Відомо, що в межах кута $\pm \varphi_k$ дифракції, який задовільняє умову головних мінімумів, може вкладатися декілька головних максимумів.

Якщо виконується співвідношення

$$\frac{d}{a} = \frac{m}{k} = n, \quad (1)$$

(де n – ціле число, k – порядок головного мінімуму, m – порядок головного максимуму), то головні максимуми m – го порядку збігаються з головними мінімумами k – порядку і будуть погашені (для прикладу див. рис. 2.13). Відповідно між головними мінімумами ± 1 – го порядку вкладається $2n-1$ головних максимумів.

З умови головних дифракційних мінімумів

$$a \sin \varphi = k\lambda, \quad (k=1,2,3,\dots) \quad (3)$$

для $k=1$ отримуємо

$$a \sin \varphi_{k=1} = \lambda,$$

або з врахуванням (1)

$$\sin \varphi_{k=1} = \frac{\lambda}{a} = \frac{n\lambda}{d}. \quad (4)$$

Тоді

$$a = \frac{d}{n}. \quad (5)$$

Значення n можна розрахувати з співвідношення $2n-1=N$, де N – кількість інтерференційних максимумів на екрані між головними мінімумами першого порядку за формулою:

$$n = \frac{N+1}{2}. \quad (6)$$

Відстань між серединами головних максимумів або мінімумів називають шириною інтерференційної смуги Δx . При малих кутах φ отримаємо Δx із співвідношення $d \sin \varphi \approx d\varphi = \lambda$, звідки $\varphi = \frac{\lambda}{d}$. З другої сторони $\varphi_{k=1} = \frac{\Delta x}{l}$,

тоді

$$\Delta x = \frac{l \cdot \lambda}{d}, \quad (7)$$

Для довжини хвилі λ отримаємо

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta x}{l} \quad (8)$$

Формули (7) і (8) можна застосовувати для невеликих порядків k .

Загальний вигляд лабораторної установки наведено на рис. 2.

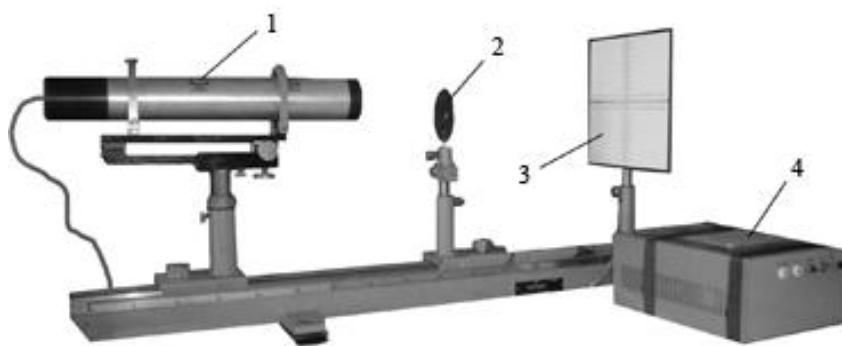


Рис. 2

1 – лазер; 2 –тримач зі щілинами; 3 – екран; 4 – блок живлення лазера.

Всі деталі установки розміщаються в рейтерах. Пластини зі щілинами встановлюються в тримач, який містить пристрій, що дозволяє регулювати і встановлювати пластини відносно світлового променя. На оптичній лаві закріплена масштабна лінійка довжиною 1м з ціною поділки 1мм.

До лабораторної роботи додаються числові значення d і b пластини.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Визначити ширину (a) щілин за даними значенням відстані (d) між двома щілинами

Для цього:

1. Вставити пластину з щілинами в тримач 2. **УВАГА! Не торкатись пальцями поверхні пластини.**
2. Увімкнути блок живлення 4 лазера 1 в мережу 220 В і після ~ 5 хв прогріву лазера натиснути кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
3. Встановити рейтер з тримачем пластини на такій відстані від вихідного вікна лазера 1, щоб світловий пучок повністю перекривав дві щілини за ширину і був направлений перпендикулярно до пластини. Екран 3 розмістити на краю оптичної лави.
4. Користуючись мікрогвинтом тримача домогтися найкращого зображення дифракційної картини на екрані 3.
5. Полічити видиму кількість N дифракційних максимумів на екрані. Визначити значення ширини a щілин за формулою (5), використовуючи відоме значення відстані d між щілинами і знайдене значення n .
6. Порівняти отримане значення a з даним.

ЗАВДАННЯ 2. Визначити довжину λ хвилі випромінювання лазера за допомогою двох щілин з відомою відстанню (d) між ними

Розділ I. Геометрична оптика

1. Визначити ширину інтерференційної смуги Δx . Для цього виміряти за допомогою шкали на екрані довжину всієї дифракційної картини і поділити цю довжину на кількість N максимумів.
2. Визначити за допомогою масштабної лінійки відстань l від щілин до екрана.
3. Знаючи d , Δx і l обчислити λ за формулою (8).
4. Порівняти отримане значення λ з табличними даними.

ЗАВДАННЯ 3. Порівняти дифракційну картину, отриману на одній щілині з дифракційною

картиною на двох щілинах

1. З екрана 5 перенести в робочий зошит розміщення дифракційних максимумів уздовж шкали при дифракції на двох щілинах.
2. Користуючись мікрогвинтом тримача, перемістити пластинку з щілинами так, щоб промінь лазера попадав на одну щілину, яка нанесена на тій же пластинці окремо.
3. Перенести в робочий зошит розміщення дифракційних максимумів уздовж шкали екрана при дифракції на одній щілині.
4. Порівняйте дифракційні картини. Дати їм коротке пояснення.

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла?
2. Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
3. При якій умові будуть спостерігатися дифракційні максимуми і мінімуми у випадку дифракції Фраунгофера на двох щілинах?
4. Як розподіляється інтенсивність світла по дифракційним максимумам при дифракції Фраунгофера на двох щілинах?

2.5. Лабораторна робота № 31

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНІ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

Мета роботи

Дослідження явища дифракції світла на дифракційній гратці та знаходження довжини світлової хвилі

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища дифракції світла (§2.2.1), принципи Гюйгенса і Гюйгенса–Френеля (§2.2.1), вміти описати дифракцію Фраунгофера на дифракційній гратці (§2.2.5)

Прилади і обладнання

Джерело світла, екран з двома щілинами, одновимірна дифракційна гратка, світлофільтри

Теоретичні відомості та опис установки

Одна з умов одержання дифракційного спектру від дифракційної гратки є використання збиральної лінзи. Її роль може відігравати і кришталік ока, який збирає на своїй сітківці паралельні пучки променів, одержані внаслідок дифракції.

Якщо на шляху променів від джерела світла до дифракційної гратки розмістити екран з щілиною, то oko бачитиме дифракційний спектр у площині екрана. При цьому, кут між напрямком зору на нульовий максимум і максимумом довільного порядку m дорівнює куту φ дифракції, який забезпечує умову

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda; \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1)$$

Звідси

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}. \quad (2)$$

З аналізу останнього співвідношення випливає, що різним довжинам хвиль у максимумі одного порядку відповідають різні значення кута φ дифракції. Тому на екрані максимуми даного порядку m для різних довжин λ хвиль випромінювання просторово розділені. Крім цього, вираз (2) дозволяє знаходити довжину хвилі за відомими значеннями $\sin \varphi$ і m . Якщо прийняти, що x – відстань між максимумами m – го порядку, які знаходяться по обидва боки від нульового максимуму, а l – відстань між екраном та дифракційною граткою ($x \ll l$), то для визначення $\sin \varphi$ використовують умову:

$$\sin \varphi \approx \operatorname{tg} \varphi \approx \frac{x}{2l}. \quad (3)$$

Тоді довжина світлої хвилі λ може бути визначена таким чином:

$$\lambda = \frac{xd}{2lm}. \quad (4)$$

У даній лабораторній роботі в якості джерела світла використовується екран з двома щілинами. Щілини вирізані таким чином, що дифракційні картини від них знаходяться одна над одною. Відстань між щілинами по горизонталі дорівнює x . Так як відстані між сусідніми максимумами в дифракційному спектрі при зданому значенні λ є однаковими, то x і буде визначати відстань між вибраними максимумами m -го порядку (рис. 1).

Пересуванням решітки вздовж оптичної лави можна досягти збігання спектрів першого, другого та інших порядків від обох щілин.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач в мережу 220 В.
2. Розмістити дифракційну гратку в рейтери.
3. Виміряти відстань x між щілинами на екрані.
4. Пересуванням дифракційної гратки вздовж оптичної лави досягти збігання червоних смуг спектрів першого порядку від обох щілин. Виміряти відстань l_1 від дифракційної гратки до екрана.
5. Обчислити довжину хвилі λ_1 для червоних смуг спектрів першого порядку (стало дифракційної гратки $d = 1 \cdot 10^{-5} \text{ м}$) за формулою (4).
6. Пересуванням дифракційної гратки досягти збігання червоних смуг спектрів другого порядку та виміряти l_2 .

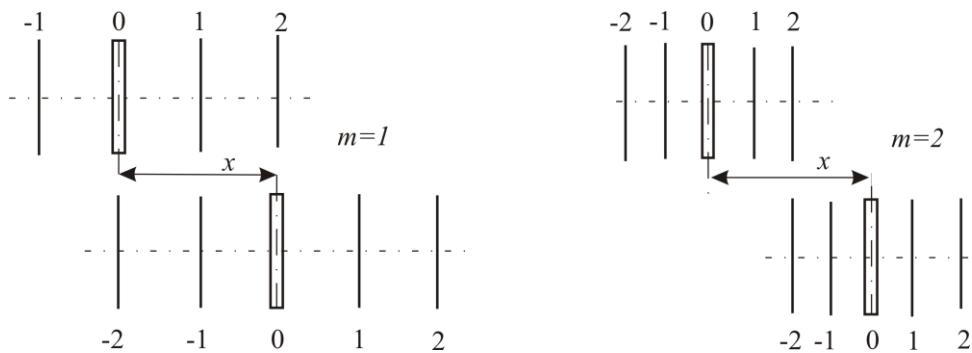


Рис. 1

7. Обчислити λ_2 для червоних смуг спектрів другого порядку.
8. Обчислити середнє значення довжини λ хвилі для червоної ділянки спектру.
9. Повторити досліди для зелених і фіолетових смуг у спектрах першого та другого порядків і розрахувати відповідні значення довжин хвиль.
10. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

Розділ I. Геометрична оптика

Кольори смуг	$x, \text{м}$	$l_1, \text{м}$	$\lambda_1, \text{м}$	$l_2, \text{м}$	$\lambda_2, \text{м}$	$\lambda_{cep}, \text{м}$	$\Delta\lambda, \text{м}$	$\delta\lambda, \%$
Червоний								
Зелений								
Фіолетовий								

Контрольні запитання

1. У чому полягає дифракція світла і які умови необхідні для її спостереження?
2. Дайте визначення, що називається одновимірною дифракційною граткою?
3. Поясніть умови виникнення максимумів і мінімумів при дифракції на одновимірній гратці.
4. Як змінюється інтенсивність максимумів із зростанням їх порядку в дифракційних спектрах?
5. Чому при зменшенні сталої дифракційної гратки збільшується відстань між головними максимумами?
6. Що називається роздільною здатністю дифракційної гратки?
7. В яких оптических приладах використовується дифракційна гратка?

2.6. Лабораторна робота № 13

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНІ ХВИЛІ КОГЕРЕНТНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЛАЗЕРА

Мета роботи

Вивчити явище інтерференції і дифракції лазерного випромінювання, визначити:

- а) довжину хвилі лазерного випромінювання; б) сталу дифракційної гратки

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища дифракції світла (§2.2), вміти описати: а) інтерференційну картину у вигляді смуг однакового нахилу (§2.1.3); б) дифракцію світла на дифракційній гратці (§2.2.4), бути ознайомленим з методом визначення довжини хвилі лазерного випромінювання, в основі якого покладено явище інтерференції світла при падінні світлового променя на плоскопаралельну пластинку (§2.1.3)

Прилади і обладнання

Лазер неперервної дії (Не – Ne лазер типу ЛГ-56), мікрооб'єктив з екраном, плоскопаралельна скляна пластинка, дифракційна гратка, циркуль

Опис установки

Схематично лабораторна установка для спостереження смуг однакового нахилу і визначення довжини хвилі лазерного випромінювання наведена на рис. 1

Якщо на плоскопаралельну пластинку Π спрямувати розбіжний пучок світла, який формується мікрооб'єктивом O , то промені, відбиті від передньої і задньої граней плоскопаралельної пластинки є когерентними та інтерферують. Інтерференційна картина у вигляді концентричних кілець – смуг однакового нахилу спостерігається на екрані E .

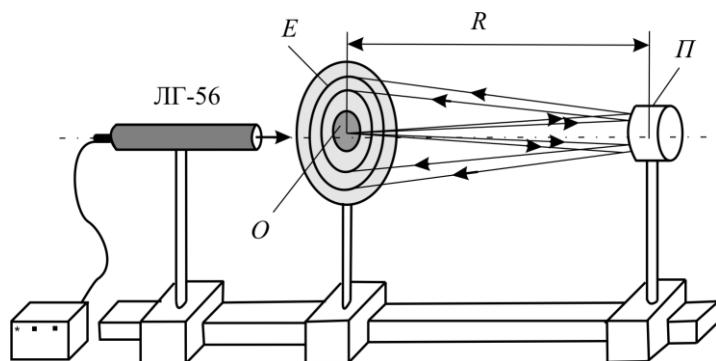


Рис. 1

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Отримання інтерференційних смуг однакового нахилу у вигляді концентричних кілець і визначення довжини хвилі лазерного випромінювання*

1. Увімкнути блок живлення лазера в мережу 220 В і після ~ 5 хв натиснути на ньому кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
 2. На відстані 0,10–0,20 м від вихідного вікна лазера встановити мікрооб'єктив O , який розміщений в центрі екрана E (рис. 1), таким чином, щоб оптичний центр мікрооб'єктива співпадав з напрямком поширення лазерного променя.
 3. На відстані 0,50–0,70 м від вихідного вікна лазера встановити плоскопаралельну скляну пластинку P .
 4. Обертаючи плоскопаралельну скляну пластинку навколо вертикальної і горизонтальної осей домогтися, щоб кут падіння променів на пластинку дорівнював нулю. На екрані E повинні з'явитися смуги однакового нахилу у вигляді концентричних кілець. Якщо необхідно, проведіть додаткове юстування мікрооб'єктива O і плоскопаралельної пластинки P .
 5. За допомогою циркуля та лінійки вимірюти радіуси 4 – 5 темних кілець ($m=1, 2, \dots, 5$).
 6. Обчислити значення r_m^2 для різних значень m .
 7. Результати вимірювань і обчислень згідно п.п. 5–6 записати в таблицю 1.
 8. Виміряти відстань R від площини екрана E до поверхні скляної пластинки P .
 9. Побудувати графік залежності $r_m^2 = f(m)$.
 10. З графіка $r_m^2 = f(m)$ для різниці Δm довільних номерів m інтерференційних кілець визначити різницю квадратів радіусів $\Delta r_{\Delta m}^2$ (див. рис. 2.5).
 11. Обчислити $\left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|$ і знайти довжину λ хвилі випромінювання лазера за формулою (2.14) (див. §2.1.3):
- $$\lambda = \frac{d}{4nR^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|.$$

Товщина плоскопаралельної пластинки $d=0,0215$ м. Показник заломлення скла прийняти рівним $n=1,5$.

12. Результати вимірювань і обчислень згідно п.п. 8–11 записати в таблицю 2.

Таблиця 1

№ кільця, m	1	2	3	4	5
$r_m, \text{мм}$					
$r_m^2, \text{мм}^2$					

Таблиця 2

№ з/п	$\left \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right , \text{м}^2$	$R, \text{м}$	$d, \text{мм}$	$\lambda, \text{нм}$	$\Delta\lambda, \text{нм}$	$\delta\lambda, \%$
1						

2						
3						
сер.						

ЗАВДАННЯ 2. Дослідження дифракції лазерного випромінювання на дифракційній гратці та визначення сталої гратки

1. Зняти з оптичної лави екран E з мікрооб'єктивом O і плоскопаралельну пластинку P .
2. На відстані 0,25–0,30 м від вихідного вікна лазера розмістити дифракційну гратку так, щоб промінь лазера проходив через її центр. Екран E встановити на відстані $l = 0,20–0,35$ м від дифракційної гратки. На екрані появиться дифракційна картина (рис. 2).
3. Виміряти відстань l від гратки до екрана та відстань r_m між нульовим і першим максимумами, нульовим і другим і т.д. максимумами.
4. Визначити сталу дифракційної гратки для значень $m=1,2,3,4$ за формулою:

$$d = \frac{m\lambda\sqrt{l^2 + r_m^2}}{r_m}.$$

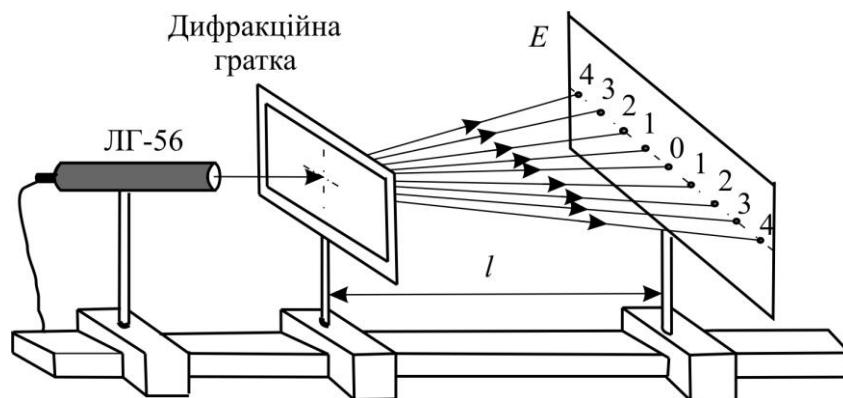


Рис. 2

5. Результати вимірювань і обчислень записати таблицю 3.
6. Розрахувати похибки знаходження товщини d плоскопаралельної пластинки.
7. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 3

№ з/п	$l, м$	$\Delta l, м$	m	$r_m, мм$	$d, мм$	$\Delta d, мм$	$\delta d, \%$
1			1				
2			2				
3			3				
4			4				
сер.			xxxx				

Контрольні запитання

Розділ I. Геометрична оптика

1. Як утворюються інтерференційні смуги однакового нахилу?
2. Що стала одновимірної дифракційної гратки?
3. Як формулюється умова максимумів і мінімумів для дифракційної картини від одновимірної дифракційної гратки?
4. Як змінюється інтенсивність максимумів із зростанням їх порядку в дифракційних спектрах?

2.7. Лабораторна робота № 7

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛЯНОЇ ПЛОСКОПАРАЛЕЛЬНОЇ ПЛАСТИНКИ ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНИМ МЕТОДОМ

Мета роботи

Ознайомитись з методом отримання інтерференційних смуг рівного нахилу, визначити показник заломлення скляної плоскопаралельної пластинки

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища інтерференції світла (§2.1.1), вміти описати інтерференційну картину у вигляді смуг однакового нахилу та бути ознайомленим з методом визначення показника заломлення середовища, в основі якого покладено явище інтерференції лазерного випромінювання при падінні світлового променя на плоскопаралельну пластинку (§2.1.3)

Прилади і обладнання

Лазер неперервної дії (He – Ne лазер типу ЛГ-56), мікрооб'єктив з екраном, плоскопаралельна пластинка, циркуль

Опис установки

Робота виконується на лабораторній установці, загальний вигляд якої наведено на рис. 1.

На оптичній лаві послідовно розташовані джерело світла – He – Ne лазер 1 типу ЛГ-56, екран 2 в центрі якого розміщено мікрооб'єктив, та плоскопаралельна скляна пластинка 3 товщиною d . Мікрооб'єктив формує конусоподібний світловий пучок, який падає на пластинку 3. Відбиваючись від її передньої та задньої граней, промені світла накладаються і утворюють на екрані інтерференційну картину у вигляді концентричних кілець – так звані смуги однакового нахилу.

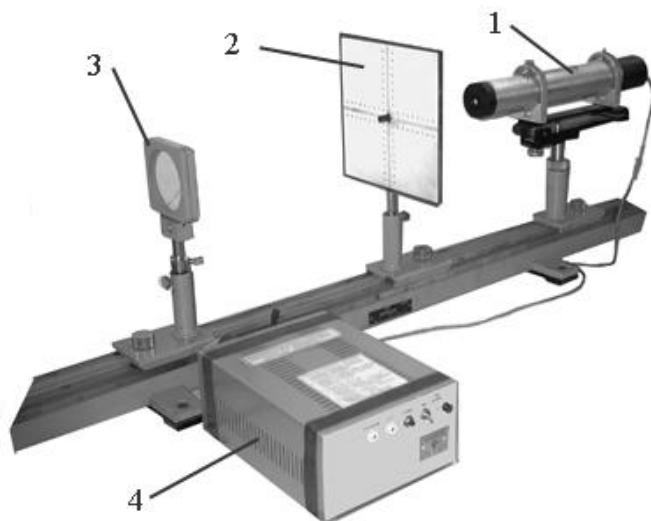


Рис. 1

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути блок 4 живлення лазера 1 в мережу 220 В і після ~ 5 хв натиснути на ньому кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
2. На відстані 0,70–0,80 м від вихідного вікна лазера встановити плоскопаралельну пластинку 3.
3. Добитися того, щоб відбитий від пластинки промінь попадав у точку його виходу з лазера, тобто, щоб кут падіння променя на пластинку дорівнював нулю.
4. На відстані 0,30 – 0,35 м від вихідного вікна лазера встановити мікрооб'єктив з екраном 2 так, щоб оптичний центр мікрооб'єктива співпадав з напрямком поширення променя лазера. При цьому, на екрані повинні спостерігатися концентричні світлі і темні кільця – смуги однакового нахилу (при необхідності провести додаткове юстування оптичної системи).
5. За допомогою циркуля визначити радіуси r_m темних кілець, для яких $m=1, 2\dots, 5$.
6. Виміряти відстань R від екрана 2 до поверхні пластинки 3.
7. Побудувати графік залежності $r_m^2 = f(m)$.
13. З графіка $r_m^2 = f(m)$ для різниці Δm довільних номерів m інтерференційних кілець визначити різницю квадратів радіусів $\Delta r_{\Delta m}^2$ (див. рис. 2.5).
8. Обчислити $\left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|$ і знайти показник заломлення n скляної пластинки за формулою (2.15) (див. §2.1.3):

$$n = \frac{d}{4\lambda R^2} \left| \frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m} \right|,$$

де d – товщина пластинки (значення d вказано на робочому місці), λ – довжина хвилі випромінювання лазера (для лазера типу ЛГ-56 $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$).

9. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1 та 2.
10. Розрахувати похибки знаходження показника заломлення n плоскопаралельної пластинки.

Таблиця 1

Розділ I. Геометрична оптика

№ кільця, m	1	2	3	4	5
$r_m \times 10^{-3}$, m					
$r_m^2 \times 10^{-3}$, m^2					

Таблиця 2

№ з/п	$\frac{\Delta r_{\Delta m}^2}{\Delta m}$, m^2	R, m	d, m	λ, nm	n	Δn	$\delta n, \%$
1							
2							
3							
сер.							

11. Проаналізувати отримані результати.

Контрольні запитання

1. Дайте визначення, що називається абсолютною і відносним показниками заломлення середовища.
2. В чому полягає суть методу визначення показника заломлення скляної пластинки в даній роботі?
3. Що називається явищем інтерференції світла? Які хвилі називаються когерентними?
4. Чи є суттєва різниця між інтерференцією світла в тонких і товстих плівках? Відповідь обґрунтуйте.
5. Як утворюється інтерференційна картина у вигляді смуг однакового нахилу?

2.8. Лабораторна робота № 3

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА

Мета роботи

Ознайомитись з явищем поляризації світла, експериментально перевірити закон Малюса і закон Брюстера

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища поляризації світла (§2.3.1), закон Малюса (§2.3.1) і закон Брюстера (§2.3.2)

Прилади і обладнання

Джерело світла, поляризатор, аналізатор, набір скляних пластин, чорне дзеркало, прилад для вимірювання інтенсивності світла

Опис установки

Експериментальна лабораторна установка (рис.1) дозволяє:

- отримати лінійно поляризоване світло за допомогою поляризатора;
- експериментально перевірити закон Малюса і закон Брюстера;
- визначати ступінь поляризації світла.

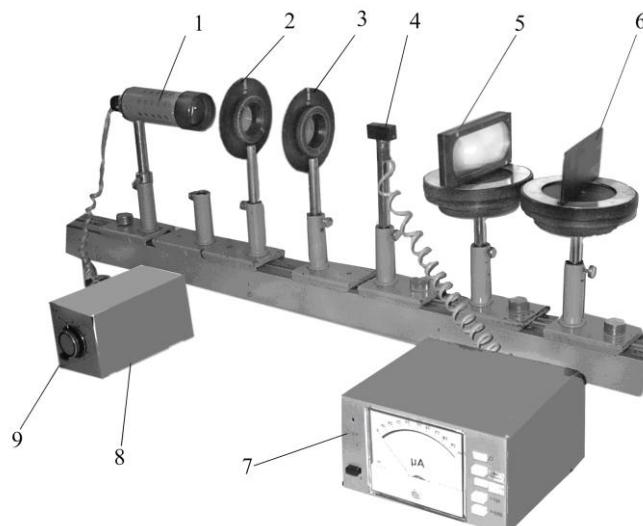


Рис. 1

1 – джерело світла; 2 – поляризатор в оправі з шкалою кутів повороту; 3 – аналізатор в оправі з шкалою кутів повороту; 4 – фотоприймач; 5 – набір скляних пластин на поворотному столику;

6 – чорне дзеркало на поворотному столику; 7 – прилад для реєстрації інтенсивності світла; 8 – блок живлення джерела світла; 9 – регулятор інтенсивності світла.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Перевірти закон Малюса*

Частина 1.

1. Скласти оптичну схему у такій послідовності: джерело світла 1, поляризатор 2, фотоприймач 3. **УВАГА! При переміщенні оптичних елементів їх слід брати обережно за нижню частину оправи.**
2. Увімкнути блок живлення 8 джерела світла в мережу 220 В і встановити регулятор інтенсивності світла 9 в середнє положення.
3. Домогтися, щоб центральна частина поляризатора 2 була максимально освітлена.
4. Обертаючи поляризатор 2 встановити його головну площину у вертикальне положення (головна площа поляризатора вказана на шкалі кутів повороту поляризатора стрілкою $\uparrow E$).
5. Під'єднати фотоприймач 4 до приладу 7, призначеного для реєстрації інтенсивності світла. Регулюючи фотоприймач 4 за висотою, домогтися максимальної освітленості його центральної частини.
6. Увімкнути прилад 7 в мережу 220 В і встановити його чутливість на діапазон “ $\times 1$ ”.
7. Регулятором 9 домогтися відхилення стрілки міліамперметра на приладі 7 приблизно на 4/5 шкали. Це значення фотоструму I_ϕ буде відповідати інтенсивності світла I_p , яке пройшло через поляризатор.

Частина 2.

1. Скласти оптичну схему в такій послідовності: джерело світла 1, поляризатор 2, аналізатор 3, фотоприймач 4.
Далі:
2. Обертаючи аналізатор 3 встановити його головну площину паралельно до головної площини поляризатора 2. Умові $\varphi = 0$, згідно закону Малюса $I_a = I_p \cos^2 \varphi$ (2.39), відповідає максимальне значення інтенсивності світла ($I_a = I_p$), що проходить через оптичну систему. Отримане при цьому значення фотоструму I_ϕ записати в таблицю 1.
3. Обертаючи далі аналізатор на кут φ , через кожні 10° від 10° до 360° записувати значення фотоструму I_ϕ в таблицю 1.
4. Побудувати графік залежності інтенсивності світла I , що пройшло через оптичну систему поляризатор–аналізатор, від кута φ між головними площинами аналізатора і поляризатора, тобто графік $I = f(\varphi)$. Вважати, що значення фотоструму I_ϕ прямо пропорційне інтенсивності світла I_p .
5. Вимкнути прилад 7 з мережі 220 В і розмістити поляризатор і аналізатор у вільні рейтери.

Таблиця 1

№ з/п	1	2	3	4	5	6	7	8	9	...	37
φ , град	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	...	360°
I_ϕ , мА										...	

ЗАВДАННЯ 2. *Перевірити закон Брюстера*

1. Встановити чорне скляне дзеркало 6 в рейттер замість поляризатора 2. **УВАГА! Дзеркало брати обережно за нижню частину поворотного столика.**
2. Повернути дзеркало на столику (**не торкаючись руками робочої частини дзеркала**) таким чином, щоб падаючий від джерела світла промінь утворював кут 57^0 з нормаллю до дзеркала. Кут падіння 57^0 відповідає куту Брюстера для межі розділу середовищ повітря – скло. Напрям нормалі виставити за допомогою міток на поворотному столику.
3. Дивлячись на дзеркало в напрямку відбитого променя, побачити зображення джерела світла. За ходом відбитого променя між дзеркалом та оком розмістити аналізатор 3. Тримаючи його в руці за металевий шток, обертати в оправі, домагаючись мінімальної освітленості зображення джерела в дзеркалі. Дослід повторити для кутів падіння 40^0 та 30^0 . Переконатися, що для кутів падіння, відмінних від кута Брюстера, відбитий промінь є частково поляризованим.
4. Визначити площину поляризації відбитого променя, користуючись відомою головною площину аналізатора ($\uparrow E$).
5. Поставити чорне дзеркало та аналізатор у вільні рейтери.

ЗАВДАННЯ 3. *Визначення ступеня поляризації світла*

1. Скласти оптичну схему у такій послідовності: джерело світла 1, набір скляних пластин 5, аналізатор 3, фотоприймач 4.
2. Увімкнути джерело світла в мережу $220\text{ }B$ (якщо воно було вимкнуте).
3. Повернути столик з набором пластин 5 так, щоб падаючий від джерела промінь утворював

№ з/п	1	2	3	4	5	6
-------	---	---	---	---	---	---

кут 57^0 (кут Брюстера) з нормаллю до пластин. Напрям нормалі виставити за допомогою міток на поворотному столику.

4. Домогтися, щоб падаючий промінь попадав по центру набору пластин, а прохідний – освітлював центральну частину аналізатора та фотоприймача.
5. Під'єднати фотоприймач до приладу 7.
6. Увімкнути прилад 7 в мережу $220\text{ }B$ і встановити його чутливість на діапазон “ $\times 1$ ”.
7. Обертаючи аналізатор навколо напрямку поширення світла визначити максимальне ($I_{\phi \max}$) та мінімальне ($I_{\phi \min}$) значення фотоструму I_ϕ , що відповідає відповідно інтенсивності світла I_{\max} і I_{\min} .
8. Розрахувати ступінь поляризації світла, що пройшло через пластини, за формулою

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \cdot 100\% .$$

9. Визначити площину поляризації світла, що проходить через пластини, користуючись відомим напрямком головної площини аналізатора ($\uparrow E$).
10. Дослід повторити для кутів падіння $\alpha = 40^0, 30^0, 20^0, 0^0$. Результати вимірювань записати в таблицю 2.
11. Вимкнути фотоприймач і джерело живлення з мережі $220\text{ }B$ та розмістити набір пластин та аналізатор у вільних рейтерах.
12. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 2

Розділ I. Геометрична оптика

$\varphi, \text{град}$	0^0	10^0	20^0	30^0	40^0	57^0
$I_{\phi \max}, \text{mA}$						
$I_{\phi \min}, \text{mA}$						
$P, \%$						

Контрольні запитання

1. Які хвилі називаються повздовжніми і поперечними?
2. В чому полягає явище поляризації світла?
3. Що таке природне світло, частково поляризоване світло, лінійно поляризоване світло?
4. Що називається площиною поляризації світла (площиною коливань)?
5. Чому дорівнює інтенсивність природного світла, яке пройшло через поляризатор?
6. Сформулюйте і обґрунтуйте закон Малюса.
7. В чому полягає фізичний зміст закону Брюстера?

2.9. Лабораторна робота № 35

ВИВЧЕННЯ ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА І ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦУКРУ В РОЗЧИНІ

Мета роботи

Ознайомитись з явищами обертання площини поляризації світла оптично активними речовинами і штучного обертання площини поляризації світла магнітним полем, а також визначити концентрацію цукру ряду розчинів

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явищ поляризації світла (§2.8) та обертання площини поляризації світла оптично прозорими речовинами (§2.10)

Прилади і обладнання

Цукрометр типу СУ-4, набір трубок з розчинами цукру різних концентрацій, соленоїд, випрямляч струму типу ВС-24М

Теоретичні відомості та опис установки

В даній лабораторній роботі для вивчення явища обертання площини поляризації світла використовується цукрометр типу СУ-4. Його оптична схема наведена на рис. 1. Світло від лампи 1 проходить через лінзу L , поляризатор 2, трубку з досліджуваним розчином 3, компенсатор 4 та аналізатор 5. Поля порівняння світлових променів спостерігають в окулярі 6 цукрометра.

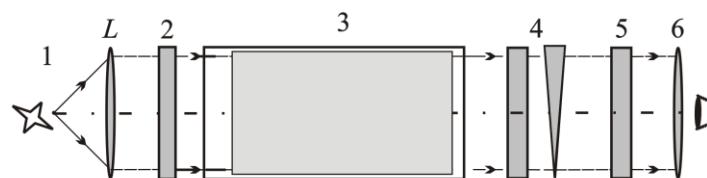


Рис. 1

Зовнішній вигляд установки наведено на рис. 2.

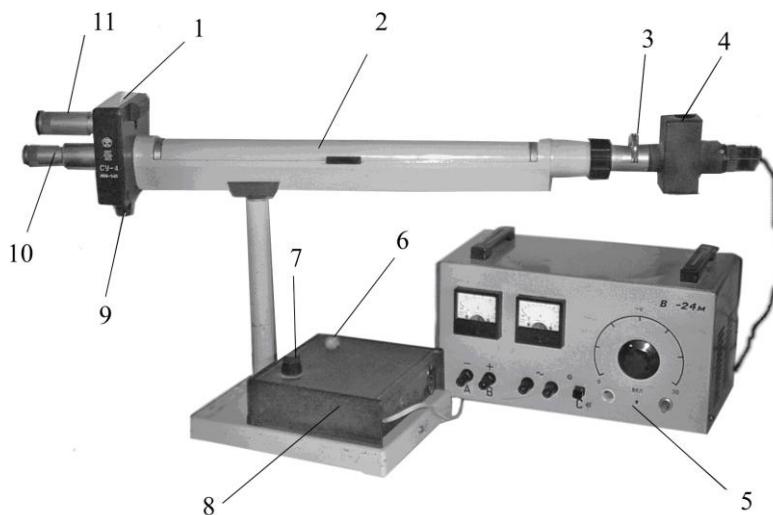


Рис. 2

1 – вимірний вузол; 2 – кюветне відділення; 3 – тримач світлофільтрів; 4 – освітлювач, в якій знаходиться лампочка, лінза і поляризатор; 5 – випрямляч ВС-24; 6 – кнопка–вимикач; 7 – регулятор яскравості освітлювача; 8 – блок живлення освітлювача; 9 – регулятор переміщення відлікової шкали і вирівнювання яскравості полів порівняння; 10 – зорова труба для спостереження полів порівняння світлових променів; 11 – зорова труба відлікової шкали.

В цукрометрі використовують міжнародну цукрову S – шкалу, за якою 100 поділкам відповідає $34,62^0$. Відлік значень кута обертання площини поляризації світла здійснюється за шкалою і ноніусом. Ціна поділки ноніуса становить $0,05^0S$. До числа градусів, відрахованих за шкалою, додають відлік за ноніусом. На рис. 2.25, а наведено положення ноніуса і шкали, що відповідає відліку “ $+11, 50^0S$ ” (нуль ноніуса розміщений правіше нуля шкали на 11 повних поділок, а в правій частині від нуля ноніуса – співпадає 50 –та поділка ноніуса з однією з поділок шкали).

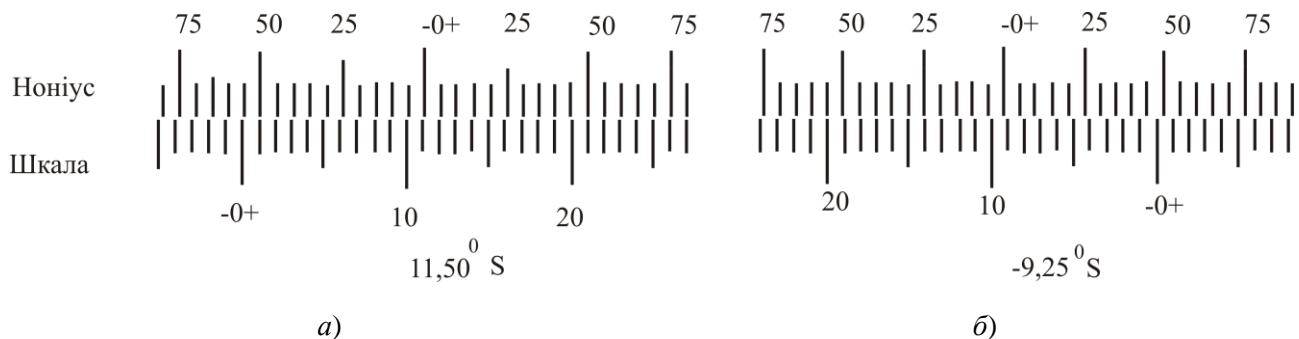


Рис. 3

На рис. 3, б наведено положення шкали і ноніуса, що відповідають відліку “ $-9,30^0S$ ” (нуль ноніуса розміщений лівіше нуля шкали на 9 повних поділок, а в лівій частині ноніуса з однією з поділок шкали співпадає його 30 –та поділка ноніуса).

Соленоїд живиться від випрямляча струму ВС-24М, на передній панелі якого розміщені регулятор струму, кнопка для замикання електричного кола, вольтметр і амперметр.

УВАГА! Всі вимірювання слід проводити при закритому кюветному відділенні цукрометра.

		Розчин №1	Розчин №2	Розчин №3

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Визначення залежності кута обертання площини поляризації світла від концентрації розчину цукру*

1. Закрити кришку кюветного відділення 2 цукрометра без розміщення в ньому кювети з розчином. Увімкнути цукрометр в мережу 220 В.
2. Сфокусувати зорову трубу 10 на виразне бачення полів порівняння.
3. Встановити оранжевий світлофільтр.
4. Зрівняти яскравості полів порівняння обертанням регулятора 9. Переконатися в тому, що встановлення полів порівняння на однакову яскравість можна здійснювати при двох положеннях регулятора 9.
5. Розмістити трубку з дистильованою водою в кюветному відділенні цукрометра і сфокусувати окуляр зорової труби 10 на чітке зображення межі розділу полів порівняння.
6. Поворотом регулятора 9 зрівняти яскравості полів і записати відповідний відлік за шкалою і ноніусом (за S – шкалою). Вимірювання виконувати не менше 3 разів. Середнє значення цих відліків дасть нульовий відлік: $\pm \bar{n}_0 = \frac{1}{k} \sum_{i=1}^3 n_{0i}$, де $k = 3$ – число відліків.
7. Дії, аналогічні до описаних в п.п. 5–6, виконати з трьома розчинами цукру, один з яких (№1) є відомої концентрації, а два інших (№ 2 і № 3) – з невідомими. В результаті вимірювань отримати середнє значення відліків n_i кута обертання площини поляризації світла для кожного із розчинів.
8. Обчислити відповідні кути $\theta_i = n_i - (\pm \bar{n}_0)$ повороту площини поляризації світла розчинами за S – шкалою і значення кутів φ_i в кутових градусах, які відповідають кутам θ_i .
9. Використовуючи значення φ_i для розчину №1 з відомою концентрацією C_1 , за формулою

$$\chi \models \frac{\varphi_1}{C_1 l} \quad (1)$$

розрахувати питому сталу χ . Довжини l трубок вказана на робочому місці.

10. Використовуючи χ і значення φ_i для розчинів № 2 і № 3 визначити концентрації C_i цих розчинів ($i = 2; 3$).
11. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п	$\pm \bar{n}_0$ ${}_0S$	n_1 , ${}_0S$	θ_i , ${}_0S$	φ_i^0	I	n_2 , ${}_0S$	θ_2 , ${}_0S$	φ_2^0	C_2 , %	n_3 , ${}_0S$	θ_3 , ${}_0S$	φ_3^0	C_3 , %
1													
2													
3													
sep.													

ЗАВДАННЯ 2. Вивчення обертання площини поляризації світла під дією магнітного поля

1. Розмістити в кюветному відділенні цукрометра соленоїд, всередині якого розміщена трубка з дистильованою водою, і під'єднати його до клем A і B випрямляча струму BC-24М.
2. Регулятором 9 зрівняти яскравості полів порівняння в окулярі зорової трубы 10. Знайти нульовий відлік $\pm \bar{n}_0$ згідно п.п. 6 ЗАВДАННЯ 1.
3. Повернути регулятор струму на випрямлячі в крайнє ліве положення і увімкнути випрямляч в мережу 220 В, при цьому стрілка амперметра не повинна відхилятися.
4. Тримаючи кнопку C в натиснутому стані, регулятором струму встановити силу струм в соленоїді 2 А. Зрівняти яскравості полів порівняння і визначити відлік n_1 .
5. Обчислити кут $\theta_i = n_i - (\pm \bar{n}_0)$ повороту площини поляризації світла за S – шкалою і кут φ_i в кутових градусах, який відповідає куту θ_i повороту площини поляризації світла, для $i=1$.
6. Змінюючи силу струму через 2 А, виконати вимірювання кутів φ_i ($i=2,3,4\dots 7$) повороту площини поляризації світла аналогічні п.п. 4–5.
7. В залежності від того, в яку сторону зміщується нуль ноніуса, зробити висновок про праве чи ліве обертання площини поляризації світла.
8. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 2.

УВАГА! Для запобігання перегріву випрямляча, вимірювання слід здійснювати при включені кнопки C з інтервалом часу $\Delta t = 2$ хв.

Таблиця 2

№/п	$\pm \bar{n}_0$, S	I , A	n_i , S	$\theta_i = n_i - (\pm \bar{n}_0)$, S	φ_i , кут. хв	V, кут. хв/A
1		2				
2		3				
...		...				
7		6				

9. Побудувати графік залежності $\varphi = f(I)$ кута повороту площини поляризації φ від сили струму I , що проходить через соленоїд. З графіка визначити $\Delta\varphi$ і ΔI , і за формулою (2.34)

$$V = \frac{1}{N} \cdot \frac{\Delta\varphi}{\Delta I}$$

розрахувати сталу Верде. Число витків соленоїда N вказане на робочому місці.

Контрольні запитання

1. Яке світло називається поляризованим? Наведіть методи одержання поляризованого світла.
2. Яка відмінність між лінійно поляризованим і природним світлом?
3. Дайте визначення площини поляризації лінійно поляризованого світла.
4. Який оптичний прилад називають поляризатором? (аналізатором)?
5. Поясніть принцип дії цукрометра СУ – 4.
6. Які речовини називають оптично активними?
7. Що таке питома стала обертання і від яких фізичних величин вона залежить?
8. Чому при роботі з цукрометром необхідно застосовувати світлофільтри?
9. Які причини повертання площини поляризації світла речовинами в магнітному полі?

2.10. Лабораторна робота № 23

ВИВЧЕННЯ ДИСПЕРСІЙНОЇ СПЕКТРАЛЬНОЇ ПРИЗМИ

Мета роботи

Визначення показників заломлення речовини спектральної призми та оцінка її дисперсійних характеристик

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати закони геометричної оптики (§1.1.1), бути ознайомленим явищем дисперсії світла на прикладі спектральної призми (§2.5)

Прилади і матеріали

Гоніометр Г5М, тригранна скляна призма, плоскопаралельна пластинка, ртутна лампа

Опис установки

Дана лабораторна робота виконується на гоніометрі типу Г5М (рис. 1).

Гоніометр Г5М складається з таких *основних* частин: коліматора 1, суміщеного з ртутною лампою, яка захищена металевим кожухом 2, поворотного столика 3, зорової труби 4 та основи гоніометра 5. На поворотному столику 3 розміщають досліджуваний об'єкт.

Коліматор призначений для одержання паралельного пучка променів. Основними оптичними елементами коліматора є об'єктив 6 і вхідна щілина (в гоніометрі Г5М щілина є закритою кожухом ртутної лампи).

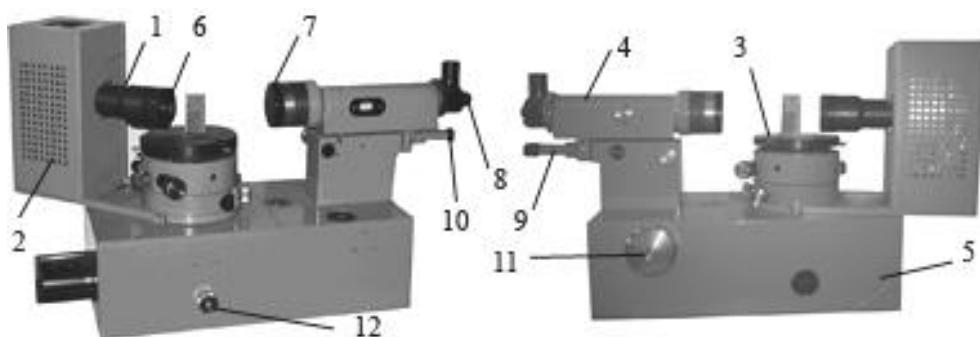


Рис. 1

1 – коліматор; 2 – ртутна лампа в металевому кожусі; 3 – поворотний столик; 4 – зорова труба.

5 – основа гоніометра; 6 – об'єктив коліматора; 7 – об'єктив зорової трубы; 8 – окуляр зорової трубы; 9 – відліковий мікроскоп; 10 – окуляр відлікового мікроскопа; 11 – маховичок відлікового мікроскопа; 12 – маховичок для повороту лімба.

Зорова труба 4 складається з об'єктива 7 і окуляра 8. Об'єктиви коліматора і зорової труби за конструкції є однаковими. Оптична схема окуляра 8 зорової труби наведена на рис.2,а. Світло від лампи L проходить через захисну пластинку P і попадає на автоколімаційну сітку A , яка має дві взаємно перпендикулярні щілини (рис. 2,б), а далі – на дві призми P . На гіпотенузній грани призм нанесено напівпрозорий шар з коефіцієнтом відбивання ~50%. Якщо дивитися в зорову трубу з боку столика гоніометра, то можна побачити хрестовидну мітку, що світиться.

При юстуванні гоніометра на предметному столику 3 розміщають предмет з відбиваючою плоскою поверхнею. Після відбивання від плоскої поверхні предмета пучок променів повертається назад в зорову трубу 4. В цьому випадку світле перехрестя можна побачити через окуляр зорової трубы. В окулярі є сітка C , на якій зображене відлікове перехрестя (рис. 2,в). Через окулярні лінзи O треба розглядати співставленні зображення двох перехресть. Чіткість спостережуваного зображення відлікового перехрестя регулюється обертанням оправи окуляра.

В середній частині основи 5 гоніометра розташований поворотний столик 3 з відліковим пристроєм – **лімбом**. Лімб освітлюється лампою, яка розміщена в основі гоніометра. Для зручності проведення вимірювань в гоніометрі передбачена можливість *повертання лімба відносно столика* за допомогою маховичка 12. Це робиться у випадку проведення вимірювань на різних ділянках лімба. Крім цього, *повертання лімба разом зі столиком* 3 можна робити грубо (від руки) і точно – за допомогою з мікрометричного гвинта, закріплена на корпусі поворотного столика. Також конструкція гоніометра передбачає *повертання столика при нерухомому лімбі*. Нахил предметного столика можна регулювати в двох площинах за допомогою регулювальних гвинтів.

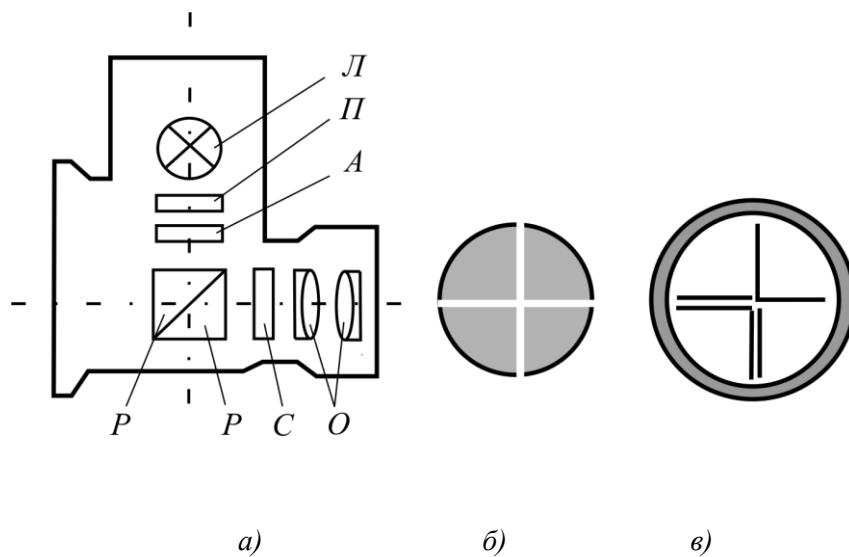


Рис. 2

Щоб зняти відлік значення кута за лімбом, потрібно за допомогою оптичного мікрометра зорової трубы точно сумістити між собою зображення нижніх і верхніх штрихів лімба, які можна спостерігати в лівому вікні окуляра відлікового мікроскопа (рис.3), причому одне зображення пряме, а друге – обернене.

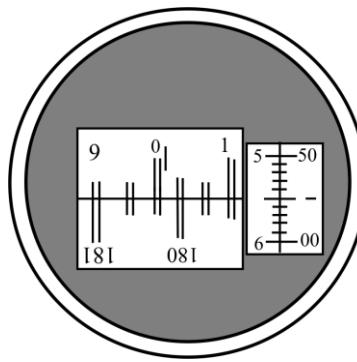


Рис. 3

Число градусів буде дорівнювати видимій найближчій лівій від вертикального індексу цифрі. **Число десятків хвилин** дорівнює числу інтервалів, обмежених верхнім штрихом, який відповідає числу відрахованих градусів і нижнім оцифрованим штрихом, який відрізняється від верхнього на 180^0 . **Число одиниць хвилин** відраховується за шкалою мікрометра (ноніусом) в правому вікні за лівим рядом чисел, а **число десятків секунд** – за правим рядом чисел. **Число одиниць секунд** дорівнює числу поділок, які знаходяться поміж штрихами, що відповідають відліку десятків секунд і нерухомому горизонтальному індексу. Положення, що показане на рис.3 відповідає відліку $0^015'55''$. Точність відліку кутів гоніометром Г5М становить не більше $5''$.

Для вимірювання призм різних розмірів гоніометр комплектується набором кілець, за допомогою яких можна змінювати висоту столика таким чином, щоб середина призми була розташована на одній висоті з оптичною віссю об'єктивами (приблизно).

Послідовність виконання роботи

Для визначення заломлюючого кута скляної призми і оцінки її дисперсійних характеристик необхідно:

1. Увімкнути ртутну лампу в мережу 220 В і перевірити установлення зорової труби 4 на “безмежність”, а коліматора – на “паралельність”. При їх правильному встановленні в окулярі 8 зорової труби одночасно видно різкі зображення щілини та вертикальної нитки окуляра зорової труби. **УВАГА! Цей пункт роботи виконується під наглядом керівника лабораторних робіт.**
2. *Визначити напрямок невідхиленого променя.* Для цього, обертаючи зорову трубу 4, сумістити вертикальну нитку окуляра 8 зорової труби із серединою зображення щілини. В цьому положенні зробити відлік α_0 за лімбом і ноnіусом.
3. Розмістити на предметному столику 3 гоніометра досліджувану призму так, щоб бісектриса її заломлюючого кута δ була приблизно перпендикулярна до осі коліматора. Обертаючи рукою столик з призмою в бік основи призми, оком відшукати зображення щілини у вигляді **жовтої смужки**, і встановити в цьому напрямку зорову трубу.
4. Повільно обертати столик з призмою за напрямком зменшення кута відхилення променя і спрямовувати зорову трубу 4 за рухомим зображенням щілини. Зафіксувати момент, коли зображення щілини зупиниться і почне рухатися в протилежному напрямку при незмінному напрямку обертання столика. Це положення столика і зорової труби відповідає **куту найменшого відхилення** φ_{\min} .

Розділ I. Геометрична оптика

5. Закріпiti столик i сумiстити вертикальну нитку зорової труби зi серединою зображення щiлини. За лiмбом i нонiусом зробити вiдлiк α_1 .
6. Повторити вимiрювання згiдно п.п. 3–5 для всiх видимих лiнiй спектру i зробити вiдлiки $\alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_5$. Результати вимiрювань записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п	1	2	3	$\alpha_{cep.}$	φ_{min}	n	δn	v	$\beta_{\text{ж}}$	β_{ϕ}
α_0				xxxx	xxxx	xxxx				
α_1										
...										
α_5										

7. Обчислити для кожної спектральної лiнiї значення кутiв найменшого вiдхилення φ_{min} як рiзницю мiж вiдлiками α_0 та α_i ($i=2,3,4\dots$).
8. Розрахувати показники заломлення для всiх лiнiй видимого спектру за формулою (2.37):

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1} = \frac{\sin\left(\frac{\varphi_{min} + \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\delta\right)}. \quad (1)$$

9. За отриманими значеннями показника заломлення побудувати графiк залежностi $n = f(\lambda)$.
10. Обчислити середню дисперсiю δn за формулою:

$$\delta n = n_F - n_C, \quad (2)$$

де n_F i n_C – показники заломлення для голубої i червоної лiнiй водню ($\lambda_F = 486,1 \text{ нм}$, $\lambda_C = 656,3 \text{ нм}$). Значення n_F i n_C знайти з графiка $n = f(\lambda)$, одержаного в п.9.

11. Обчислити коефiцiєнт v середньої дисперсiї (число Аббе) призми за формулою:

$$v = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \quad (3)$$

де n_D – показник заломлення для жовтої лiнiї натрiю ($\lambda_D = 589,3 \text{ нм}$).

12. Користуючись графiком залежностi $n = f(\lambda)$ i формулою

$$\beta = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (4)$$

визначити значення кутової дисперсiї β для жовтої та фiолетової областi спектра.

Для скла гатунку ТФ-5:

$$\frac{dn}{d\lambda} = 3200 \text{ cm}^{-1} \text{ у фіолетовій частині спектра}; \quad \frac{dn}{d\lambda} = 1170 \text{ cm}^{-1} \text{ у жовтій частині спектра.}$$

13. Результати обчислень записати в таблицю 1.

Контрольні запитання

1. Що таке дисперсія світла? Які види дисперсії ви знаєте?
2. Які дисперсійні характеристики призми?
3. Вкажіть застосування явища дисперсії.
4. Сформулюйте закон заломлення світла на межі розділу двох прозорих середовищ.
5. Яке фізичне значення показника заломлення речовини?
6. Опишіть, з яких основних частин складається гоніометр Г5М?

РОЗДІЛ III. КВАНТОВА ПРИРОДА ВИПРОМІНЮВАННЯ

§3.1. Теплове випромінювання. Абсолютно чорне тіло. Закон Кірхгофа

Тіла, які мають температуру $T > 0K$ випромінюють електромагнітні хвилі в певному інтервалі довжин хвиль (частот). Наприклад, тверді тіла нагріті до досить високої температури набувають здатності світитися, випромінюючи біле світло, яке має суцільний спектр довжин хвиль. Із зниженням температури тіла зменшується інтенсивність його випромінювання, а у спектрі переважають довгі хвилі (червоні та інфрачервоні).

Свічення тіл, зумовлене нагріванням, називається **тепловим (температурним) випромінюванням**.

Теплове випромінювання є найпоширенішим у природі. Воно здійснюється за рахунок енергії теплового руху атомів і молекул речовини, тобто за рахунок внутрішньої енергії.

Досліди показують, що **єдиним видом випромінювання, яке може знаходитися в рівновазі з випромінюючими тілами, є теплове випромінювання**.

Здатність теплового випромінювання знаходитьсь в рівновазі з випромінюючими тілами зумовлена тим, що його інтенсивність зростає при підвищенні температури. Порушення рівноваги в системі тіло – випромінювання викликає виникнення процесів, що відновлюють рівновагу. Рівноважне випромінювання однорідне і неполяризоване.

Будь-яке випромінювання характеризується об'ємною густинорою спектральною густиною енергії випромінювання.

Об'ємна густина w енергії випромінювання дорівнює сумарній енергії одиниці об'єму електромагнітних хвиль в усьому діапазоні можливих частот $0 \leq \nu \leq \infty$. Спектральна густина енергії випромінювання дорівнює енергії одиниці об'єму електромагнітних хвиль вузького інтервалу частот $\nu, \nu + d\nu$ або інтервалу довжин хвиль $\lambda, \lambda + d\lambda$.

Для рівноважного випромінювання спектральна густина енергії є функцією частоти і температури – $\rho_{\nu,T}$ або функцією довжини хвилі і температури – $\rho_{\lambda,T}$.

Об'ємна густина енергії рівноважного випромінювання є універсальною функцією тільки температури і визначається інтегруванням функції $\rho_{\nu,T}$ або $\rho_{\lambda,T}$ в усьому інтервалі частот або довжин хвиль:

$$w = \int_0^{\infty} \rho_{\nu,T} d\nu = \int_0^{\infty} \rho_{\lambda,T} d\lambda. \quad (3.1)$$

Введемо поняття, які характеризують теплове випромінювання і поглинання тіл.

Кількість енергії, що випромінюється з одиниці поверхні тіла за одну секунду в усьому діапазоні можливих частот $0 \leq \nu \leq \infty$, і в усіх напрямках називається інтегральною випромінювальною здатністю R_T , або енергетичною світністю тіла.

Дослідження показують, що енергія випромінювання розподіляється між всіма частотами хвиль, які випромінюються нагрітим тілом.

Потужність випромінювання з одиниці площи поверхні тіла в одиничному інтервалі частот називається спектральною випромінювальною здатністю тіла:

$$r_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^6}{d\nu}, \quad (3.2)$$

де $dW_{\nu,\nu+d\nu}^6$ – енергія електромагнітного випромінювання, що випромінюється за одиницю часу з одиниці площи поверхні тіла в інтервалі частот від ν до $\nu + d\nu$.

Випромінювальна здатність $r_{\nu,T}$ може бути представлена і як функція довжини хвилі. Тоді ділянці спектра $d\nu$ буде відповідати інтервал довжин хвиль $d\lambda$:

$$d\lambda = \frac{\lambda^2}{c} d\nu.$$

Інтегральна випромінювальна здатність R_T тіла зв'язана з спектральною випромінювальною здатністю $r_{\nu,T}$ співвідношенням:

$$R_T = \int_0^{\infty} r_{\nu,T} d\nu. \quad (3.3)$$

Всі тіла тією чи іншою мірою поглинають енергію електромагнітних хвиль, якіпадають на них.

Поглинальна здатність тіла A_T дорівнює відношенню енергії, що погинається тілом за одиницю часу одиницею площини, до енергії, що падає на тіло при даній температурі.

Спектральна поглинальна здатність $a_{\nu,T}$ тіла показує, яка частина енергії $dW_{\nu,\nu+d\nu}$, що доставляється за одиницю часу на одиницю поверхні тіла в діапазоні частот хвиль від ν до $\nu+d\nu$, погинається тілом:

$$a_{\nu,T} = \frac{dW_{\nu,\nu+d\nu}^n}{dW_{\nu,\nu+d\nu}}. \quad (3.4)$$

Спектральна поглинальна здатність $a_{\nu,T}$ – величина безрозмірна.

Тіло, яке здатне поглинати повністю при будь-якій температурі всю енергію електромагнітних хвиль, які падають на нього, незалежно від їх частоти (довжини хвилі), називається **абсолютно чорним**.

Спектральна поглинальна здатність абсолютно чорного тіла $a_{\nu,T} = 1$ для всіх частот і температур.

Випромінювальну здатність абсолютно чорного тіла позначимо $r_{\nu,T}^*$. Вона залежить тільки від частоти ν і абсолютної температури тіла T .

Поряд з поняттям абсолютно чорного тіла використовують поняття **сірого тіла** – тіла, спектральна поглинальна здатність якого менша від одиниці, але однакова для всіх частот і залежить лише від температури, матеріалу і стану поверхні тіла:

$$a_{\nu,T}^c = \text{const} < 1.$$

Кірхгоф, спираючись на закони термодинаміки й аналізуючи умови рівноважного випромінювання в ізольованій системі тіл, встановив кількісний зв'язок між випромінювальною здатністю тіла і його поглинальною здатністю.

Закон Кірхгофа: відношення випромінювальної здатності $r_{\nu,T}$ тіла до його поглинальної здатності $a_{\nu,T}$ не залежить від матеріалу тіла; воно є для всіх тіл універсальною функцією частоти ν і температури T .

$$\frac{r_{\nu,T}}{a_{\nu,T}} = r_{\nu,T}^*. \quad (3.5)$$

Для абсолютно чорного тіла $a_{\nu,T} = 1$, тому $r_{\nu,T}^* = r_{\nu,T}$, тобто універсальна функція Кірхгофа $r_{\nu,T}^*$, є не що інше, як випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла.

Для довільного тіла $a_{\nu,T} < 1$ і тому в довільній області спектра $r_{\nu,T}^* < r_{\nu,T}$. Якщо тіло не поглинає електромагнітні хвилі якоїсь частоти, то воно їх і не випромінює, оскільки при $a_{\nu,T} = 0$, $r_{\nu,T} = 0$.

Використовуючи закон Кірхгофа, виразу для інтегральної випромінювальної здатності R_T можна надати вигляду:

$$R_T = \int_0^{\infty} a_{\nu,T} r_{\nu,T}^* d\nu.$$

Для сірого тіла

$$R_T^c = a_{V,T}^c \int_0^\infty r_{V,T}^* d\nu = a_{V,T}^c R_T^*,$$

де $R_T^* = \int_0^\infty r_{V,T}^* d\nu$ – інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла, яке залежить лише від абсолютної температури T .

§3.2. Закон Стефана–Больцмана. Закон Віна.

У 1884 р. Л. Больцман, застосувавши термодинамічний метод для дослідження рівноважного теплового випромінювання всередині замкненої порожнини, теоретично показав, що: *інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого степеня його абсолютної температури:*

$$R_T^* = \sigma T^4. \quad (3.6)$$

Цей закон називають **законом Стефана–Больцмана**. Коефіцієнт пропорційності σ – стала Стефана–Больцмана. Внаслідок численних експериментів знайдено, що $\sigma = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Bm}{m^2 K^4}$.

Енергія, яка випромінюється за час t абсолютно чорним тілом з поверхні S при температурі T , дорівнює:

$$W = \sigma T^4 S t. \quad (3.7)$$

Якщо абсолютно чорне тіло оточене середовищем, яке має температуру T_0 , то таке тіло буде поглинати енергію, що випромінюється середовищем. В цьому випадку різниця між енергіями, що випромінюється і поглинається абсолютно чорним тілом приблизно виражається формулою:

$$U = \sigma \left(T^4 - T_0^4 \right). \quad (3.8)$$

До реальних тіл закон Стефана–Больцмана не застосовний, оскільки спостереження показують більш складну залежність R_T від температури, а також від форми тіла і стану його поверхні.

Використовуючи закони термодинаміки і електродинаміки, В.Він у 1893 р. встановив характер залежності випромінювальної здатності $r_{V,T}^*$ абсолютно чорного тіла від частоти і температури:

$$r_{V,T}^* = \nu^3 f\left(\frac{\nu}{T}\right), \quad (3.9)$$

де $f\left(\frac{\nu}{T}\right)$ – функція, яка виражає відношення частоти випромінювання абсолютно чорного тіла до його температури.

Із закону Віна можна знайти залежність частоти ν_{\max} , що відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності $r_{V,T}^*$ абсолютно чорного тіла, від температури T . А саме

$$\frac{\nu_{\max}}{T} = b_1, \quad (3.10)$$

де b_1 – стала величина – стала Віна.

Рівняння $\nu_{\max} = b_1 T$ виражає **закон зміщення Віна**: частота, яка відповідає максимальному значенню випромінювальної здатності $r_{V,T}^*$ абсолютно чорного тіла, прямо пропорційна до його абсолютної температури.

Закон зміщення Віна можна записати в деяко іншій формі, розглядаючи максимум випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла $r_{V,T}^*$, віднесеного до інтервалу $d\lambda$ довжин хвиль (у вакуумі): довжина хвилі λ_{\max} , яка відповідає максимальному значенню випромінювальної

здатності $r_{\lambda,T}^*$ абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна до його температури:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (3.11)$$

де b – стала Віна, $b = 2,898 \cdot 10^{-3} K \cdot m$.

Із закону Віна видно, що при зниженні температури абсолютно чорного тіла максимум енергії його випромінювання зміщується в область більших довжин хвиль.

Значення максимуму випромінювальної здатності $r_{\lambda,T}^*$ абсолютно чорного тіла пропорційне до п'ятого степеня його абсолютної температури:

$$r_{\lambda,T}^* = b_2 T^5, \quad (3.12)$$

де $b_2 = 1,29 \cdot 10^{-5} \frac{Bm}{m^3 K^5}$.

§3.3. Квантова гіпотеза. Формула Планка

В 1900 р. М.Планк вперше знайшов правильний вираз для функції Кірхгофа і обґрунтував спектральні закономірності випромінювання абсолютно чорного тіла.

В своїх розрахунках Планк вибрав найпростішу модель випромінювальної системи у вигляді сукупності лінійних гармонічних осциляторів (електричних диполів) з найрізноманітнішими частотами ν . Як показав Планк, випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \langle \varepsilon_\nu \rangle,$$

де $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ – середнє значення енергії осцилятора з власною частотою ν .

Правильний вираз для середньої енергії осцилятора $\langle \varepsilon_\nu \rangle$, а, отже, і функції Кірхгофа вдалось знайти Планку введенням **квантової гіпотези**, яка зовсім не притаманна класичній фізиці. У класичній фізиці припускається, що енергія будь-якої системи може змінюватись неперервно, набираючи будь-яких, як завгодно близьких значень.

За квантовою гіпотезою Планка енергія ε_ν осцилятора може набувати тільки певних дискретних значень, які дорівнюють цілому числу елементарних порцій – квантів енергії ε_{ν_0} :

$$\varepsilon_\nu = n\varepsilon_{\nu_0}, \quad n = 0, 1, 2, \dots. \quad (3.13)$$

Тобто, згідно з гіпотезою Планка атоми і молекули випромінюють енергію окремими порціями, або квантами, величина яких $\varepsilon_{\nu_0} = h\nu$ ($h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$).

Вираз для $\langle \varepsilon_\nu \rangle$ Планк отримав в такому вигляді:

$$\langle \varepsilon_\nu \rangle = \frac{\varepsilon_{\nu_0}}{e^{\frac{\varepsilon_{\nu_0}}{kT}} - 1}.$$

Тому формула Планка для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла має вигляд:

$$r_{\nu,T}^* = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \frac{h\nu}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \text{ або } r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{\lambda kT}} - 1}. \quad (3.14)$$

§3.4. Зовнішній фотоефект і його закони. Рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту

Поглинання електромагнітного випромінювання речовиною часто супроводжується фотоелектричними явищами. До них відносяться:

- 1) **зовнішній фотоефект** – виривання електронів з речовини під дією світла;
- 2) **внутрішній фотоефект**, при якому відбувається лише збільшення кількості вільних електронів всередині речовини, але вони не виходять назовні;
- 3) **фотогальванічний ефект**, при якому на границі поділу напівпровідника і металу або на границі поділу двох напівпровідників під впливом опромінювання виникає електрорушійна сила (за відсутності зовнішнього електричного поля);
- 4) **фотоефект в газоподібному середовищі**, який полягає у фотоіонізації окремих молекул або атомів.

Зовнішній фотоефект спостерігається у твердих тілах, а також у газах.

Фотоефект відкрив у 1887 р. Г.Герц, а перші фундаментальні дослідження фотоефекту виконані О.Т. Столетовим. У 1898 р. Леонард і Томсон методом відхилення зарядів у електричному і магнітному полях визначили питомий заряд $\frac{e}{m}$ частинок, що вириваються світлом з катода, довівши, що ці частинки є електронами.

Дослідами встановлено такі основні **закони зовнішнього фотоефекту**:

- I. *При фіксованій частоті v падаючого світла кількість фотоелектронів, що вириваються з катода за одиницю часу, пропорційне до інтенсивності світла (сила фотоструму насичення пропорційна до енергетичної освітленості E катода) (рис. 3.1).*
- II. *Максимальна початкова швидкість v_{\max} фотоелектронів визначається лише частотою v світла і не залежить від його інтенсивності. Величина v_{\max} зростає із збільшенням частоти v .*
- III. *Для кожної речовини існує „червона межа“ фотоефекту, тобто максимальна довжина хвилі λ_{\max} , при якій спостерігається фотоефект. Величина λ_{\max} залежить від хімічної природи тіла і стану його поверхні.*

А. Ейнштейн в 1905 р. показав, що явище фотоефекту і його закономірності можуть бути пояснені на основі запропонованої ним квантової теорії фотоефекту.

Згідно з Ейнштейном, світло частотою v не лише випромінюється, але і поширюється в просторі і поглинається речовиною окремими порціями, енергія яких $\varepsilon = h\nu$, де h – стала Планка. Поширення світла треба розглядати не як неперервний хвильовий процес, а як потік локалізованих у просторі дискретних світлових квантів, що рухаються зі швидкістю поширення світла у вакуумі. Ці квани отримали назву **фотонів**.

За Ейнштейном кожний фотон поглинається лише одним електроном. Тому кількість вирваних фотоелектронів повинна бути пропорційна до кількості поглинутих фотонів, тобто пропорційна до інтенсивності світла (I закон фотоефекту). Безінерційність фотоефекту пояснюється тим, що передача енергії при зіткненні фотона з електроном відбувається майже миттєво.

Енергія падаючого фотона витрачається на виконання електроном роботи виходу A з металу і на надання електрону масою m , який вилетів з металу, кінетичної енергії $\frac{mv_{\max}^2}{2}$.

За законом збереження енергії

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}. \quad (3.15)$$

Це **рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту**.

Рівняння Ейнштейна дає змогу пояснити II і III закони фотоефекту. Максимальна кінетична енергія фотоелектрона лінійно зростає із збільшенням частоти падаючого випромінювання і не

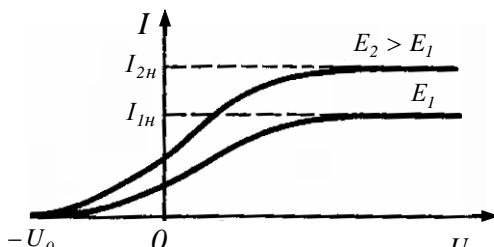


Рис. 3.1

залежить від його інтенсивності, оскільки ні робота виходу A , ні частота ν від інтенсивності світла не залежать (ІІ закон). Оскільки із зменшенням частоти світла кінетична енергія фотоелектронів зменшується, то при деякій досить малій частоті $\nu = \nu_{\min}$ кінетична енергія фотоелектронів буде дорівнювати нулю. Тому енергії кванта вистачає тільки, щоб вирвати електрон з металу. Отже,

$$h\nu_{\min} = h \frac{c}{\lambda_{\max}} = A. \quad (3.16)$$

Величина λ_{\max} залежить лише від роботи виходу електрона, тобто від хімічної природи речовини і стану її поверхні.

Якщо створити поле всередині вакуумного фотоелемента, яке затримуватиме рух електронів, тобто на катод подати „+”, а на анод „-”, то фотострум буде зменшуватись і при напрузі U_0 струм дорівнюватиме нулю (див. рис. 3.1). Ця напруга називається *затримуючою напругою*. Тоді

$$eU_0 = \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (3.17)$$

а рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту матиме вигляд

$$h\nu = A + eU_0. \quad (3.18)$$

Останнє рівняння можна записати також таким чином

$$U_0 = \frac{h}{e} \cdot \nu - \frac{A}{e}.$$

Ця формула описує графічно пряму $U_0 = f(\nu)$, яка має кут нахилу α до осі ν , причому $\tan \alpha = h/e$, а точка перетину цієї прямої з віссю U_0 дає значення A/e (рис. 3.2).

Визначаючи для двох різних частот ν_1 та ν_2 падаючого випромінювання значення напруг U_{01} та U_{02} , можна отримати формулу для визначення сталої Планка h :

$$h = \frac{e \cdot (U_{01} - U_{02})}{\nu_1 - \nu_2}. \quad (3.19)$$

Оскільки інтенсивність світла прямо пропорційна кількості фотонів, то збільшення інтенсивності падаючого світла приводить до збільшення числа фотоелектронів, тобто до збільшення фотоструму I_ϕ . Якщо припустити, що джерело світла точкове, то можна вважати, що освітленість E катода змінюється обернено пропорційно квадрату відстані від джерела світла до фотоелемента. Так як освітленість E пропорційна інтенсивності світла, то величина фотоструму I_ϕ буде пропорційна потоку випромінювання.

Нехай $E_1 = I/R_1^2$ – освітленість фотокатода при максимально можливій в лабораторних умовах відстані R_1 джерела світла від фотоелемента, а $E_n = I/R_n^2$ – освітленість фотокатода на деякій відстані R_n джерела світла від фотокатода (I – сила світла джерела випромінювання). Тоді

$$E_n = E_1 \cdot \left(\frac{R_1}{R_n} \right)^2. \quad (3.20)$$

Рис. 3.2

Таким чином, сила фотоструму $I_\phi \sim E_n \sim R_n^{-2}$.

§3.4. Маса та імпульс фотона

Згідно з гіпотезою світлових квантів Ейнштейна світло випромінюється, поглинається і поширюється дискретними порціями, які названі **фотонами**. Фотон, подібно до будь-якої рухомої частинки або тіла, має енергію, масу та імпульс. **Енергія фотона** $\varepsilon_\phi = h\nu$.

Формулу для **маси фотона** можна безпосередньо вивести з формули, яка виражає взаємозв'язок маси і енергії в теорії відносності:

$$m_\phi = \frac{h\nu}{c^2}. \quad (3.21)$$

Маса фотона відрізняється від маси макроскопічних тіл і мас інших „елементарних” частинок. Ця відмінність полягає в тому, що фотон не має маси спокою m_0 . Фотонів, які перебувають у спокої, не існує і для фотона $m_0 = 0$. Зв'язок імпульсу фотона P_ϕ з його енергією ε_ϕ можна вивести з формули, яка отримана в теорії відносності:

$$\varepsilon_\phi = c\sqrt{P_\phi^2 + m_0^2 c^2}.$$

Для фотона $m_0 = 0$ і

$$P_\phi = \frac{\varepsilon_\phi}{c} = \frac{h\nu}{c} = \frac{m_\phi c^2}{c} m_\phi c,$$

Введемо хвильове число $k = \frac{2\pi}{\lambda}$, тоді імпульс фотона

$$P_\phi = h\frac{\nu}{c} = \frac{h}{\lambda} = \frac{h}{2\pi} k = \hbar k, \quad (3.22)$$

де

$$\hbar = \frac{h}{2\pi} = 1,05 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}.$$

Імпульс фотона є векторною величиною. Напрямок імпульсу \vec{P}_ϕ збігається з напрямком поширення світла, що характеризується хвильовим вектором \vec{k} .

Рекомендована література до Розділу III

11. І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин, В.М. Габа, Ф.М. Гончар. Курс фізики: Навчальний підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид-Біт, 2002. 376 с.
12. Б.М. Яворський, А.А. Детлаф. Курс фізики III, - К.: Вища школа, 1973. 499 с.
13. Т.И. Трофимова. Курс фізики. – М.: Вищш шк., 1990. 478 с.
14. И.В. Савельев. Курс общей физики, т. III - М.: Наука, 1986. 318 с.
15. С.Э. Фриш, А.В. Тиморева. Курс общей физики, т. III. – М.: Физматгиз, 1962. 644 с.
16. І.Р. Зачек, І.Е. Лопатинський, Й.Я. Хром'як. Висвітлення досягнень українських фізиків у курсі фізики: Методичний посібник/ За ред. Ю.К. Руданського. – Львів: Видавництво національного університету „Львівська політехніка”, 2003. 84 с.

3.1. Лабораторна робота №4

ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ СТЕФАНА–БОЛЬЦМАНА

Мета роботи

Ознайомитися з будовою і принципом роботи оптичного пірометра із зникаючою ниткою, визначити сталу Стефана–Больцмана

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть і закони теплового випромінювання (§3.1, §3.2), квантову гіпотезу і формулу Планка (§3.3)

Прилади і матеріали

Оптичний пірометр із зникаючою ниткою, електрична лампочка розжарення, регулятор напруги, ватметр, блок живлення пірометра (акумуляторна батарея)

В даній лабораторній роботі для знаходження сталої Стефана–Больцмана застосовується метод порівняння потужності P електричного струму, яка витрачається на розжарення вольфрамової нитки електричної лампочки і потужності теплового випромінювання з поверхні цієї нитки.

Якщо знехтувати втратами на теплопровідність провідників і середовища, що оточує розжарену нитку електричної лампочки, то можна записати рівність:

$$P = I \cdot U = \alpha \cdot S \cdot \sigma \cdot (T^4 - T_0^4), \quad (1)$$

де S – площа поверхні розжареної нитки; α – коефіцієнт сірості (ступінь чорноти) тіла, який визначається як відношення інтегральної випромінювальної здатності сірого тіла R_T^c до інтегральної

випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла R_T^* : $\alpha = \frac{R_T^c}{R_T^*}$ (для вольфраму в інтервалі

температур 800–1400 $^{\circ}\text{C}$ для довжини хвилі $\lambda = 6,6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ $\alpha = 0,85$); σ – стала Стефана–Больцмана; T – температура тіла; T_0 – температура оточуючого середовища.

З (6) випливає, що

$$\sigma = \frac{IU}{\alpha \cdot S \cdot (T^4 - T_0^4)}. \quad (2)$$

Методи вимірювання високих температур, які використовують залежність випромінювальної здатності тіл від їх температури, відносяться до оптичної пірометрії. Прилади для вимірювання температури нагрітих тіл за інтенсивністю їх теплового випромінювання в оптичному діапазоні довжин хвиль називаються *пірометрами*. Існують декілька типів пірометрів. Пірометр із зникаючою ниткою, який використовується в даній лабораторній роботі, схематично зображенний на рис. 1.

Основною частиною такого пірометра є еталонна лампочка 1, нитка розжарення якої розташована у фокальній площині об'єктива 3, призначеного для збирання світлових променів від досліджуваного об'єкта 6 у цій площині. Таким чином, у фокальній площині об'єктива зображення поверхні досліджуваного тіла, температуру якого необхідно виміряти, накладається на нитку розжарення еталонної лампочки. За допомогою реостата R змінюють силу струму в колі еталонної лампочки 1 і, спостерігаючи через окуляр 5 нитку розжарення еталонної лампочки, добиваються того, щоб на фоні випромінюючої поверхні нитка зникала (рис. 2,а). В цьому випадку яскравості нитки і поверхні досліджуваного тіла в спектральній ділянці, що пропускає світлофільтр 4, співпадають між собою. При меншому розжаренні нитки еталонної лампочки в пірометрі на фоні випромінюючої поверхні спостерігається темніша нитка (рис. 2,б), при більшому – світліша нитка (рис. 2,в).

Відлік температури за шкалою пірометра роблять тоді, коли яскравості нитки розжарення еталонної лампочки 1 пірометра і поверхні досліджуваного тіла, а отже їх випромінювальної здатності, будуть одинаковими. Яскравістю температуру тіла T_{α} при випромінюванні світла з довжиною хвилі λ називається така температура абсолютно чорного тіла, при якій яскравості обох тіл у світлі з однією і тією ж довжиною хвилі рівні між собою.

Зв'язок між температурою T_{α} і дійсною температурою T_{∂} тіла надається співвідношенням:

$$T_{\partial} = \frac{B \cdot T_{\alpha}}{\lambda \cdot T_{\alpha} \cdot \ln A + B}, \quad (3)$$

де $B = \frac{hc}{k} = 1,43 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$; $A = 0,45$ – для вольфраму в області температур $1000\text{--}1500^{\circ}\text{C}$,

$(\ln 0,45 = -0,8)$; $\lambda = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ – середня довжина хвилі спектральної ділянки, яку пропускає світлофільтр пірометра. Таку довжину хвилі використовують при вимірюванні пірометром температури тіл в інтервалі $800\text{--}1200^{\circ}\text{C}$. Для більших температур використовують послаблюючий димчастий світлофільтр.

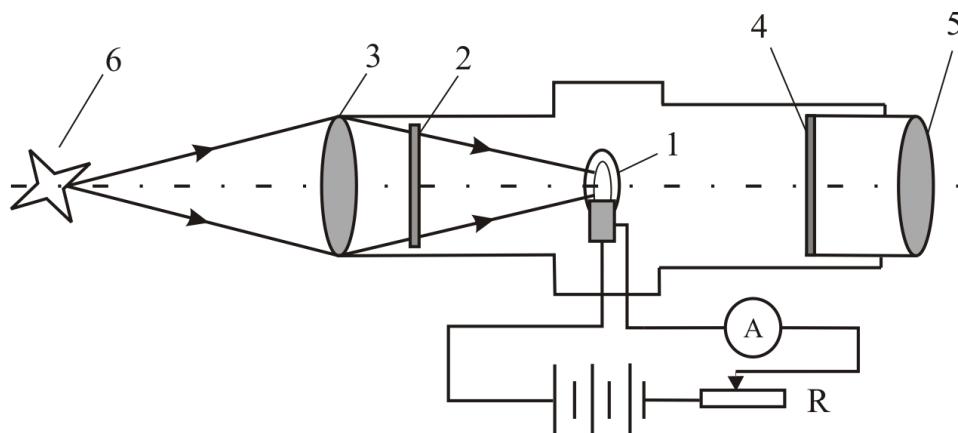


Рис. 1. 1 – еталонна лампочка; 2 – діафрагма; 3 – об'єктив; 4 – світлофільтр; 5 – окуляр; 6 – досліджуване тіло.

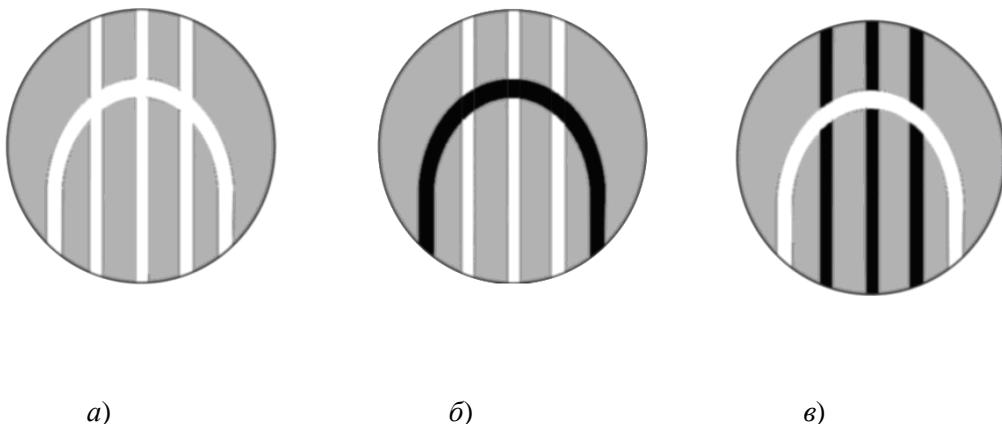


Рис.2

Порядок виконання роботи

1. Підготувати пірометр до роботи. Для цього:
 - при **вимкнутому** живленні пірометра візуально перевірити “0” стрілки пірометра, повернувши дисковий регулятор на пірометрі в крайнє ліве положення;
 - встановити в пірометрі червоний світлофільтр 4;
 - під'єднати батарею акумуляторів до пірометра (якщо вона не під'єднана). **УВАГА!** *Під'єднання здійснює керівник заняття.*
2. Короткочасно (до 10 с) натиснути кнопку “Вкл.” на батареї акумуляторів і встановити температуру $1000^{\circ}C$ на шкалі пірометра. При цьому, в окулярі 5 пірометра спостерігати розжарене зображення нитки еталонної лампочки 1. Відпустити кнопку "Вкл.". Повернути дисковий регулятор на пірометрі в крайнє ліве положення.
3. Увімкнути регулятор напруги в мережу $220 V$. Змінюючи струм в колі електричної лампочки за допомогою регулятора напруги спостерігати зміну її яскравості.
4. При натиснутій кнопці “Вкл.” почергово з кроком $50^{\circ}C$ встановлювати за допомогою дискового регулятора температуру T_{α} в інтервалі $1000-1200^{\circ}C$ за шкалою пірометра, а регулятором напруги встановлювати розжарення електричної лампочки таким, щоб яскравість ниток еталонної та електричної лампочок в окулярі 5 були однаковими. В таблицю 1 записувати значення потужності P , яку споживає електрична лампочка, і T_{α} – яскравісну температуру за шкалою пірометра.
5. За формулою (3) обчислити значення дійсних температур T_{∂} нитки розжарення електричної лампочки, що відповідають відповідним температурам T_{α} .
6. Використовуючи значення T_{∂} і відповідні значення $P = IU$ за формулою (2) обчислити σ – значення сталої Стефана–Больцмана, беручи до уваги, що площа S ефективної поверхні нитки розжарення електричної лампочки становить: $S \approx 47 \text{ mm}^2$, а $T_0 = 295 K$.
7. Отримані результати вимірювань і розрахунків записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п					σ ,	$\Delta\sigma$	
						$Bm / m^2 \cdot K^4$	

	T_0, K	T_λ, K	T_∂, K	P, Bm	$Bm/m^2 \cdot K^4$		$\delta\sigma, \%$
1							
2							
3							
4							
5							
сер.		xxxx	xxxx	xxxx			

Контрольні запитання

1. Яке випромінювання називається тепловим? Яка його відмінність від інших видів випромінювання?
2. Що називається спектральною випромінюальною та поглинальною здатністю тіла?
3. Які тіла називаються абсолютно чорними?
4. Сформулюйте і запишіть закон Стефана–Больцмана та з'ясуйте його фізичний зміст.
5. Що називається дійсною та яскравісною температурами?
6. Які оптичні прилади називаються пірометрами? Поясніть принцип дії пірометра із зникаючою ниткою.
7. Які тіла називають сірими?
8. Сформулюйте та поясніть закон Кірхгофа для теплового випромінювання.
9. Поясніть фізичну суть квантової гіпотези Планка.
10. Охарактеризуйте основні властивості фотонів.

3.2. Лабораторна робота №41

ВИВЧЕННЯ ВИПРОМІНЮВАЛЬНОЇ ЗДАТНОСТІ ВОЛЬФРАМУ

Мета роботи

Експериментально визначити випромінювальну здатність вольфраму

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть і закони теплового випромінювання(§3.1, §3.2), квантову гіпотезу і формулу Планка (§3.3)

Прилади і матеріали

Оптичний пірометр із зникаючою ниткою, електрична лампочка розжарення, регулятор напруги, ватметр, блок живлення пірометра (акумуляторна батарея)

Теоретичні відомості та опис установки

Абсолютно чорні тіла є ідеалізацією реальних тіл. Теплове випромінювання реальних тіл визначається хімічною будовою тіла і станом його поверхні.

Використання властивостей теплового випромінювання тіл покладено в основу безконтактних методів вимірювання їх температури. Один з них – метод яскравісної пірометрії. Яскравісною температурою тіла T_{α} у випромінюванні з довжиною хвилі λ називається така температура абсолютно чорного тіла, при якій яскравість обох тіл у світлі однієї і тієї ж довжини хвилі рівні між собою. Дійсна температура T_{δ} пов'язана з яскравісною температурою T_{α} співвідношенням:

$$T_{\delta} = \frac{B \cdot T_{\alpha}}{\lambda \cdot T_{\alpha} \cdot \ln A + B}, \quad (3)$$

де $B = \frac{hc}{k} = 1,43 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$; $A = 0,45$ – для вольфраму в області температур $1000\text{--}1500^{\circ}\text{C}$, ($\ln 0,45 = -0,8$);

$\lambda = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ – середня довжина хвилі спектральної ділянки, яку пропускає світлофільтр пірометра.

Оскільки закон Стефана - Больцмана неможливо застосовувати для реального тіла, то інтегральну випромінюючу здатність R_T такого тіла можна визначити із формули:

$$R_T = C T_{\delta}^n, \quad (2)$$

де C, n – величини, які залежать від температури тіла; T_{δ} – дійсна температура тіла.

Якщо реальним тілом є вольфрамова нитка лампи розжарення, то при високій температурі потужність P , яка підводиться до нитки, майже повністю витрачається на випромінювання. Тоді $P = R_T$. Логарифмуючи вираз (2) отримаємо:

$$\ln P = \ln C + n \ln T_{\delta}. \quad (3)$$

Побудувавши залежність $\ln P$ від $\ln T_{\delta}$, можна знайти n як тангенс кута нахилу прямої T_{δ} до осі абсцис і стала $\ln C$. Підставивши значення n , $\ln C$ і T_{δ} в (2) отримаємо значення інтегральної випромінюючої здатності R_T вольфраму.

В коло розжарювання вольфрамової нитки електричної лампочки 6 включені автотрансформатор 7 і ватметр W . В коло розжарювання еталонної лампочки 1 включені реостат R , міліамперметр mA і акумуляторна батарея B . Реостатом R можна регулювати струм розжарювання еталонної лампочки 1 пірометра.

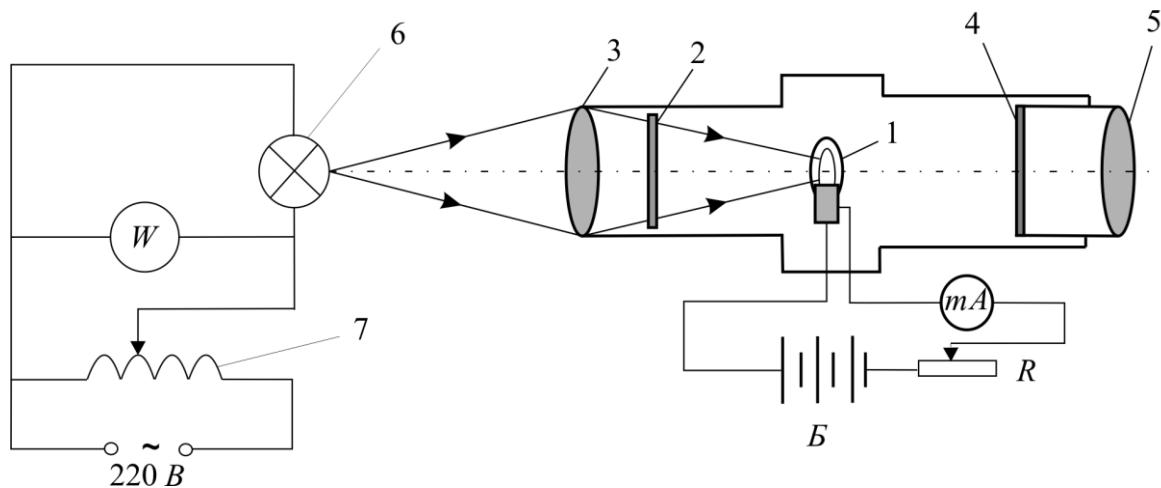


Рис. 1

Шкала пірометра проградуйована в градусах Цельсія по випромінюванню абсолютно чорного тіла. Шкала має дві межі вимірювання: 800...1400 °C і 1200...2000 °C. Еталонна лампа 1, реостат R , міліамперметр mA вмонтовані всередині корпуса пірометра. Регулювання реостата R здійснюється за допомогою гофрованого кільця, яке знаходитьться ззовні на пірометрі.

Оптична схема пірометра складається з об'єктива 3, окуляра 5, червоного світлофільтра 2 і дозволяє розглядати в монохроматичному світлі $\lambda=6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ зображення розжареної вольфрамової спіралі лампи 1.

Димчатий фільтр використовують при вимірюванні температур в діапазоні 1400...2000°C.

Послідовність виконання роботи.

1. Увімкнути лабораторну установку в мережу 220В. За допомогою регулятора напруги автотрансформатора встановити розжарення нитки лампочки 6, що відповідає червоному світлу.
2. Увімкнути акумуляторну батарею B і, переміщуючи окуляр пірометра, добитися різкого зображення нитки розжарення лампочки 6.
3. Встановити на пірометрі червоний світлофільтр 2.
4. Обертаючи гофроване кільце реостата пірометра, встановити температуру 900°C нитки розжарення еталонної лампочки пірометра. Підрахунок здійснювати за верхньою шкалою пірометра. (При наступних вимірюваннях встановлювати температуру 1000, 1100, 1200, 1300°C).
5. Обертаючи ручку автотрансформатора, досягти вирівнювання яскравостей обох спіралей.
6. В момент рівності яскравостей спіралей обох лампочок визначити за ватметром значення потужності, яка споживається досліджуваною лампочкою розжарення.
7. За шкалою пірометра зробити відлік яскравісної температури (T_{α}). Використовуючи формулу (2), обчислити дійсні температури T_{δ} вольфрамової нитки електричної лампочки, використовуючи відповідні значення T_{α} .
8. Побудувати залежність $\ln P$ від $\ln T_{\delta}$ згідно з формулою (3).
9. Визначити n як тангенс кута нахилу прямої до осі абсцис а також $\ln C$. За визначенім з графіка значенням $\ln C$ знайти C .

10. Обчислити величину R_T вольфрамової нитки електричної лампочки для всіх значень T_α .
11. Одержані дані записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ п/п	T_α , 0C	T_o , K	$\ln T_o$	P , Bm	$\ln P$	n	C	R_T
1	900							
2	1000							
3	1100							
4	1200							
5	1300							

12. Проаналізувати отримані результати та зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Яке випромінювання називається тепловим? Яка його відмінність від інших видів випромінювання?
1. Сформулюйте основні характеристики теплового випромінювання.
2. Дайте означення, що називається абсолютно чорним тілом?
3. Сформулюйте закон Кірхгофа для теплового випромінювання.
4. Запишіть та поясніть закон Стефана – Больцмана для теплового випромінювання.
5. В чому суть квантової гіпотези Планка?
6. Поясніть оптичний метод вимірювання температури тіл, який використовується в даній лабораторній роботі.

3.3. Лабораторна робота № 42

ВИВЧЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ ТА ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА

Мета роботи

Ознайомитись з явищем зовнішнього фотоефекту, експериментально визначити червону межу фотоефекту для фотокатода, розрахувати сталу Планка та роботу виходу електрона з фотокатода

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища зовнішнього фотоефекту та його закони, рівняння Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту (§3.3), основні властивості фотонів (§3.4)

Прилади і матеріали

Вакуумний фотоелемент, вольтметр, мікроамперметр, джерело регульованої постійної напруги, набір світлофільтрів

Теоретичні відомості та опис установки

Схематично установка для дослідження зовнішнього фотоефекту наведена на рис. 1.

Основною частиною установки є фотоелемент Φ , який схематично зображений на рис. 2. Це скляний балон з дротяним невеликим кільцем в центрі нього. З балона відкачуєть повітря (створено вакуум) і одна його половині із середини покрита світлочутливим шаром.

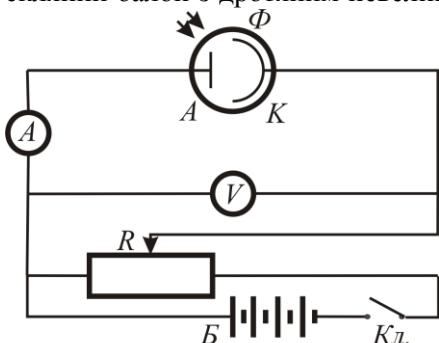


Рис. 1

Залежно від спектральної області застосування фотоелемента використовуються різні фоточутливі шари: срібний, каліевий, цезієвий, сурм'яно-цеziєвий та інші. Фоточутливий шар фотоелемента служить катодом K (на нього подається від'ємний потенціал електричного поля), а дротяний провідник з кільцем – анодом A . На анод подається додатній потенціал електричного поля. Фотоелемент включають послідовно в коло постійного струму, в якому між катодом і анодом створюється різниця потенціалів $\varphi_A - \varphi_K = U_0$ –

затримуюча напруга за допомогою джерела постійного струму (батарея гальванічних елементів, акумулятор і т.п.). При попаданні випромінювання на катод з нього вириваються електрони, які викликають фотострум I_ϕ , значення якого залежить від інтенсивності світла, що падає на катод та його спектрального складу.

Як видно з рис.1 вакуумний фотоелемент увімкнений в електричне коло, яке складається з джерела B постійної напруги, вольтметра V , мікроамперметра A та опору R , величина якого регулюється потенціометрами “Грубо” та “Точно”. Установка дозволяє змінювати полярність на електродах фотоелемента:

- при включені центрального перемикача в положення “ПС” (прямий струм) до світлочутливого шару (катода) фотоелемента підключається від'ємний полюс джерела напруги, а до анода – додатній полюс



Рис. 2

- джерела напруги;
- при включені центрального перемикача в положення “ЗС” (зворотний струм) до світлочутливого шару фотоелемента підключається додатний потенціал , а до анода – від’ємний потенціали джерела напруги.

Вакуумний фотоелемент закріплено на одному кінці довгої металічної тонкостінної труби, внутрішня поверхня якої зачорнена, а на зовнішній поверхні від фотоелемента вздовж трубы закріплена масштабна лінійка. Всередині труби вільно переміщується за допомогою штока тонкий поршень, на якому закріплено джерело світла – невелика електрична лампочка. Перед фотоелементом можна вставляти світлофільтри із лабораторного набору для регулювання частоти падаючого на фотоелемент світла.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Дослідження вольт–амперної характеристики фотоелемента

1. На панелі керування роботою установки ручки потенціометрів “Грубо” і “Точно” встановити в крайнє ліве положення.
2. Розмістити перед фотоелементом світлофільтр (один з набору) та джерело світла на відстані R від фотоелемента, яка вказана на робочому місці.
3. Увімкнути установку в мережу 220 В.
4. Центральний перемикач на панелі керування установкою переключити в положення “ПС” (прямий струм). Змінюючи потенціометрами “Грубо” і “Точно” величину прикладеної до фотоелемента напруги U ($U>0$), реєструвати значення фотоструму I_ϕ . Результати вимірювань записати в таблицю 1.
5. Повернути потенціометри “Грубо” та “Точно” в крайнє ліве положення, а центральний перемикач переключити в положення “ЗС” (зворотний струм). За допомогою відповідних потенціометрів “Грубо” та “Точно” зняти залежність фотоструму I_ϕ від прикладеної напруги U ($U<0$). Результати вимірювань записати в таблицю 1.

Таблиця 1

Полярність включення	№ з/п	U, B	$I_\phi, \mu A$
“ПС”	1		
	2		
	3		
	...		
	15		
“ЗС”	1		
	2		
	3		
	...		
	15		

6. За результатами вимірювань (п.п. 4–5) побудувати графік залежності $I_\phi = f(U)$.
7. Повторити п.п. 4–6 для інших світлофільтрів.
8. Провести аналіз отриманих результатів і зробити висновки.

Розділ I. Геометрична оптика

ЗАВДАННЯ 2. Визначити роботи виходу електронів з фотокатода, сталу Планка та “червону” межу фотоefекту

1. Із графіків залежності $I_\phi = f(U)$ визначити значення затримуючої напруги U_0 для різних частот ν випромінювання. Одержані результати записати в таблицю 2.
2. Побудувати графік залежності $U_0 = f(\nu)$.
3. Визначити роботу виходу A електронів з металу, беручи до уваги те, що відрізок, який відтинається графіком залежності $U_0 = f(\nu)$ на осі U_0 , дає значення $\frac{A}{e}$.
4. Визначити сталу Планка h за формулою (3.19) (див. §3.3):
$$h = \frac{e \cdot (U_{01} - U_{02})}{\nu_1 - \nu_2}.$$

Таблиця 2

№ п/п	$\nu, Гц$	$U_0, В$	A, eB	$h, Дж\cdotс$	$\nu_{min}, Гц$
1					
2					
...					

5. Визначити “червону” межу (ν_{min}) фотоefекту, як відрізок, що відтинається графіком залежності $U_0 = f(\nu)$ на осі ν .

ЗАВДАННЯ 3. Дослідити залежності фотоструму від інтенсивності падаючого випромінювання

1. Розмістити перед фотоелементом світлофільтр (один з набору).
2. Центральний перемикач переключити в положення “ПС” (прямий струм). Обертаючи потенціометри “Грубо” та “Точно” домогтися того, щоб на максимально можливій відстані R_1 між фотоелементом і джерелом світла фотострум в колі був близький до нуля.
3. Зменшуючи відстань R_n від джерела світла до фотоелемента, визначати величину фотоструму I_ϕ .
4. Отримані дані записати в таблицю 3.

Таблиця 3

№ п/п	$\nu, Гц$	$R_1, см$	$R_n, см$	$R_n^{-2}, см^{-2}$	$I_\phi, мА$
1					
2					
3					
...					
15					

5. Побудувати графік залежності фотоструму від освітленості: $I_\phi = f(R_n)$.

Розділ I. Геометрична оптика

6. Повторити п.п. 2–5 для інших частот випромінювання (для інших світлофільтрів).
7. Проаналізувати одержані результати та зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Записати формулу Ейнштейна для зовнішнього фотоефекту та, використовуючи її, пояснити закони зовнішнього фотоефекту.
2. Що таке робота виходу електрона з металу і від чого вона залежить?
3. Як можна експериментально визначити роботу виходу електрона з металу?
4. Які існують труднощі пояснення першого і другого законів зовнішнього фотоефекту в хвильовій теорії світла?
5. Чому і коли у вакуумному фотоелементі спостерігається фотострум насичення? Чи буде спостерігатися струм насичення в газонаповнених фотоелементах?
6. Чому катоди фотоелементів із зовнішнім фотоефектом роблять з лужних металів?
7. Вивести робочу формулу для знаходження сталої Планка в даній лабораторній роботі.

3.4. Лабораторна робота №43

ВИВЧЕННЯ СПЕКТРАЛЬНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ФОТОЕЛЕМЕНТІВ

Мета роботи

Ознайомитись із законами внутрішнього і зовнішнього фотоэффектів, вивчити спектральні характеристики селенового та вакуумного фотоелементів, визначити роботу виходу електрона з катоду вакуумного фотоелемента, визначити ширину забороненої зони напівпровідникового матеріалу – селену, який складає фоточутливий шар фотоелемента

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища зовнішнього (§3.3) і внутрішнього (§6.3) фотоэффектів, основні властивості фотонів (§3.4)

Прилади й обладнання

Монохроматор типу УМ-2, напівпровідниковий (селеновий) та вакуумний фотоелементи, гальванометр, джерело світла

Опис установки

Експериментальна установка для вивчення спектральних характеристик фотоелементів зібрана на базі монохроматора типу УМ-2. На рис. 1 схематично вказані основні елементи установки, в тому числі, які входять і до складу монохроматора (вони виділені в окрему групу елементів). Загальний вигляд установки наведено на рис.2.

Як видно з рис.1, світло від джерела випромінювання 1 фокусується конденсорною лінзою 3 на вхідній щілині 5 монохроматора, і, пройшовши через об'єктив монохроматора 6, попадає на дисперсійну призму 7. Далі світловий промінь через об'єктив зорової труби 8 та вихідну щілину 9 досягає фотоелементи 10 (11). Фотострум в електричному колі фотоелементів вимірюється високочутливим гальванометром 12. На робочому місці знаходиться графік градуювання (крива дисперсії) монохроматора, яка дозволяє переводити покази шкали барабана монохроматора у значення довжин хвиль падаючого випромінювання.

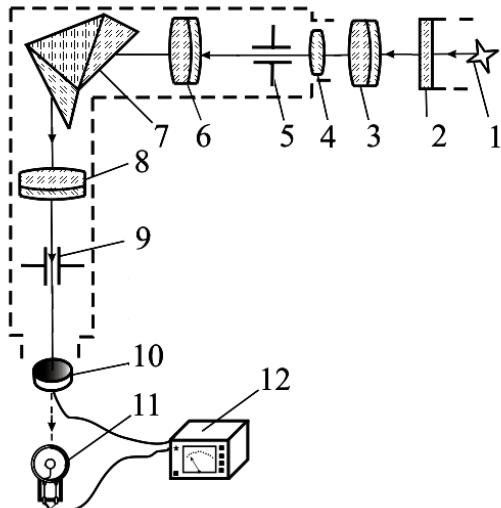


Рис. 1

1 – джерело світла; 2 – захисний кожух джерела світла; 3 – конденсорна лінза; 4 – збиральна лінза; 5 – вхідна щілина; 6 – об'єктив коліматора; 7 – дисперсійна призма; 8 – об'єктив зорової труби; 9 – вихідна щілина; 10 – селеновий фотоелемент; 11 – вакуумний фотоелемент; 12 – гальванометр.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Вивчення спектральної чутливості селенового фотоелемента

Для цього (див. рис.2):

1. Розмістити селеновий фотоелемент 10 навпроти вихідної щілини монохроматора. **УВАГА!** **установку налагоджує керівник заняття.**
2. Увімкнути установку в мережу 220 В. При цьому, спостерігати свічення джерела світла 1 та підсвітку покажчика шкали відліків гальванометра 7.
3. За допомогою конденсорної лінзи 4 сфокусувати світло на вхідну щілину монохроматора.

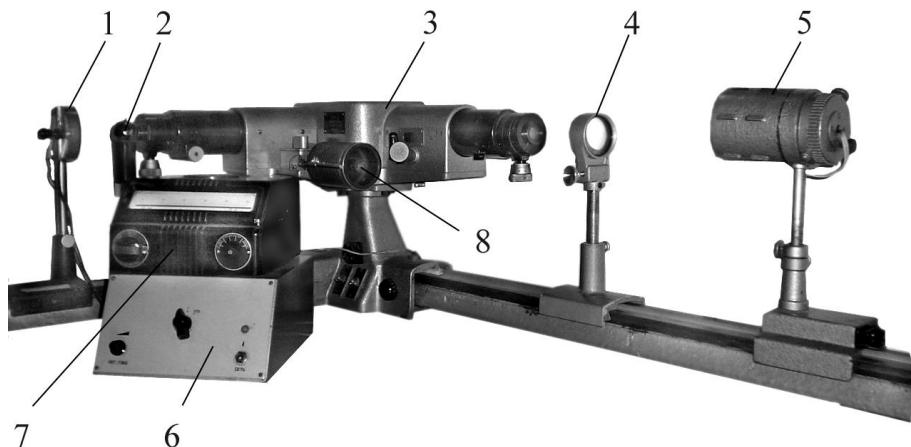


Рис. 2

1 – селеновий фотоелемент; 2 – вакуумний фотоелемент; 3 – монохроматор;

4 – конденсорна лінза; 5 – джерело світла в захисному кожусі; 6 – пульт керування установкою;

7 – мікроамперметр; 8 – барабан довжин хвиль монохроматора.

4. Встановити перемикач вибору типу фотоелементів на пульті у положення “СФ” – селеновий фотоелемент і зняти залежність $I_\phi = f(n)$ фотоструму I_ϕ від показів шкали барабана монохроматора з кроком 100 в межах $n=1000\text{--}3300$ поділок. Одержані дані записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п	n	$\lambda, \text{ нм}$	$I_\phi, \mu\text{A}$	$E, \text{ eV}$	$\Delta E, \text{ eV}$
1					
2					
...					
33					

5. Встановити перемикач вибору фотоелементів у положення “0”.

6. За градуувальним графіком монохроматора, який знаходиться на робочому місці, визначити довжини хвиль, що відповідають значенням барабана монохроматора. Побудувати графік $I_\phi = f(\lambda)$. Відкласти на осі X значення довжин хвиль в нм , а на осі Y – фотострум I_ϕ у μA .
7. Визначити енергію фотона E_0 , який відповідає максимум спектральної чутливості селенового фотоелемента за формулою:

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_0}, \quad (1)$$

де h – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі; λ_0 – довжина хвилі, що відповідає максимальному значенню фотоструму I_ϕ на графіку $I_\phi = f(\lambda)$.

8. За довгохвильовим краєм поглинання λ_{\max} фотоелемента (перетин з віссю довжин хвиль продовження лінійної ділянки довгохвильового спаду спектральної залежності $I_\phi = f(\lambda)$) визначити ширину забороненої зони селену за формулою:

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda_{\max}}. \quad (2)$$

Результати подати в електрон–вольтах ($1eB = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Дж}$).

ЗАВДАННЯ 2. Визначення спектральної характеристики вакуумного фотоелемента та роботи виходу електронів з його катода.

1. Розмістити вакуумний фотоелемент навпроти вихідної щілини монохроматора
2. Встановити перемикач на пульті керування роботою установки у положення “ВФ” – вакуумний фотоелемент і зняти залежність $I_\phi = f(n)$ фотоструму I_ϕ від показів шкали барабана n монохроматора з кроком 100 в межах $n = 900\text{--}3300$ поділок.
3. Дані вимірювань записати в таблицю 2.

Таблиця 2

№ з/п	n	$\lambda, \text{нм}$	$I_\phi, \mu\text{A}$	E_0, eB	A, eB
1					
2					
...					
33					

4. Встановити перемикач вибору типу фотоелементів в положення “0”.
5. Вимкнути установку з мережі $220 B$.
6. За градуувальним графіком монохроматора, який знаходиться на робочому місці, визначити довжини хвиль, що відповідають показам n шкали барабана монохроматора. Побудувати графік $I_\phi = f(\lambda)$. Відкласти на осі X значення довжин хвиль в нм , а на осі Y – фотострум I_ϕ у μA .
7. Визначити енергію фотона, який відповідає максимум спектральної чутливості вакуумного фотоелемента за формулою:

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_0},$$

де h – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі; λ_0 – довжина хвилі випромінювання, що відповідає максимальному значенню фотоструму I_ϕ на графіку $I_\phi = f(\lambda)$.

Розділ I. Геометрична оптика

8. За довгохвильовим краєм поглинання λ_{\max} (перетин з віссю довжин хвиль продовження лінійної ділянки довгохвильового спаду спектральної залежності $I_\phi = f(\lambda)$) визначити роботу виходу електрона з катода вакуумного фотоелемента за формулою:

$$A = h \nu_{\min} = \frac{hc}{\lambda_{\max}}.$$

Результати подати в електрон–вольтах ($1eB = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{Дж}$).

УВАГА! *Відкривати фотоелемент при увімкнутому перемикачі в положення “ВФ” на пульти керування установкою категорично забороняється.*

Контрольні запитання

1. Сформулюйте закони зовнішнього фотоefекту. Поясніть їх на основі квантових уявлень.
2. В чому полягає суть внутрішнього фотоefекту?
3. Що таке робота виходу електрона? Чому для катодів фотоелементів із зовнішнім фотоefектом використовують лужні метали?
4. Яким способом можна визначити максимальну швидкість fotoелектронів?
5. Що таке заборонена зона напівпровідників і як її можна експериментально визначити?
6. Як за допомогою дослідних даних з fotoefекту можна визначити сталу Планка h ?

Розділ IV. Фізика атомів і молекул

§4.1. Атом водню і його спектр випромінювання. Постулати Бора

Дослідження спектрів випромінювання розріджених газів показали, що кожному газу властивий певний лінійчатий спектр, який складається з окремих спектральних ліній. Найбільш вивченим є спектр атома водню.

Швейцарський вчений І. Бальмер у 1885 р. встановив, що довжини хвиль відомих на той час дев'яти ліній спектра атома водню можна обчислити за формулою:

$$\lambda = \lambda_0 \frac{k^2}{k^2 - 4}, \quad (4.1)$$

де $\lambda_0 = 3,65 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $k = 3,4,5, \dots, 9$.

Цю формулу можна записати і в іншому вигляді:

$$\frac{1}{\lambda} = R' \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (k = 3,4,5, \dots)$$

де R' – стала Рідберга ($R' = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$).

Оскільки $\nu = \frac{c}{\lambda}$, то

$$\nu = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (4.2)$$

де $R = R'c = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ с}^{-1}$ – також називають сталою Рідберга.

Спектральні лінії, що відрізняються різними значеннями k , утворюють серію ліній, яка називається **серією Бальмера**. В спектрі випромінювання водню виявлено 37 ліній серії Бальмера. Із збільшенням k лінії серії зближуються, а значення $k = \infty$ визначає границю серії, до якої з боку більших частот прилягає суцільний спектр: $\lambda_{\text{зран}} = 3,65 \cdot 10^{-7} \text{ м}$. Крім того, виявляється, що зі збільшенням номера лінії її інтенсивність зменшується.

На початку ХХ ст. в спектрі водню було виявлено ще декілька серій ліній, які знаходяться у невидимій області випромінювання.

В ультрафіолетовій області – серія **Лаймана**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k = 2,3,4, \dots;$$

в інфрачервоній області – серія **Пашена**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k = 4,5,6, \dots;$$

серія **Брекета**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k = 5,6,7, \dots;$$

серія **Пфунда**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k = 6,7,8, \dots;$$

серія **Хемфri**:

$$\nu = R \left(\frac{1}{6^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad k = 7,8,9, \dots.$$

Всі серії у спектрі водню можуть бути описані однією формулою, яка називається **узагальненою формулою Бальмера**

$$\nu = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (4.4)$$

де $n = 1, 2, 3, \dots$ і визначає серію, а $k = n+1, n+2, n+3, \dots$ – визначає окремі лінії серії.

Наведені серіальні формули підібрані емпірично і довгий час не мали теоретичного обґрунтування.

Перша спроба побудови якісно нової теорії атома була зроблена в 1913 р. Н.Бором. Він поставив перед собою мету зв'язати в єдине ціле емпіричні закономірності лінійчатих спектрів, ядерну модель атома Резерфорда і квантовий характер випромінювання та поглинання світла.

Теорія Бора застосовна до атома водню і водневоподібних атомів, які складаються з ядра з зарядом Ze і одного електрона, що обертається навколо ядра: He^{1+} , Li^{2+} , ...

В основу своєї теорії Бор поклав три постулати.

Перший постулат Бора (постулат стаціонарних станів): існують деякі стаціонарні стани атома з відповідними значеннями енергії $E_1, E_2, \dots, E_n, \dots$, перебуваючи в яких, він не випромінює і не поглинає енергії.

Цим стаціонарним станам відповідають цілком визначені (стаціонарні) орбіти, по яких рухаються електрони, які, незважаючи на наявність у них прискорення, електромагнітних хвиль не випромінюють.

Другий постулат Бора (правило квантування орбіт): в стаціонарному стані атома електрон, рухаючись по коловій орбіті, повинен мати квантові значення моменту імпульсу, які задовільняють умову

$$L_n = m v_n r_n = n \hbar, \quad (n=1, 2, \dots), \quad \hbar = \frac{h}{2\pi}, \quad (4.5)$$

де m – маса електрона, v_n – його швидкість, r_n – радіус орбіти електрона.

Третій постулат Бора (правило частот): при переході атома з одного стаціонарного стану в інший випромінюється або поглинається один фотон з енергією $h\nu_{kn} = E_k - E_n$, яка дорівнює різниці енергій відповідних стаціонарних станів.

Випромінювання фотона відбувається при переході атома зі стану з більшою енергією E_k у стан з меншою енергією E_n , тобто при переході електрона з орбіти більш віддаленої від ядра на близччу до ядра орбіту. Поглинання енергії супроводжується переходом атома в стан з більшою енергією, і електрон переходить на віддаленішу від ядра орбіту. Набір можливих частот $\nu_{kn} = \frac{E_k - E_n}{h}$ квантових переходів і визначає лінійчатий спектр атома.

Постулати, висунуті Бором, дозволили розрахувати спектр атома водню і водневоподібних систем, а також теоретично розрахувати сталу Рідберга.

Враховуючи припущення Резерфорда, що електрон у водневоподібній системі рухається по коловій орбіті радіусом r під дією кулонівської сили притягання електрона до ядра, яка створює доцентрове прискорення, запишемо:

$$\frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{mv_n^2}{r_n}.$$

Звідси

$$r_n = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m v_n^2}.$$

Підставивши сюди величину v_n з виразу $mv_n r_n = n\hbar$, отримаємо:

$$r_n = \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0 m} \cdot \frac{m^2 r_n^2}{n^2 \hbar^2} \quad i \quad r_n = \frac{4\pi\epsilon_0 \hbar^2}{Zme^2} n^2,$$

де $n=1, 2, 3, \dots$

Радіуси орбіт зростають пропорційно квадратам цілих чисел.

Оскільки експериментально виміряти радіуси орбіт неможливо, то для перевірки правильності теорії потрібно знайти такі величини, які можна вимірюти експериментально. Такою величиною може бути, зокрема, енергія, яку випромінюють або поглинають атоми.

Енергія електрона дорівнює сумі його кінетичної і потенціальної енергій в електростатичному полі ядра і становить:

$$E_n = -\frac{1}{2} \frac{Ze^2}{4\pi\epsilon_0} \frac{mZe^2}{n^2 \hbar^2 4\pi\epsilon_0} = -\frac{1}{n^2} \frac{Z^2 me^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2}. \quad (4.6)$$

Знак „–“ означає, що електрон знаходиться у зв’язаному стані.

Згідно з третім постулатом Бора при переході електрона з k -ї орбіти на n -у випромінюється фотон з енергією

$$h\nu_{kn} = E_k - E_n = -\frac{Z^2 me^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2} \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right),$$

звідки частота випромінювання

$$\nu_{kn} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (4.7)$$

де $R = \frac{Z^2 me^4}{8\hbar^2 \epsilon_0^2}$ – стала Рідберга. Числове значення R_{meop} добре узгоджується з експериментально отриманим R_{expt} в емпіричних формулах для атома водню. Це підтверджує правильність отриманої Бором формули для енергетичних рівнів водневоподібної системи.

§4.2. Досліди Д. Франка і Г. Герца

Німецькі фізики Д. Франк і Г. Герц експериментально довели дискретність значень енергій атомів, вивчаючи методом затримуючого потенціалу зіткнення електронів з атомами газів. Схема їх установки наведена на рис. 4.1.

Трубка, яка заповнена парами ртуті при низькому тиску ($\sim 130 \text{ Pa}$), містить катод K , анод A і сітку C . Електрони, які вилітають з катода внаслідок термоелектронної емісії, прискорюються різницею потенціалів U , що прикладена між катодом і сіткою. Цю різницю потенціалів можна змінювати за допомогою потенціометра P . Між сіткою C і анодом A прикладена гальмівна різниця

потенціалів порядку $0,5 \text{ V}$. Д. Франк і Г. Герц досліджували залежність сили струму I в колі анода від напруги U між катодом і сіткою. Сила струму вимірювалась гальванометром G , напруга – вольтметром V .

Електрони в області між катодом і сіткою співударяються з атомами парів ртуті. Ті електрони, які після співударів мають достатню енергію, щоб подолати гальмівне поле, досягають анода. При непружніх ударах електронів з атомами ртуті останні можуть збуджуватися. Згідно з теорією Бора кожен з атомів ртуті може отримати лише певну енергію, переходячи при цьому в один із збуджених станів. Тому, якщо в атомах дійсно існують стаціонарні стані, то електрони, стикаючись з

атомами ртуті, повинні втрачати енергію дискретно, певними порціями, які дорівнюють різниці енергій відповідних стаціонарних станів атома.

При збільшенні напруги до $4,86 \text{ V}$, сила анодного струму зростає монотонно, проходить через максимум ($4,86 \text{ V}$), потім різко падає і зростає знову (рис. 4.2). Наступні максимуми спостерігаються при $2 \cdot 4,86 \text{ V}$ і $3 \cdot 4,86 \text{ V}$.

Доки напруга між катодом K і сіткою C менша, ніж $4,86 \text{ V}$, то електрони, зустрічаючи на своєму шляху атоми ртуті, взаємодіють пружно. При $eU=4,86 \text{ eV}$ енергія електрона достатня, щоб викликати непружній удар, при якому електрон відає атому ртуті всю кінетичну енергію, збуджуючи переход одного з електронів атома на вищий енергетичний рівень, тобто атом переходить у збуджений стан. Електрони, які втратили свою кінетичну енергію, уже не зможуть подолати гальмівного поля і досягнути анода. При значеннях енергій, кратних $4,86 \text{ eV}$, електрони можуть $2,3, \dots$ рази співударятися непружнно з атомами ртуті, втрачаючи при цьому повністю свою енергію, і не долетять до анода.

Досліди Франка і Герца показали, що електрони при зіткненні з атомами ртуті передають

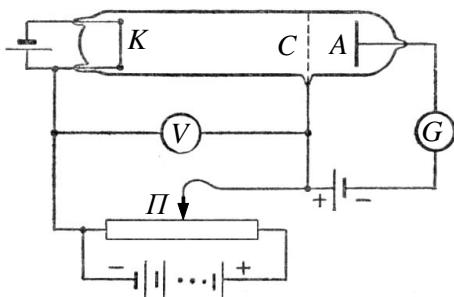


Рис. 4.1

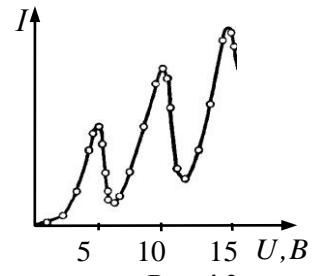


Рис. 4.2

атомам лише певні порції енергії, причому $4,86 \text{ eV}$ – найменша можлива порція енергії, яка може бути поглинена атомом ртуті в основному енергетичному стані, що експериментально підтверджує постулати Бора.

§4.3. Співвідношення невизначеностей Гейзенберга

У класичній механіці всяка частинка рухається вздовж певної траєкторії так, що фіксовані її координати та імпульс. Мікрочастинки внаслідок наявності в них хвильових властивостей відрізняються від класичних частинок. Одна з основних відмінностей полягає в тому, що мікрочастинка не має чіткої траєкторії, і неправомірно говорити одночасно про точні значення її координат та імпульсу.

Як відомо, будь-яка хвиля, незалежно від її природи, є процесом, що заповнює більшу чи меншу область простору, а через це не може локалізуватися в одній точці. Наприклад, уздовж осі OX рухається фотон, для якого точно відомий імпульс $P = P_x$, тобто $\Delta P_x \rightarrow 0$. Такому фотону відповідає

хвиля, довжина якої однозначно визначається величиною імпульсу $\lambda = \frac{h}{P}$.

Така монохроматична хвиля в просторі нічим не обмежена, область її існування – вся вісь OX . Це означає, що в цьому випадку просторовий інтервал Δx , в якому замкнено об'єкт з хвильовими властивостями – фотон, дорівнює нескінченності. Іншими словами, при $\Delta P_x \rightarrow 0$ маємо $\Delta x \rightarrow \infty$. Отже, якщо точно відомий імпульс, локалізація фотона стає цілком невизначену.

Якщо ж область локалізації фотона є обмеженою, то це означає, що амплітуда відповідного хвильового процесу відрізняється від нуля тільки всередині скінченого інтервалу Δx і дорівнює нулю поза ним. Такий хвильовий процес уже не можна зобразити монохроматичною хвилею. Його можна уявити як суперпозицію ряду монохроматичних хвиль різної довжини. На рис. 4.3 наведено простий приклад суперпозиції трьох синусоїдальних хвиль, внаслідок чого виникає хвильовий процес – так званий хвильовий пакет, амплітуда якого відрізняється від нуля в скінченому інтервалі Δx .

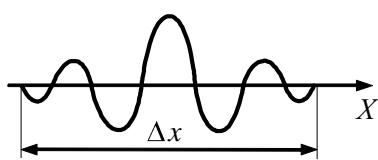


Рис. 4.3

Оскільки в хвильовому пакеті є набір значень λ , які містяться в деякому інтервалі $\Delta\lambda > 0$, то набір значень імпульсів P знаходиться в інтервалі

$$\Delta P = \Delta \left(\frac{h}{\lambda} \right) = \frac{h}{\lambda^2} |\Delta\lambda|. \quad (4.8)$$

Чим ширший інтервал $\Delta\lambda$ можливих значень інтерферуючих хвиль, а разом з тим інтервал ΔP_x можливих значень імпульсів, тим вужча область локалізації Δx результируючого пакета. Інакше кажучи, чим більша невизначеність імпульсу фотона, тим точніше можна визначити його координати. При $\Delta P_x \rightarrow \infty$ маємо $\Delta x \rightarrow 0$, тобто точне значення координат фотона можливе тільки при повній невизначеності його імпульсу.

Такі висновки справедливі не тільки для фотонів, а й для електронів, протонів та інших мікрочастинок.

У 1927 р. В. Гейзенберг, враховуючи хвильові властивості мікрочастинок, дійшов до висновку, що об'єкт мікросвіту неможливо одночасно з однаковим ступенем точності характеризувати і координатами, і імпульсом.

Згідно з співвідношенням невизначеностей Гейзенберга мікрочастинка не може одночасно мати і певні координати x, y, z , і певні відповідні проекції імпульсу P_x, P_y, P_z , причому невизначеності в значеннях цих всіх величин задовільняють умову

$$\Delta x \Delta P_x \geq \hbar, \quad \Delta y \Delta P_y \geq \hbar, \quad \Delta z \Delta P_z \geq \hbar, \quad (4.9)$$

тобто добуток невизначеностей координат і відповідної її проекції імпульсу не може бути меншим від величини \hbar .

Співвідношення невизначеностей випливає з хвильових властивостей мікрочастинок. Нехай потік фотонів проходить через вузьку щілину завширшки Δx , яка розміщена перпендикулярно напрямку їх руху (рис. 4.4) і при їх проходжені через щілину відбувається дифракція, яка

спостерігається на екрані E .

До проходження через щілину фотони рухалися вздовж осі OY , тому складова P_y їх імпульсу P є точно визначена, відповідно складова $P_x = 0$ та $\Delta P_x = 0$ імпульсу фотонів. В той самий час

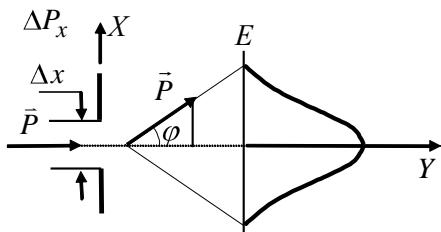


Рис. 4.4

координата x фотонів є цілком невизначеню. В момент проходження фотонів через щілину їх положення в напрямку осі OX визначається з точністю до ширини щілини, тобто з точністю Δx . Внаслідок дифракції фотони відхиляються від початкового напрямку і починають рухатися в границях кута 2φ . Отже, появиться невизначеність в значенні складової імпульсу вздовж осі OX , яка дорівнює

$$\Delta P_x = P \sin \varphi = \frac{h}{\lambda} \sin \varphi. \quad (4.10)$$

Звідки

$$\sin \varphi = \frac{\Delta P_x \lambda}{h} \quad (4.11)$$

З теорії дифракції відомо, що першому дифракційному мінімуму при дифракції світла на нескінченно довгій щілині відповідає куту φ дифракції, що задовільняє умову:

$$\Delta x \sin \varphi = \lambda.$$

Або

$$\sin \varphi = \frac{\lambda}{\Delta x}. \quad (4.12)$$

З (4.10) і (4.11) маємо

$$\frac{\lambda}{\Delta x} = \frac{\lambda}{h} \Delta P_x$$

З останнього співвідношення отримуємо

$$\Delta x \Delta P_x = h. \quad (4.13)$$

Якщо врахувати дифракційні максимуми виших порядків, то

$$\Delta x \Delta P_x \geq h \quad \text{або} \quad \Delta x \Delta P_x \geq \hbar. \quad (4.14)$$

Неможливість одночасно точно визначити координату і відповідну складову імпульсу не пов'язана з недосконалістю методів вимірювання та вимірювальних приладів, а є наслідком подвійної корпускулярно-хвильової природи мікрооб'єктів. Співвідношення невизначеностей отримано при одночасному використанні класичних характеристик руху частинки (координати, імпульсу) і наявності у неї хвильових властивостей.

§4.4. Енергетичні рівні молекул. Спектри молекул

Молекула – найменша частинка речовини, що складається з однакових або різних атомів, з'єднаних між собою хімічними зв'язками, і яка є носієм хімічних і фізичних властивостей цієї речовини.

Власні значення енергії, що може набувати молекула, є залежними від відстані між ядрами R , тобто $E=E(R)$. Енергія, зумовлена електронною конфігурацією (електронна енергія) має при деякому значенні R мінімум (рис. 4.5). Зміна електронної конфігурації молекули приводить до зміни кривої залежності електронної енергії від відстані між ядрами R .

В основному зміна енергетичного стану молекули відбувається внаслідок зміни в електронній конфігурації, що утворює периферійну частину молекули.

При заданій електронній конфігурації, ядра молекули можуть коливатися і обертатися навколо загального центра мас (рис. 4.6). З цими видами руху зв'язані коливальна і обертальна енергії.

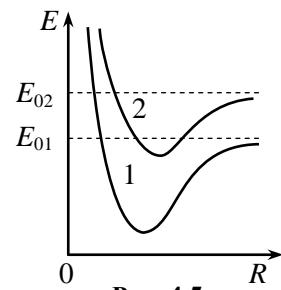


Рис. 4.5

Введемо такі позначення:

E_{el} – енергія, зумовлена електронною конфігурацією (**електронна енергія**); $E_{кол}$ – енергія, що відповідає коливанням молекули (**коливальна, або вібраційна енергія**); $E_{об}$ – енергія, зв'язана з обертанням молекули (**обертельна енергія**).

В першому наближенні рух електронів, коливання і обертання молекули – можна вважати незалежними один від одного. Тому повну енергію молекули можна подати у вигляді

$$E = E_{el} + E_{кол} + E_{об}. \quad (4.11)$$

Відношення

$$E_{el} : E_{кол} : E_{об} = 1 : \frac{m}{M} : \sqrt{\frac{m}{M}},$$

де m — маса електрона, M – величина порядку маси ядер атомів в молекулі, $\frac{m}{M} \approx 10^{-5} \div 10^{-3}$.

Тому

$$E_{el} \gg E_{кол} \gg E_{об}.$$

Доведено, що

$$E_{el} \approx 1 \div 10 eB, \quad E_{кол} = 10^{-2} \div 10^{-1} eB, \quad E_{об} \approx 10^{-5} \div 10^{-3} eB.$$

Рис. 4.6

За правилом Бора частота ν кванта, який випускає молекула при зміні її енергетичного стану, дорівнює

$$\nu = \frac{\Delta E}{h} = \frac{\Delta E_{el}}{h} + \frac{\Delta E_{кол}}{h} + \frac{\Delta E_{об}}{h}, \quad (4.12)$$

де ΔE_{el} , $\Delta E_{кол}$, $\Delta E_{об}$ – зміни відповідних частин енергії молекули.

Оскільки кожний з доданків ΔE_{el} , $\Delta E_{кол}$, $\Delta E_{об}$ набуває ряду дискретних квантованих значень, то їх зміни також дають дискретні значення, тому спектр молекули складається з густо розміщених ліній, які утворюють смуги.

Енергію коливального руху описує вираз

$$E_{кол} = \left(\nu + \frac{1}{2} \right) h \nu_0 \quad (\nu = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (4.13)$$

де ν – **коливальне квантове число**, яке визначає величину коливального енергетичного рівня; ν_0 – власна частота коливань ядер атомів відносно положень їх рівноваги і

$$\nu_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{k}{m}},$$

де $m = \frac{m_1 m_2}{m_1 + m_2}$ – зведенна маса двохатомної молекули, m_1, m_2 – маси атомів у молекулі, а k – силова стала, яка характеризує квазіпружні сили, які виникають в молекулі при відхилені ядер від положення рівноваги.

Момент імпульсу $L = J \omega_r$ молекули може набувати тільки дискретні значення:

$$L = \hbar \sqrt{J(J+1)} \quad (J = 0, 1, 2, 3, \dots), \quad (4.14)$$

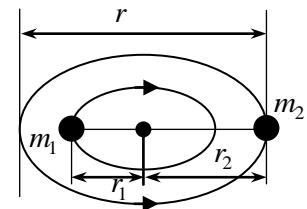
де J – **обертельне квантове число**, яке визначає обертельний енергетичний рівень.

Отже, обертельна енергія молекули може мати лише квантові значення:

$$E_{об} = \frac{h^2 J(J+1)}{8\pi^2 J} = BJ(J+1),$$

де $B = \frac{h^2}{8\pi^2 J}$ – обертельна стала молекули.

Дослід і теорія показують, що відстані між електронними рівнями ΔE_e значно більші ніж відстані між коливальними рівнями $\Delta E_{кол}$, які в свою чергу значно більші, ніж відстані між



обертальними рівнями ΔE_{ob} . Схема енергетичних рівнів двоатомної молекули виглядає так, як показано на рис. 4.7.

З кожним електронним енергетичним рівнем зв'язані коливальні рівні, з коливальним – обертальні рівні.

Будова молекул і властивості їх енергетичних рівнів проявляються в молекулярних спектрах – спектрах випромінювання (поглинання), що виникають при квантових переходах молекули на різні енергетичні рівні. Спектр випромінювання молекули визначається структурою її енергетичних рівнів і відповідними правилами відбору.

При різних типах переходів між рівнями виникають різні типи молекулярних спектрів. Якщо

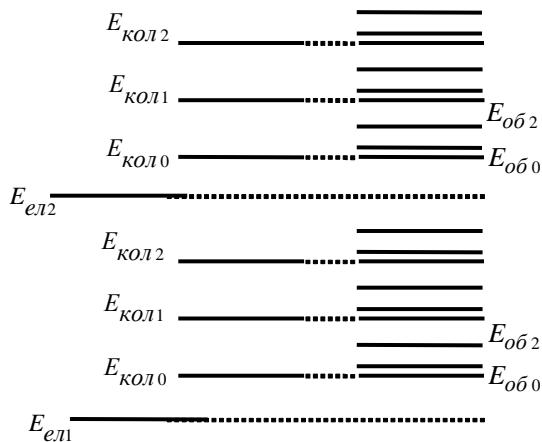


Рис. 4.7

спостерігати спектр випромінювання–поглинання в тому діапазоні, який відповідає частоті $\nu_{ob} = \frac{\Delta E_{ob}}{h}$, то з'являтимуться тільки переходи між обертальними рівнями. Особливо ефективним інструментом дослідження в далекій інфрачервоній області є спектр поглинання.

Якщо довжина хвилі λ пучка променів настільки велика, що енергії фотонів $h\nu$ не вистачає для переведення молекули з одного обертального рівня на інший, то поглинання не буде. Поступове збільшення частотипадаючих променів приведе до того, що окремі фотони будуть поглинатися молекулами, які переходитимуть при тому на що раз вищі обертальні

рівні. В цьому випадку виникає суто **обертальний спектр** поглинання. Він лежить в області мікрохвиль $\lambda = 0,1 - 1\text{мм}$ або, інакше, в діапазоні далекого інфрачервоного спектра.

Коливально – обертальний спектр лежить в інфрачервоній області $\lambda \approx 3 - 50\text{мкм}$.

Переходові між заданою парою коливальних рівнів відповідає велика сукупність комбінацій різних обертальних станів, які дають багато дуже близько розташованих ліній. Так виникає одна смуга. Лінії в смузі розташовані симетрично відносно ν_0 ліній і знаходяться на відстані одна від одної на $\Delta\nu = \nu_1$. Лише в середині смуги відстань в два рази більша, оскільки лінії з частотою ν_0 не виникає, тому що вона відповідає „забороненому” переходу $\Delta J = 0$. Різним парам коливальних рівнів відповідають різні смуги, які у своїй сукупності утворюють коливально–обертальний спектр, що має вигляд групи смуг.

Продовжимо далі збільшувати частоту променів. Досягаючи видимої та ультрафіолетової частини спектра, отримуємо фотони, енергія яких є достатньою для збудження не тільки коливальних та обертальних процесів, але й електронних рівнів. З'являються електронно–коливально–обертальні переходи, при яких змінюються всі три види енергії молекули. Відповідний спектр називають **електронно–коливально–обертальним** або просто електронним. Переходові між заданою парою електронних рівнів відповідає цілий коливально–обертальний спектр молекули, тобто певна група смуг. Перебираючи всі можливі комбінації електронних рівнів, одержимо повний спектр молекули, тобто набір груп смуг.

Отже, в оптичному діапазоні молекулярні спектри є смугастими – вони складаються з величезного числа ліній, що утворюють ряд дуже густих скupчень смуг.

Структура молекулярних спектрів неоднакова для різних молекул і зі збільшенням числа станів у молекулі ускладнюється.

§4.5. Спонтанне і вимушене випромінювання

Атоми можуть знаходитися лише у квантових станах з дискретними значеннями енергії E_1 , E_2 , E_3, \dots . Задля простоти розглянемо два з цих станів (n і k) з енергіями E_n і E_k . Якщо атом знаходитьться в основному стані E_n , то під дією зовнішнього випромінювання може здійснитися вимушений

перехід у збуджений стан k , що приводить до поглинання випромінювання (рис. 4.8). Ймовірність таких переходів пропорційна до густини енергії випромінювання, що викликає ці переходи.

Дослід показує, що атом в збудженному енергетичному стані сам собою переходить у нормальній, незбуджений стан, випромінюючи фотон.

Таке випромінювання, яке відбувається без зовнішніх причин, що змінюють енергію атома, називають **самочинним, або спонтанним випромінюванням**.

Спонтанні переходи взаємно не зв'язані, тому спонтанне випромінювання некогерентне.

У 1916 р. Ейнштейн для пояснення термодинамічної рівноваги між речовиною і випромінюванням, що випускається і поглинається нею, постулював, що крім поглинання і спонтанного випромінювання повинен існувати третій, якісно інший тип взаємодії. Якщо на атом, що знаходиться у збудженному стані k , діє зовнішнє випромінювання з частотою, що задовільняє умову $h\nu_{kn} = E_k - E_n$, то виникає вимушений переход в основний стан n з випромінюванням фотона з тією самою енергією $h\nu_{kn}$

(рис. 4.9). При подібному переході відбувається випромінювання атомом фотона, додатково до того фотона, під дією якого відбувається переход.

Ймовірність вимушеної випромінювання під дією поля пропорційна до об'ємної густини ρ енергії поля і деякому коефіцієнту B_{kn} , який називається коефіцієнтом Ейнштейна для вимушеної (індукованого) випромінювання.

Вимушене випромінювання (вторинні фотони) тотожне вимушуючому випромінюванню (первинні фотони) і воно має таку ж частоту, фазу, поляризацію і напрямок поширення, як і вимушуюче випромінювання.

Вторинні фотони, рухаючись в одному напрямку і зустрічаючи інші збуджені атоми, стимулюють наступні індуковані переходи і кількість фотонів зростає лавиноподібно. Однак поряд з вимушеним випромінюванням можливий і конкуруючий процес – поглинання. Тому для підсилення падаючого випромінювання необхідно, щоб кількість актів вимушеної випромінювання фотонів яка пропорційна до заселеності збуджених станів, перевищувала число актів поглинання фотонів, що пропорційна до заселеності основних станів.

Щоб середовище підсилювало падаюче на нього випромінювання, необхідно створити нерівноважний стан системи, при якому кількість атомів у збудженному стані було більшою, ніж їх кількість в основному стані. Такі стани називаються станами з **інверсною заселеністю**. Створення нерівноважного стану речовини називається **накачуванням**. Накачування можна здійснити оптичним, електричним й іншими способами.

У середовищах, які перебувають в інверсному стані, вимушене випромінювання може перевищувати поглинання, внаслідок чого падаючий пучок світла при проходженні через ці середовища буде підсилюватися.

§4.6. Оптичні квантові генератори

Слово „лазер”, або оптичний квантовий генератор (ОКГ), скорочено означає підсилення світла за допомогою вимушеної випромінювання. Лазери генерують випромінювання у видимій, інфрачервоній і близькій ультрафіолетовій областях.

Залежно від типу активного середовища лазери поділяються на **твердотільні, газові, напівпровідникові і рідинні**.

Класифікують лазери і за методами накачування – **оптичні, теплові, хімічні, електроіонізаційні та ін.**

Лазери обов'язково мають три основні компоненти:

- 1) **активне середовище**, в якому створюється стан з інверсною заселеністю енергетичних рівнів;
- 2) **систему накачування** – пристрій для створення інверсії в активному середовищі;
- 3) **оптичний резонатор** – пристрій, який формує вихідний світловий пучок.

Інверсну заселеність рівнів в ОКГ практично здійснюють за трирівневою схемою, яку запропонували М.Басов і О. Прохоров в 1955 р.

Рис. 4.8

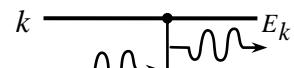
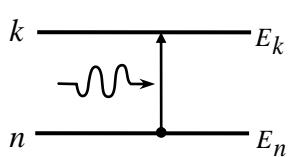


Рис. 4.9

Один з перших твердотільних ОКГ, що працює за схемою трьох рівнів, був створений у 1960 р. Т. Мейманом. Активним середовищем в такому ОКГ є кристал рубіну, який за хімічним складом – оксид алюмінію Al_2O_3 з домішкою оксиду хрому Cr_2O_3 у кількості від 0,03 до 0,05%. Вимушенні переходи здійснюють іони хрому Cr^{3+} .

На рис. 4.10 показана схема енергетичних рівнів іона хрому Cr^{3+} . У ньому над основним рівнем E_1 розміщені дві енергетичні смуги E_3 і E_4 , а між рівнем E_1 і смugoю E_3 знаходиться метастабільний рівень E_2 , який складається з двох енергетичних станів. Накачування в лазері здійснюється потужним спалахом ксенонової лампи. Іони хрому, які до спалаху знаходились на основному рівні E_1 , внаслідок поглинання зеленого або синього світла, яке випромінює ксенонова лампа, переходят у збуджені стани E_3 і E_4 . Час перебування іонів Cr^{3+} у збуджених станах становить $\sim 10^{-8}\text{c}$, і вони здійснюють релаксаційний переход на збуджений рівень E_2 без випромінювання. Рівень E_2 метастабільний, і час життя на ньому становить $\sim 10^{-3}\text{c}$, тобто в $\sim 10^5$ разів більший за час перебування іона у звичайному збудженному стані E_3 і E_4 . Отже, заселеність іонами подвійного рівня E_2 перевищує заселеність основного рівня E_1 . При переході іонів хрому з метастабільного стану в основний рубіновий лазер випромінює світло двох хвиль: $\lambda_1 = 0,6929\text{мкм}$ і $\lambda_2 = 0,6943\text{мкм}$, що лежать в червоній частині спектра. Більш інтенсивна лінія $\lambda_2 = 0,6943\text{мкм}$. Тому вона і підсилюється при роботі лазера. Виникненню інверсії рівнів E_1 і E_2 сприяє мала ймовірність спонтанних переходів іонах хрому з рівнів E_2 на рівень E_1 .

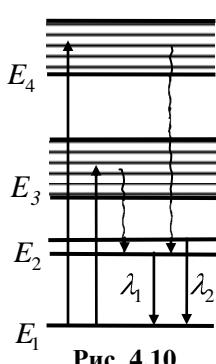


Рис. 4.10

Для виділення напрямку лазерної генерації використовується елемент лазера – **оптичний резонатор**. Ним служить пара дзеркал, які встановлені паралельно одне одному. Найчастіше використовують дзеркала вгнуті.

Схема ОКГ зображена на рис. 4.11, де 1 – активне середовище, 2 і 3 – суцільне і напівпрозоре дзеркала.

Розглянемо фотон, який рухається паралельно до осі кристала. Він породжує лавину фотонів, які летять у тому самому напрямку (рис. 4.11, а). Частина цієї лавини частково пройде крізь напівпрозоре дзеркало 3 назовні, а частина відіб'ється і наростише в активному середовищі (рис. 4.11, б). Коли лавина електронів дійде до суцільного дзеркала 2, вона частково поглинеться, але після відбивання від дзеркала 2 підсиленій потік фотонів знову рухатиметься так само, як і первинний фотон (рис. 4.11, в). Потік фотонів, який був багато разів підсиленій і вийшов з генератора крізь напівпрозоре дзеркало, утворює точно напрямлений пучок променів світла.

Довжина шляху, який проходить хвиля між двома відбиваннями, повинна становити ціле число довжин хвиль:

$$2L = n\lambda, \text{ або } L = n \frac{\lambda}{2},$$

де $n=1, 2, \dots$

Якщо виконано цю умову, то хвилі, які при кожному відбиванні виходять з генератора через дзеркало 3, когерентні між собою.

Перший газовий лазер на суміші атомів неону і гелію був створений Джованом в 1960 р. В газових лазерах інверсна заселеність рівнів здійснюється електричним розрядом, що збуджується в газах.

В гелій-неоновому лазері накачування відбувається в два етапи: гелій (He) служить носієм енергії збудження, а лазерне випромінювання дає неон (Ne). Із всіх рівнів He, крім основного E'_1 , для роботи лазера мають значення метастабільні рівні E'_2 і E'_3 з енергіями 19,82 і 20,61eV відповідно

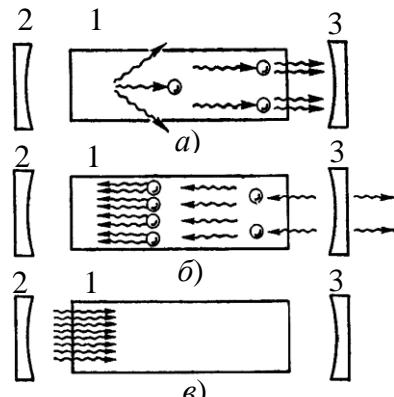


Рис. 4.11

(рис. 4.12). Спонтанний перехід з цих рівнів на основний рівень E'_1 „заборонений”, тобто відбувається з дуже малою імовірністю. Тому час життя атома на цих рівнях E'_2 і E'_3 дуже великий. На цих метастабільних рівнях атоми Не нагромаджуються в результаті зіткнень з електронами, що утворюються в розряді. Але рівні гелію E'_2 і E'_3 майже збігаються з рівнями E_4 і E_6 неону (рис. 4.12). Завдяки цьому при зіткненнях збуджених атомів гелію з незбудженими атомами неону інтенсивно відбуваються безвипромінювальні переходи атомів гелію у незбуджений стан з передачею енергії атомам неону. Цей процес збудження атомів Ne на рис. 4.12 символічно показаний горизонтальними пунктирними стрілками. В результаті концентрація атомів Ne на рівнях E_4 і E_6 сильно

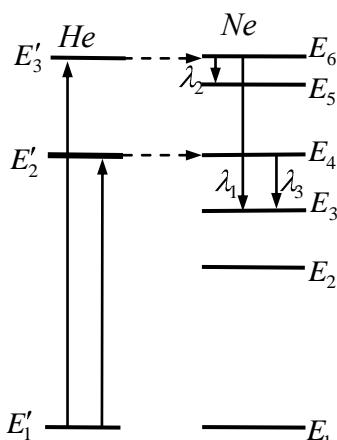


Рис. 4.12

зростає, і виникає інверсна заселеність відносно рівнів E_3 і E_5 , а різниця заселеності рівнів E_6 і E_3 збільшується в декілька разів. Перехід атомів неону з рівня E_6 на рівень E_3 супроводжується генерацією червоного світла з довжиною хвилі $\lambda_1 = 0,6328 \text{ мкм}$. Цей лазер може генерувати інфрачервоне випромінювання з довжинами хвиль $\lambda_2 = 3,390 \text{ мкм}$ і $\lambda_3 = 1,150 \text{ мкм}$.

Принципова схема гелій-неонового лазера наведена на рис. 4.13. Лазер складається з газорозрядної трубки T діаметром 7–10 мм. Трубка заповнена сумішшю гелію (тиск ~1 мм.рт.ст.) і неону (тиск ~0,1 мм.рт.ст.). Кінці трубки закриті плоскопаралельними скляними або кварцовими пластиналами P_1 і P_2 , які встановлені під кутом Брюстера до її осі. Це створює лінійну поляризацію лазерного випромінювання з електричним вектором, який паралельний до площини падіння. Дзеркала S_1 і S_2 , між якими розміщена трубка, сферичні з

багатошаровими діелектричними покріттями. Вони мають високі коефіцієнти відбивання і практично не поглинають світла. Пропускна здатність дзеркала, через яке виходить випромінювання лазера, становить 2 %, а другого – менше 1 %. Між електродами трубки прикладається постійна напруга 1–2 кВ. Розрядний струм в трубці становить декілька десятків міліампер.

Лазерне випромінювання характеризується такими властивостями:

- високою часовою і просторовою когерентністю;
- строгою монохроматичностю ($\Delta\lambda \sim 10^{-11} \text{ м}$);
- великою густинною потоку випромінювання;
- дуже малим кутовим розходженням в пучку.

Незвичайні властивості лазерного випромінювання мають широке застосування. ОГК можна з великою ефективністю використовувати для зв'язку, локації. Випромінюванням ОГК можна пробивати найдрібніші отвори в найтвердіших речовинах, зварювати мікродеталі, використовувати механічну обробку, впливати на хід хімічних реакцій.

Рекомендована література до Розділу IV

17. І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин, В.М. Габа, Ф.М. Гончар. Курс фізики: Навчальний підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид-Біт, 2002. 376 с.
18. Б.М. Яворський, А.А. Детлаф. Курс фізики III, - К.: Вища школа, 1973. 499 с.
19. Т.И. Трофимова. Курс фізики. – М.: Вищш шк., 1990. 478 с.
20. И.В. Савельев. Курс общей физики, т. III - М.: Наука, 1986. 318 с.
21. І.Р. Зачек, І.Е. Лопатинський, Й.Я. Хром'як. Висвітлення досягнень українських фізиків у курсі фізики: Методичний посібник/ За ред. Ю.К. Руданського. – Львів:

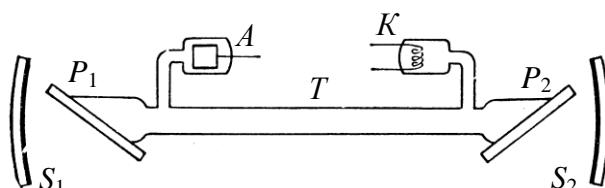


Рис. 4.13

Видавництво національного університету „Львівська політехніка”, 2003. 84 с.

4.1. Лабораторна робота №44

ВИВЧЕННЯ СЕРІАЛЬНИХ ЗАКОНОМІРНОСТЕЙ В СПЕКТРІ ВИПРОМІНЮВАННЯ ВОДНЮ І ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА

Мета роботи

Експериментально дослідити видиму частину спектра випромінювання атомів водню, за результатами вимірювань розрахувати сталу Планка

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати серіальні закономірності формування спектра випромінювання атома водню та вміти їх пояснити за теорією Бора (§4.1)

Прилади і матеріали

Монохроматор типу УМ–2, неонова лампочка, прилад СПЕКТР–1

Теоретичний відомості і опис установки

Як відомо спектр кожного газу складається з окремих спектральних ліній або груп (серій) близько розташованих ліній. Найбільш вивченим є спектр атома водню. Частоти випромінювання атома водню можна описати узагальненою формулою Бальмера у вигляді (4.4):

$$\nu_{kn} = R \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right), \quad (1)$$

де ν_{kn} – частота випромінювання атома водню при його переході з k –го енергетичного рівня на n –й енергетичний рівень; R – стала Рідберга; k і n – цілі числа ($n=1,2,3,\dots$, а k набуває значень $n+1, n+2$ і т.д.).

Стала Рідберга R у формулі (1) визначається співвідношенням (4.7) (див. §4.1)

$$R = \frac{Z^2 m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_o^2}, \quad (2)$$

де Z – порядковий номер атома водню ($Z=1$); $m=9,11 \cdot 10^{-31}$ кг – маса електрона; $e=1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд електрона; $\varepsilon_0=8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м – електрична стала; $c=3 \cdot 10^8$ м/с – швидкість світла у вакуумі; h – стала Планка.

Кожному значенню n в (1) відповідає серія спектральних ліній. Для видимої частини спектра атома водню $n=2$.

Формулу (1) з урахуванням (2) можна записати таким чином:

$$\nu_{kn} = \frac{Z^2 m_e e^4}{8h^3 \varepsilon_0^2} \cdot \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{k^2} \right). \quad (3)$$

Виражаючи частоту випромінювання ν_{kn} через довжину хвилі $\lambda_{kn} = \frac{c}{\nu_{kn}}$ з (3) одержуємо вираз для визначення сталої Планка:

$$h = \sqrt[3]{\frac{m_e e^4 Z^2 \lambda_{kn}}{8\varepsilon_0^2 c} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right)}. \quad (4)$$

З врахуванням того, що для атома водню $Z=1$ вираз (4) перепишемо у вигляді

$$h = \sqrt[3]{\frac{m_e e^4 \lambda_{kn}}{8\varepsilon_0^2 c} \cdot \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{k^2} \right)}. \quad (5)$$

Перехід атомів газу із основного стану в збуджений легко здійснити за допомогою електричного розряду в розрідженному газі. Перехід атомів із збудженого стану в основний проходить спонтанно (самовільно) з випромінюванням ліній усіх серій.

В даній лабораторній роботі визначають наступні лінії в спектрі випромінювання водню, які лежать у видимій частині спектру і становлять 400–600 нм:

- червону лінію $H_\alpha (\lambda_{3,2})$, ($k = 3$);
- зелено-голубу лінію $H_\beta (\lambda_{4,2})$, ($k = 4$);
- фіолетово – синю лінію $H_\gamma (\lambda_{5,2})$, ($k = 5$);
- фіолетову лінію $H_\delta (\lambda_{6,2})$, ($k = 6$).

Експериментальна установка зібрана на основі монохроматора УМ–2, який використовується як спектроскоп. Оптична схема установки наведена на рис. 1.

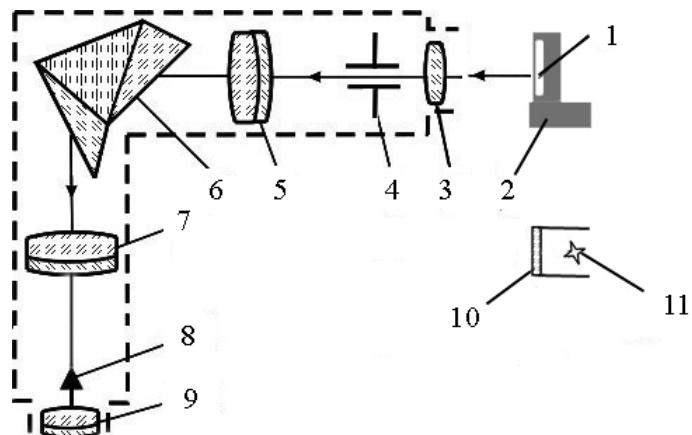


Рис. 1

- 1 – воднева газорозрядна трубка; 2 – блок живлення трубки; 3 – збиральна лінза; 4 – вхідна щілина;
 5 – об'єктив коліматора; 6 – дисперсійна призма; 7 – об'єктив зорової трубы; 8 – візор; 9 – окуляр;
 10 – захисний кожух неонової лампочки; 11 – неонова лампочка.

На вхідну щілину 4 монохроматора направляють світло від неонової лампочки 11 в кожусі 10 або газорозрядної водневої трубки 1 пристрою СПЕКТР –1.

Загальний вигляд установки зображеній на рис. 2.

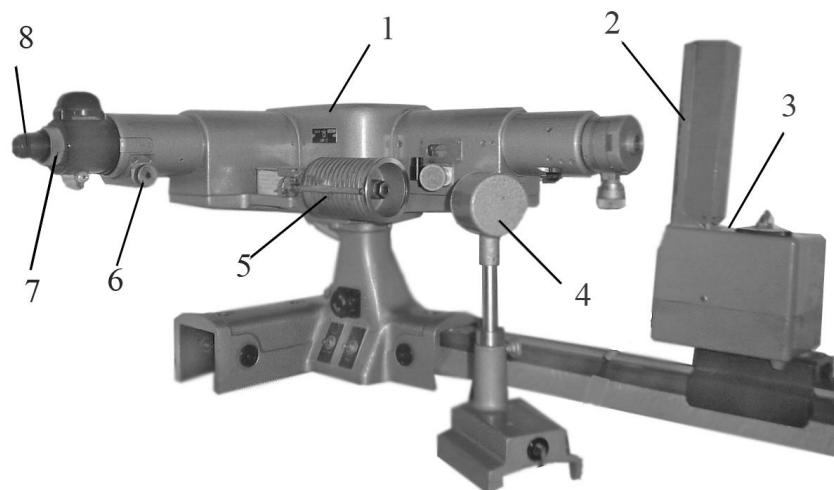


Рис. 2

- 1 – монохроматор; 2 – воднева газорозрядна трубка в захисному кожусі; 3 – блок живлення трубки;
 4 – неонова лампочка в захисному кожусі; 5 – барабан довжин хвиль монохроматора;
 6 і 7 – регулювальні гвинти окуляра монохроматора; 8 – окуляр.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Градуювання монохроматора

Для цього (див.рис.2):

1. Розмістити близько до вхідної щілини монохроматора 1 неонову лампочку 4, яка розміщена в захисному кожусі, і увімкнути її в мережу 220 В.
2. Встановити ширину вхідної щілини монохроматора ~ 0,22 мм.
3. Досягнути чітке зображення спектральних ліній в окулярі 8 монохроматора за допомогою регулювальних гвинтів 6 та 7, а оптимальну ширину спектральних ліній – незначним регулюванням ширини вхідної щілини монохроматора.
4. Плавно обертаючи барабан 5 довжин хвиль монохроматора, суміщати з візором монохроматора видимі в окулярі 8 спектральні лінії випромінювання неону та встановлювати відповідність між значеннями λ і відносними поділками n шкали

Розділ I. Геометрична оптика

барабана довжин хвиль (для спектру випромінювання неону значення λ вказані на робочому місці).

5. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
6. Вимкнути з мережі 220 В неонову лампочку і зняти її з оптичної лави.
7. Побудувати графік залежності $\lambda = f(n)$ (графік градуювання монохроматора), відкладаючи по осі X відносні поділки n шкали барабана 5 довжин хвиль, а по осі Y – довжини хвиль λ відповідних ліній.

$\lambda, \text{\AA}$									
$n, \text{відн. од.}$									

Таблиця 1

ЗАВДАННЯ 2. *Визначення довжин хвиль спектральних ліній випромінювання атомів водню та сталої Планка*

1. Розмістити на місці неонової лампочки прилад СПЕКТР – 1.
 2. Увімкнути прилад СПЕКТР–1 в мережу 220 В і встановити перемикач на ньому в положення “ H_2 ”.
 3. Переміщаючи окуляр 8 зорової труби монохроматора 1 за допомогою регулювальних гвинтів 6 і 7 добитися чіткого зображення ліній випромінювання атомів водню в окулярі.
 4. Дивлячись в окуляр монохроматора, встановлювати почергово поворотом барабана 5 довжин хвиль спектральні лінії випромінювання водню навпроти візира монохроматора і проводити відліки, що відповідають цим лініям, за шкалою барабана монохроматора. Візуальний пошук ліній необхідно починати з найбільш інтенсивної червоної H_α лінії.
- Одержані результати записати в таблицю 2.

УВАГА! В спектрі водневої трубки поряд з лініями атомного спектру спостерігається спектр молекулярного водню.

Таблиця 2

Колір і індекс лінії	$n,$ відн.од.	$\lambda,$ нм	Квантові числа		$h \cdot 10^{34},$ Дж·с	$\Delta h \cdot 10^{34},$ Дж·с	$\delta h, 100\%$
			n	k			
Яскраво-червона, H_α			2	3			
Зелено-голуба, H_β			2	4			
Фіолетово-синя, H_γ			2	5			
Фіолетова, H_δ			2	6			
Cep.	xxxx	xxxx	xxxx	xxxx			

5. Користуючись кривою градуування монохроматора визначити довжини хвиль кожної з ліній випромінювання водню.
6. Розрахувати за формулою (5) сталу Планка, використовуючи довжини λ хвиль ліній випромінювання водню: H_α , H_β , H_γ і H_δ .
7. Дані, які одержані в п.п. 5–6, записати в таблицю 2.
8. Проаналізуйте одержані результати і зробіть висновки.

Контрольні запитання

1. Які серії випромінювання, крім серії Бальмера, ще має спектр випромінювання атом водню?
2. Який фізичний зміст мають квантові числа k і n у формулі (1)?
3. Сформулюйте постулати Бора. Як з їх допомогою пояснити лінійчатий характер спектру випромінювання атома водню?
4. Які фізичні величини необхідно знати для того, щоб розрахувати постійну Планка в даній роботі?
5. Знайдіть частоту обертання електрона в атомі водню.
6. Виведіть формулу, яка визначає повну енергію електрона в атомі водню.

4.2. Лабораторна робота № 8

ВИЗНАЧЕННЯ РЕЗОНАНСНОГО ПОТЕНЦІАЛУ ЗБУДЖЕННЯ АТОМІВ ГЕЛІЮ МЕТОДОМ ФРАНКА І ГЕРЦА

Мета роботи

Визначити резонансний потенціал та частоту резонансного випромінювання атомів гелію, розрахувати величину поперечного перерізу електронно – атомних зіткнень

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати серіальні закономірності у формуванні спектра випромінювання атома водню та вміти їх пояснити за теорією Бора (§4.1), бути ознайомленим з методикою, яку використовували Д.Франк і Г. Герц для визначення резонансного потенціалу збудження атомів (§4.2)

Прилади і обладнання

Трьохелектродна лампа, яка заповнена інертним газом – гелієм, джерело живлення типу ПСИП-500 анодної та сіткової ділянок кіл установки, автотрансформатор, випрямляч струму типу ВСА-6А, амперметр катодного кола, мікроамперметр анодного кола, вольтметри

Теоретичні відомості та опис установки

Різниця потенціалів, пройшовши яку електрон зазнає непружного зіткнення з атомом газу, внаслідок чого атом переходить основного стану в перший збуджений стан, називають *резонансним потенціалом*. Потенціал, при якому атом переходить з основного стану в другий збуджений стан називають другим, і т.д.

Атоми, які отримують при непружному ударі з електроном енергію ΔE , переходят у збуджений стан і, повертаючись в основний, випромінюють світловий квант з частотою

$$\nu = \frac{\Delta E}{h}, \quad (1)$$

де h – стала Планка.

В даній лабораторній роботі визначають резонансний потенціал для атомів гелію. Для цього використовується установка, яка відповідає досліду Д. Франка і Г. Герца. Схематично така установка зображена на рис.1.

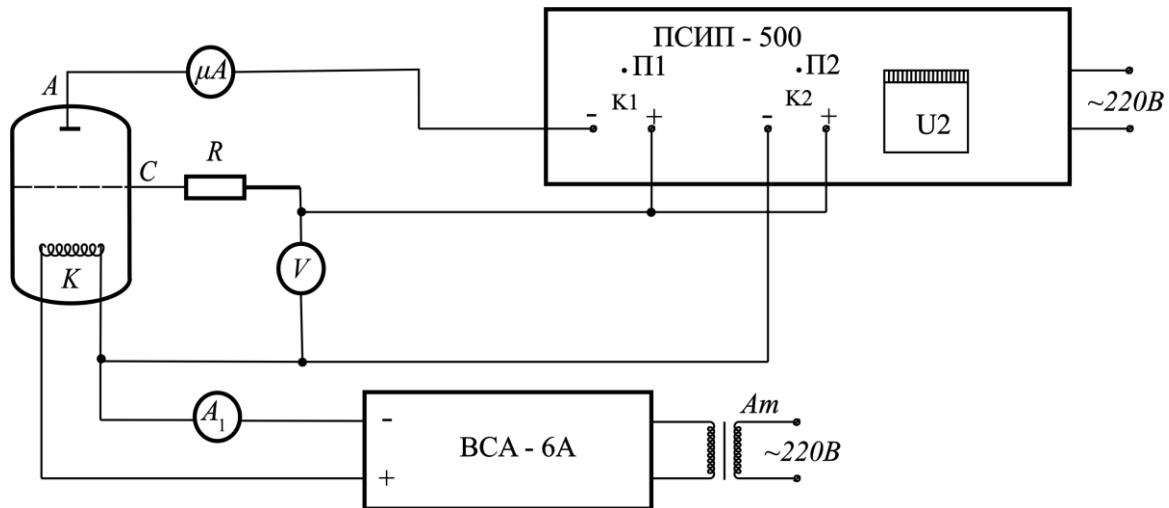


Рис. 1

Основною складовою експериментальної установки є трьохелектродна лампа, яка складається з скляного балона, всередині якого розміщені анод A , катод K і керуюча сітка C . Лампа заповнена хімічно чистим гелієм при тиску $p \sim 1,77 \cdot 10^2 \text{ Pa}$.

Розжарювання катода лампи – джерела електронів здійснюється за допомогою автотрансформатора A_m , увімкненого в мережу 220 В (рис. 1). Сила катодного струму вимірюється амперметром A_1 . Анод A лампи відносно сітки C знаходиться під невеликою від'ємною напругою U_a , яка створює слабке гальмівне електричне поле. На сітку відносно катода подається прискорююча напруга $-U_c$, яка контролюється вольтметром V . Анодний струм I_a вимірюють мікроамперметром μA . В коло катод–сітка включено опір R для обмеження струму у випадку виникнення газового розряду в лампі.

Для визначення резонансного потенціалу атомів гелію, експериментально отримують вольт–амперну характеристику лампи $I_a = f(U_c)$, тобто залежність анодного струму I_a від сіткової напруги при постійній анодній напрузі U_a . Оскільки кількість електронів, які досягають анода, визначає величину електричного струму, що протікає в анодному колі лампи, то, очевидно, за зміною анодного струму можна судити про значення першого та інших потенціалів збудження і характер зіткнень електронів з атомами гелію. Таким потенціалам будуть відповідати максимуми на графіку $I_a = f(U_c)$.

Для розрахунку поперечного перерізу σ електронно–атомних зіткнень можна використати експериментальну залежність величини анодного струму I_a від затримуючої напруги U_a ($I_a = f(U_a)$) при $U_c = \text{const}$ (рис. 2). З рис. 2 визначають значення I_0 та ΔI , де I_0 – початковий анодний струм (при $U_a = 0$), а ΔI – величина, яка визначається числом електронів, які зазнали непружного зіткнення з атомами гелію в об’ємі V між сіткою та анодом.

Теорія зіткнень для визначення значення ΔI дає співвідношення:

$$\Delta I \approx eNn\nu\sigma V, \quad (2)$$

де e – заряд електрона; N – концентрація атомів газу; n – концентрація електронів; ν – швидкість електрона на ділянці лампи сітка–анод; σ – поперечний переріз непружного зіткнення електрона з атомом; V – об’єм між сіткою і анодом.

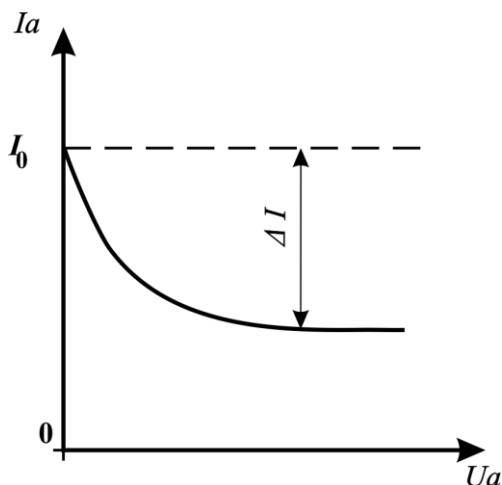


Рис. 2

де S – площа сітки; $d = 5 \cdot 10^{-3} \text{ м}$ – відстань між сіткою та анодом.

З деяким наближенням потік електронів можна оцінити таким чином:

$$nV = \frac{I}{eS}. \quad (4)$$

Співвідношення, що визначає величину поперечного перерізу σ непружного удару електрона з атомом гелію одержано з (2), (3) та (4):

$$\sigma \approx \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{1}{Nd}. \quad (5)$$

Концентрацію атомів газу можна знайти з рівняння:

$$N = \frac{P}{kT},$$

де k – стала Больцмана ($k = 1,38 \cdot 10^{-23} \text{ Дж} \cdot \text{K}^{-1}$); T – температура катода ($\sim 2000 \text{ K}$); P – тиск гелію в лампі.

Таким чином, кінцева формула для визначення поперечного перерізу непружного удару електрона з атомом гелію

$$\sigma = \frac{\Delta I}{I} \cdot \frac{kT}{pd}. \quad (6)$$

Загальний вигляд установки наведено на рис. 3

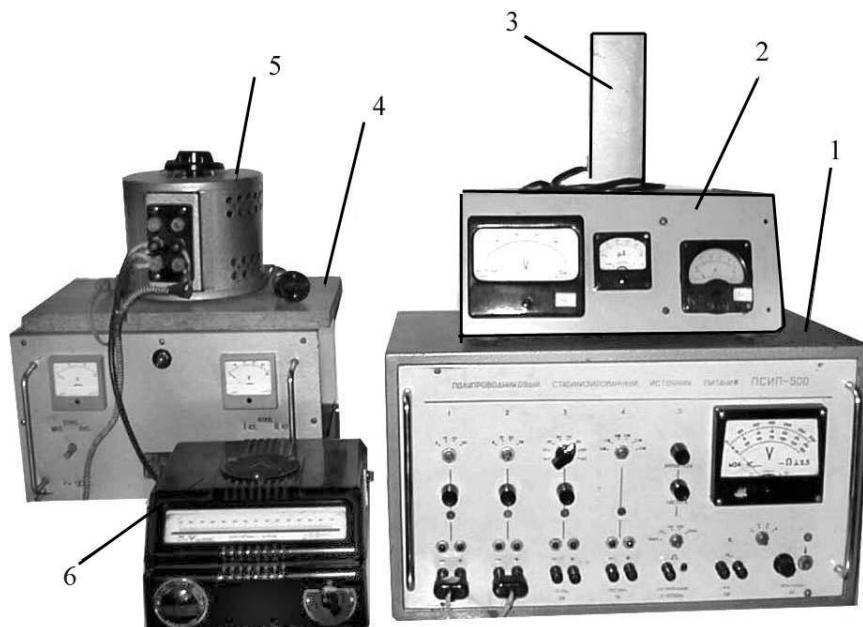


Рис. 3

- 1 – джерело живлення анодної та сіткової ділянок електричних колів (ПСИП-50);
 2 – вимірювальний блок, до складу якого входять амперметр катодного кола, вольтметр анодного кола, вольтметр кола сітки; 3 – лампа, яка наповнена гелієм, в захисному корпусі; 4 – випрямляч струму типу ВСА-6А; 5 – автотрансформатор; 6 – мікроамперметр анодного кола

Послідовність виконання роботи

- Ознайомитися з пристроями, які входять до складу лабораторної установки.
- Встановити регулятор напруги на автотрансформаторі 5 в нульове положення і увімкнути його в мережу 220 В. **УВАГА! Без дозволу викладача не вмикати.**
- Перевести ручки потенціометрів Π_1 і Π_2 на джерелі живлення ПСИП-500 в крайнє ліве положення.
- Увімкнути ПСИП-500 в мережу 220 В.
- Регулятором напруги на автотрансформаторі установити в колі катода лампи силу струму, вказану на робочому місці. **УВАГА! Під час експерименту стежити, щоб сила струму в катодному колі залишалася сталою.**
- Прогрівши лампу протягом 2–3 хв, встановити потенціометром Π_1 анодну напругу U_a , яка вказана на робочому місці, і вимірювати величину анодного струму I_a , змінюючи потенціометром Π_2 напругу U_c на сітці лампи від 0 до 20 В з кроком 0,5 В. Результати вимірювань записати в таблицю 1.

Таблиця

I

№ п/п	U_c , В	I_a , мкА	I_k , А	U_a , В	Резонансний потенціал U_p , В
1	0				
2	0,5				
3	1,0				
...	...				
40	20				

- Побудувати графік залежності $I_a = f(U_c)$. З графіка визначити значення резонансного потенціалу U_p атома гелію.
- За формулою (1) обчислити довжину хвилі фотонів, що випромінюються атомом гелію. Отримане значення довжини хвилі випромінювання записати в таблицю 2.
- Встановити потенціометром Π_2 постійну напругу U_c на сітці, вказану на робочому місці, та вимірювати величину анодного струму I_a , змінюючи потенціометром Π_1 анодну напругу U_a від 0 до 11 В з кроком 1 В. Результати вимірювань записати в таблицю 2.

Таблиця 2

№ п/п	I_k , А	U_c , В	U_a , В	I_a , мкА	λ , нм	$\delta\sigma$, %

1			0		
2			1		
3			2		
...			...		
12			11		

10. Побудувати графік залежності $I_a = f(U_a)$ і з цього ж графіка визначити значення I_0 та ΔI . За формулою (6) розрахувати величину поперечного перерізу σ непружного зіткнення електрона з атомом гелію.
11. Проаналізувати одержані результати та зробити висновки.

Контрольні запитання

1. В чому полягає фізичну суть пружних і непружних ударів електронів з атомами газів?
2. Який фізичний факт підтверджує дослід Франка і Герца?
3. Поясніть характер зміни вольт-амперної характеристики в досліді Франка і Герца.
4. Яким чином, знаючи енергію переходу атома з основного рівня на резонансний, можна визначити ν – частоту резонансного випромінювання.
5. Вивести робочу формулу для визначення поперечного перерізу σ непружного удару електрона з атомами газів.
6. Як пояснюються свічення газів в електричному розряді?

4.3. Лабораторна робота № 17

ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНА ПЕРЕВІРКА СПІВВІДНОШЕННЯ НЕВИЗНАЧЕНОСТЕЙ ГЕЙЗЕНБЕРГА ДЛЯ ФОТОНІВ

Мета роботи

Експериментально перевірити співвідношення невизначеностей Гейзенберга для координати і відповідної її проекції імпульсу фотонів

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть співвідношень невизначеностей Гейзенберга для мікрочастинок (§4.3)

Прилади і обладнання

Гелій–неоновий лазер типу ЛГ–56, щілина з мікрометричним гвинтом, екран з міліметровою шкалою

Теоретичні відомості та опис установки

В даній лабораторній роботі пропонується перевірити експериментально співвідношення невизначеностей Гейзенберга для координати і відповідної проекції імпульсу фотонів, зокрема:

$$\Delta x \cdot \Delta P_x \geq h. \quad (1)$$

З врахуванням теоретичних викладок (див. §4.3) та згідно рис. 1, для малих кутів φ дифракції світла невизначеність проекції імпульсу ΔP_x фотонів на координату OX можна записати наступним чином:

$$\Delta P_x = P \cdot \sin \varphi \approx P \cdot \operatorname{tg} \varphi = \frac{h}{\lambda} \cdot \frac{D}{L}, \quad (2)$$

де D – півширина центрального дифракційного максимуму, L – відстань від щілини до екрана, λ – довжина хвилі монохроматичного випромінювання.

Підставивши (2) у формулу (1), отримаємо вираз:

$$\Delta x \cdot D \geq L \cdot \lambda.$$

(3)

Цей вираз є робочою формuloю для перевірки співвідношення невизначеності Гейзенберга для координати x і проекції імпульсу ΔP_x фотонів.

Схематично лабораторна установка зображена на рис. 1.

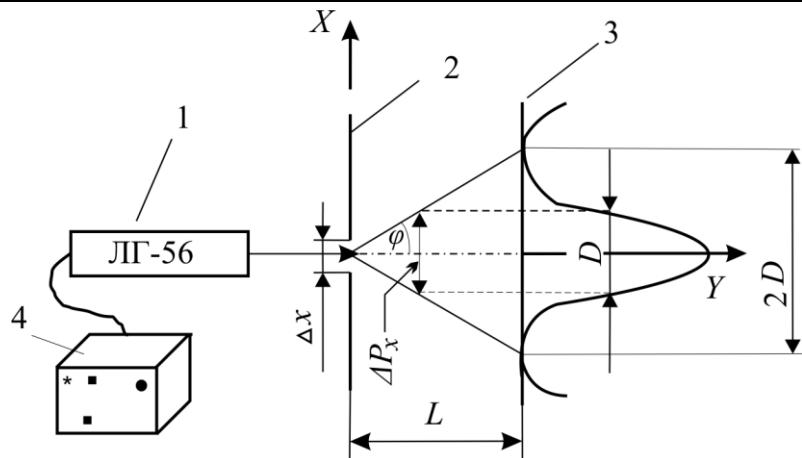


Рис.1

1 – Не–Не лазер типу ЛГ-56; 2 – розсувна щілина; 3 – екран; 4 – блок живлення лазера.

№ п/п	L , m	λ , nm	Δx , mm	$2D$, mm	D , mm	$\Delta x \cdot D \cdot 10^{-9}$, m^2	$L \cdot \lambda \cdot 10^{-9}$ m^2
----------	--------------	---------------------	----------------------	----------------	---------------	---	--

Лазер 1 встановлюють на краю оптичної лави. На протилежному кінці лави розташовують два рейтери: один з тримачем для щілини 2, другий – з тримачем для екрана 3. При освітленні лазерним променем щілини 2 на екрані 3 формується дифракційна картина.

При виконанні роботи слід виміряти ширину щілини, яка характеризує невизначеність координати фотона Δx , а також півширину D центрального дифракційного максимуму, яка характеризує невизначеність імпульсу фотонів ΔP_x .

Послідовність виконання роботи

- Зібрати установку згідно рис. 1. При цьому щілину 2 розмістити на відстані $S \sim 0,2\text{ м}$ від лазера 1. Екран 3 встановити на протилежному кінці оптичної лави. Відстань між щілиною та екраном встановити $L=1,5\text{--}2,0\text{ м}$.
- Увімкнути блок живлення лазера в мережу 220 В. Після $\sim 5\text{ хв}$ натиснути на блокі живлення кнопку “Випромінювання”. При цьому появиться лазерний промінь. **УВАГА! Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.**
- Отримати чітку дифракційну картину на екрані 3.
- За допомогою мікрометричного гвинта поступово змінювати ширину щілини Δx від 0,03 мм до 0,42 мм з кроком 0,03 мм. Для кожного значення Δx виміряти ширину $2D$ головного максимуму. **УВАГА! Слід дуже обережно працювати при показах барабана поблизу нуля і ні в якому разі не зводити його до нуля – це веде до виходу з ладу щілини.**
- Обчислити вирази $\Delta x \cdot D$ та $L \cdot \lambda$ для відповідних значень Δx , D , L та λ .
- Результати вимірювань та обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

1	632,8						
2							
...							
14							

7. Побудувати графік залежності $D = f(\Delta x)$.
8. Зменшити відстань L між щілиною та екраном наближено в два рази. Переконатися, що для нових значень D виконується співвідношення (3).
9. Проаналізувати отримані результати та зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Як слід розуміти поняття *корпускулярно-хвильовий дуалізм* для мікрочастинок?
2. В чому полягає фізичний зміст співвідношення невизначеностей Гейзенберга?
3. Поясніть співвідношення невизначеностей Гейзенберга на прикладі руху фотонів крізь щілину.
4. Наведіть приклади фізичних явищ, які знаходять своє пояснення на основі співвідношення невизначеностей Гейзенберга.
5. Де використовуються хвильові властивості потоків мікрочастинок?
6. Чому для виконання даної роботи доцільно використати лазер?

4.4. Лабораторна робота № 46

ДОСЛІДЖЕННЯ МОЛЕКУЛЯРНИХ СПЕКТРІВ ПОГЛИНАННЯ І ВИЗНАЧЕННЯ СТАЛОЇ ПЛАНКА

Мета роботи

Ознайомитись із структурою молекулярних спектрів поглинання водних розчинів $K_2Cr_2O_7$, $CuSO_4$, $KMnO_4$ і визначити сталу Планка за молекулярним спектром поглинання водного розчину біхромату калію $K_2Cr_2O_7$

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати серіальні закономірності формування спектра випромінювання атома водню (§4.1), вміти описати складові повної енергії молекул та особливості формування молекулярних спектрів поглинання (§4.4)

Прилади і обладнання

Монохроматор УМ – 2, неонова лампочка, кювети з водними розчинами $K_2Cr_2O_7$, $CuSO_4$, $KMnO_4$, конденсорна лінза

Теоретичні відомості та опис установки

Для визначення сталої Планка h в даній лабораторній роботі вивчають спектр поглинання водного розчину біхромату калію $K_2Cr_2O_7$. Відомо, що кванти світла, які поглинаються цим розчином, викликають розпад іонів $(Cr_2O_7)^{2-}$ згідно рівняння



Найбільша довжина хвилі λ_{\max} , яка здатна викликати розпад іона $(Cr_2O_7)^{2-}$, відповідає початку поглинання в спектрі розчину і задовольняє умові

$$h \cdot \frac{c}{\lambda_{\max}} = W, \quad (2)$$

де h – стала Планка; c – швидкість світла у вакуумі; W – енергія, яку необхідно затратити для реакції розпаду іона $(Cr_2O_7)^{2-}$.

Ця енергія W дорівнює

$$W = \frac{Q}{N_A}, \quad (3)$$

де Q – тепловий ефект реакції (для реакції (1) $Q = 2,42 \cdot 10^5 \text{ Дж} / \text{моль}$), $N_A = 6,02 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$ – число Авогадро.

Розділ I. Геометрична оптика

Із співвідношень (2) і (3) отримуємо робочу формулу для знаходження сталої Планка

$$h = \frac{Q \cdot \lambda}{N_A \cdot c}. \quad (4)$$

Лабораторна установка для вивчення спектрів поглинання водних розчинів зібрана на базі монохроматора УМ-2, який використовується як спектроскоп. Оптична схема установки наведена на рис. 1, а її загальний вигляд – на рис. 2. На рис. 1 схематично виділені оптичні елементи, що входять до складу монохроматора.

Як видно з рис. 1, сфокусоване конденсорною лінзою 3 світло проходить через досліджуваний розчин 4 і потрапляє на вхідну щілину 6 монохроматора. Далі, пройшовши дисперсійну призму 8, світловий промінь через об'єктив зорової труби 9 досягає окуляра 11.

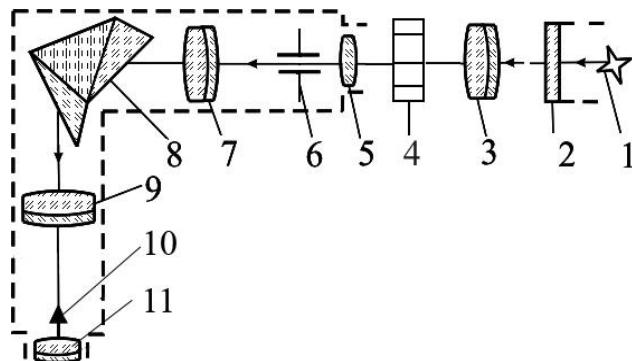


Рис. 1

1 – джерело світла; 2 – захисний кожух джерела світла; 3 – конденсорна лінза; 4 – кювета з досліджуваним розчином; 5 – збиральна лінза; 6 – вхідна щілина; 7 – об'єктив коліматора;

8 – дисперсійна призма; 9 – об'єктив зорової труби; 10 – візор; 11 – окуляр.

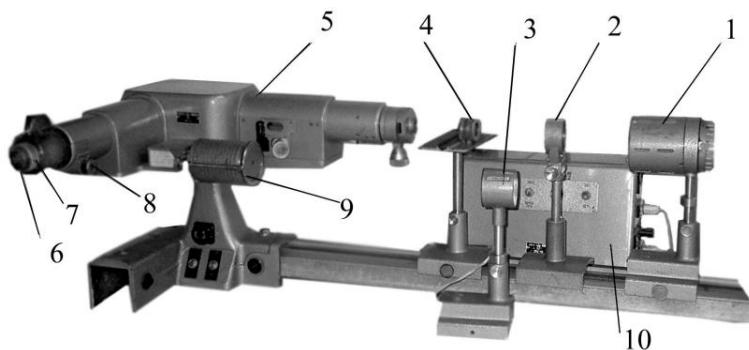


Рис. 2

1 – джерело світла (лампочка розжарювання) в захисному кожусі;

Розділ I. Геометрична оптика

2 – конденсорна лінза; 3 – неонова лампочка в захисному кожусі; 4 – кювета з досліджуваним розчином; 5 – монохроматор УМ–2; 6 – окуляр; 7; 8 – регулювальні гвинти; 9 – барабан довжин хвиль; 10 – блок живлення установки.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Градуювання монохроматора

Для цього потрібно (див. рис. 2):

1. Розмістити на оптичній лаві перед вхідною щілиною монохроматора конденсорну лінзу 2, а за нею – неонову лампочку 3 в захисному кожусі.
2. Встановити ширину вхідної щілини монохроматора $\sim 0,22 \text{ мм}$.
3. Увімкнути неонову лампочку в мережу 220 В.
4. Сфокусувати за допомогою конденсарної лінзи 2 випромінювання неонової лампочки на вхідну щілину монохроматора.
5. Одержані чітке зображення спектральних ліній випромінювання неонової лампочки в окулярі 6 монохроматора 5 за допомогою регулювальних гвинтів 7 і 8, а оптимальну ширину ліній – незначним регулюванням ширини вхідної щілини монохроматора.
6. Обертаючи барабан 9 довжин хвиль монохроматора, почергово встановлювати спектральні лінії неону, які зображені на робочому місці і одночасно видимі в окулярі 6, навпроти візира монохроматора і робити відліки n положень спектральних ліній за шкалою барабана. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
7. Побудувати графік градуювання монохроматора. Для цього по осі абсцис необхідно відкласти значення довжин хвиль λ спектра випромінювання неону, а по осі ординат – відповідні їм значення відліків n (у відносних кутових одиницях) за шкалою барабана 9 довжин хвиль монохроматора.

Таблиця 1

$\lambda, \text{\AA}$								
n , відн.од.								

ЗАВДАННЯ 2. Вивчити спектри поглинання водних розчинів: мідного купоросу CuSO_4 ,

біхромату калію $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, марганцевокислого калію KMnO_4 та визначити

сталу Планка

Щоб охарактеризувати положення даної смуги або області поглинання в спектрі, вказують довжини хвиль початку і кінця поглинання, а також те місце в спектрі, де спостерігається найбільш сильне поглинання. Якщо смуга поглинання знаходиться не тільки у видимій області, але захоплює ультрафіолетову або інфрачервону область, то потрібно вказати лише початок або кінець області поглинання.

Для отримання спектрів поглинання водних розчинів: мідного купоросу CuSO_4 , біхромату калію $\text{K}_2\text{Cr}_2\text{O}_7$, марганцевокислого калію KMnO_4 необхідно (див. рис. 2):

1. Розмістити на оптичній лаві конденсорну лінзу 3 і джерело світла 1.
2. Між вхідною щілиною монохроматора і конденсарною лінзою 2 розмістити предметний столик.

Розділ I. Геометрична оптика

3. Увімкнути пульт живлення 10 монохроматора в мережу 220 В. Спостерігати випромінювання з джерела світла 1.
4. Пересуваючи лінзу 3 по оптичній лаві, домогтися чіткого зображення нитки лампочки розжарення джерела світла на вхідній щілині монохроматора. При цьому, спостерігати спектр випромінювання лампочки в окулярі 6 монохроматора.
5. Розмістити на предметному столику кювету 4 з досліджуваним розчином.
6. Збільшуючи або зменшуючи ширину вхідної щілини монохроматора, домогтися найкращого зображення смуг поглинання.
7. Зробити відліки за шкалою барабана довжин хвиль 9 у відносних кутових одиницях положень початку і кінця смуг поглинання (країв темних смуг поглинання на світлому фоні суцільного спектра), а також місце в спектрі, де спостерігається максимум поглинання. Результати вимірювань записати в таблицю 2.
8. За кривою градуування монохроматора, одержаною в ЗАВДАННІ 1, визначити значення λ довжин хвиль, які відповідають початку, кінцю і максимуму поглинання. Знайдені значення λ записати в таблицю 2.
9. За знайденим значенням λ довжини хвилі початку поглинання біхромату калію $K_2Cr_2O_7$ за формулою (3) обчислити сталу Планка.

Таблиця 2

Назва речовини	Спектральні смуги поглинання						$h \cdot 10^{34}$, Дж·с	
	Початок поглинання		Максимум поглинання		Кінець поглинання			
	n , відн.од.	$\lambda, \text{\AA}$	n , відн.од.	$\lambda, \text{\AA}$	n , відн.од.	$\lambda, \text{\AA}$		
K_2CrO_7								
$CuSO_4$								
$KMnO_4$								

Контрольні запитання

1. Що називається спектром випромінювання і поглинання атомів і молекул?
2. Які складові включає повна енергія молекули, що визначає її спектр?
3. Назвіть типи молекулярних спектрів. Запишіть формулу, що визначає частоту фотона, який випромінюється молекулою, при зміні всіх видів енергії молекули.
4. Поясніть методику визначення сталої Планка, що застосовується в даній лабораторній роботі.

4.5. Лабораторна робота № 66

ВИЗНАЧЕННЯ ЕНЕРГІЇ ДИСОЦІАЦІЇ МОЛЕКУЛ ЙОДУ

Мета роботи

Вивчити спектр поглинання парів йоду і визначити енергію дисоціації молекул йоду J_2 .

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: вміти описати складові повної енергії молекули та особливості формування молекулярних спектрів

поглинання (§4.4)

Прилади й обладнання

Монохроматор УМ – 2, неонова лампочка, кювета з кристалічним йодом, спиртівка

Теоретичні відомості та опис установки

Спектр поглинання парів йоду J_2 складається із ряду серій електронно–коливальних смуг, які мають з однієї сторони різкий край (кант), що є згущенням ліній, з яких складається смуга. Смуги I–ої серії спектру поглинання молекули J_2 лежать в межах $\lambda=5000 - 6000\text{\AA}$. При $\lambda=5434\text{\AA}$ смуга має з короткохвильової сторони супутник $\lambda=5432\text{\AA}$, з якого починається друга серія смуг. Реперною точкою є кант з $\lambda=5480\text{\AA}$, для якого коливне квантове число рівне $v = 25$.

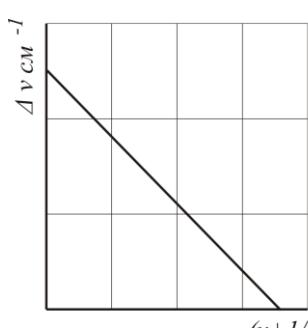


Рис. 1

Енергію дисоціації молекули J_2 можна визначити графічно, будуючи залежність різниці між кантами смуг від $(v + 1/2)$, і екстраполюючи пряму до перетину з осами координат (рис. 1). Площа, обмежена прямою і осами координат, визначає енергію дисоціації молекули J_2 .

Лабораторна установка для вивчення спектрів поглинання розчинів йоду зібрана на базі монохроматора УМ–2, який використовується як спектроскоп. Оптична схема установки наведена на рис. 2, а її загальний вигляд – на рис. 3. На рис. 3 виділені оптичні елементи, що входять до складу монохроматора.

Як видно з рис. 2, сфокусоване конденсорною лінзою 3 світло проходить через досліджуваний розчин 4 і потрапляє на вхідну щілину 6 монохроматора. Далі, пройшовши дисперсійну призму 8, світловий промінь через об'єктив зорової труби 9 досягає окуляра 11.

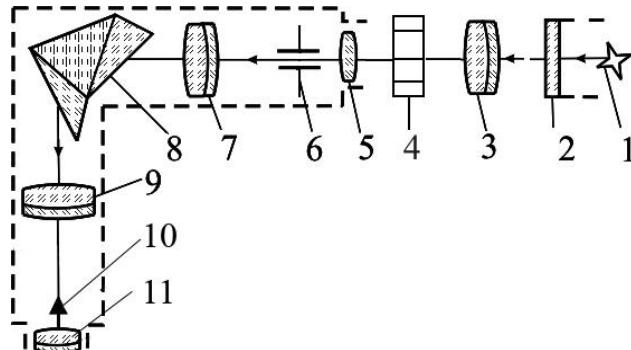


Рис. 2

1 – джерело світла; 2 – захисний кожух джерела світла; 3 – конденсорна лінза; 4 – кювета з досліджуваним розчином; 5 – збиральна лінза; 6 – вхідна щілина; 7 – об'єктив коліматора;

8 – дисперсійна призма; 9 – об'єктив зорової труби; 10 – візор; 11 – окуляр.

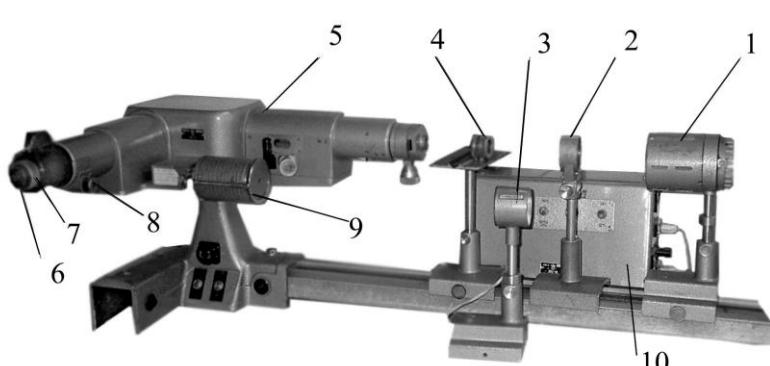


Рис. 3

1 – джерело світла (лампочка розжарювання) в захисному кожусі;

2 – конденсорна лінза; 3 – неонова лампочка в захисному кожусі; 4 – кювета з досліджуваним розчином; 5 – монохроматор УМ–2; 6 – окуляр; 7; 8 – регулювальні гвинти; 9 – барабан довжин хвиль; 10 – блок живлення установки.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Градуювання монохроматора*

Для цього потрібно (див. рис. 3):

1. Розмістити на оптичну лаву перед вхідною щілиною монохроматора конденсорну лінзу 2, а за нею – неонову лампочку 3 в захисному кожусі.
2. Встановити ширину вхідної щілини монохроматора $\sim 0,22 \text{ мм}$.
3. Увімкнути неонову лампочку в мережу 220 В.
4. Сфокусувати за допомогою конденсорної лінзи 2 випромінювання неонової лампочки на вхідну щілину монохроматора.

5. Досягнути чітке зображення спектральних ліній випромінювання неонової лампочки в окулярі монохроматора 6 за допомогою регулювальних гвинтів 7 і 8, а оптимальну ширину ліній – незначним регулюванням ширини вхідної щілини монохроматора.
6. Обертаючи барабан 9 довжин хвиль монохроматора, почергово встановлювати спектральні лінії неону, які зображені на робочому місці і одночасно видимі в окулярі 6, навпроти візира монохроматора і робити відліки n положень спектральних ліній за шкалою барабана. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
7. Побудувати графік градуування монохроматора. Для цього по осі абсцис необхідно відкласти значення довжин хвиль λ спектра випромінювання неону, а по осі ординат – відповідні їм значення відліків n (у відносних кутових одиницях) за шкалою барабана 9 довжин хвиль монохроматора.

Таблиця 1

$\lambda, \text{\AA}$							
n , відн.од.							

ЗАВДАННЯ 2. Визначення енергії дисоціації молекул йоду J_2

Для отримання спектрів поглинання молекул парів йоду необхідно (див. рис. 3):

1. Розмістити на оптичній лаві конденсорну лінзу 3 і джерело світла 1, яке знаходиться в захисному кожусі.
2. Увімкнути блок живлення 10 монохроматора в мережу 220 В. Спостерігати свічення джерела світла 1.
3. Пересуваючи лінзу 3 по оптичній лаві, домогтися чіткого зображення нитки розжарення лампочки джерела світла на вхідній щілині монохроматора. При цьому спостерігати суцільний спектр випромінювання джерела світла в окулярі 6 монохроматора.
4. Між вхідною щілиною і конденсорною лінзою 2 розмістити предметний столик.
5. Кювету з кристалічним йодом нагріти над спиртівкою протягом декількох секунд, дістаючи в кюветі пари йоду.
6. Поставити на предметний столик кювету.
7. Регулюючи вхідну щілину монохроматора, домогтися найкращого зображення положень кантів смуг поглинання в окулярі 6 монохроматора.
8. Зробити відліки положень кантів смуг поглинання (кожного темного канта на світлому фоні суцільного спектра) за шкалою барабана 9 довжин хвиль монохроматора у відносних кутових одиницях.
9. Визначити довжини хвиль λ , які відповідають кожному канту смуги поглинання, використовуючи графік градуування монохроматора одержаного в ЗАВДАННІ 1.
10. Приймаючи до уваги, що смузі з кантами $\lambda=5480 \text{\AA}$ відповідає коливне квантове число $\nu=25$, знайти квантові числа для других кантів. При цьому необхідно врахувати, що із зменшенням довжини хвилі канта, ν збільшується на одиницю і навпаки.
11. Перевести довжини хвиль, що відповідають кантам, у хвильові числа ($\nu = 1/\lambda \text{ cm}^{-1}$).
12. Знайти різницю $\Delta\nu$ для сусідніх кантів. Побудувати графік залежності $\Delta\nu$ як функцію від $(\nu + 1/2)$ і екстраполювати криву $\Delta\nu = f(\nu + 1/2)$ до перетину з осями $\Delta\nu$, $(\nu + 1/2)$.
13. Визначити площину обмежену осями $\Delta\nu$, $(\nu + 1/2)$ і кривою $\Delta\nu = f(\nu + 1/2)$, яка і буде дорівнювати енергії дисоціації W_0 в cm^{-1} .
14. Перевести одиниці вимірювання енергії дисоціації в електрон–вольти ($1 \text{ eB} = 8047,5 \text{ cm}^{-1}$).
15. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 2.

Таблиця 2

Назва речовини	Відлік канта за барабаном довжин хвиль, <i>відн.од.</i>	Довжина λ хвилі канта, \AA	Коливне квантове число ν	Хвильове число канта $\nu = 1/\lambda$, cm^{-1}	$\Delta\nu$, cm^{-1}
J_2					

Контрольні запитання

1. Який вигляд мають спектри поглинання молекул, і як пояснити складність молекулярних спектрів?
2. Які дискретні значення може приймати енергія молекули?
3. Коли відбувається зміна енергії молекули?
4. Що таке енергія дисоціації молекули?
5. Намалюйте схему розміщення електронних, коливальних і обертальних рівнів для двохатомної молекули.

4.6. Лабораторна робота № 21

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ОПТИЧНОЇ ГУСТИНИ І ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЙ ВОДНИХ РОЗЧИНІВ

Мета роботи

Ознайомитись з принципом дії фотоелектричного спектрофотометра типу КФК-3, який використовується для проведення спектральних досліджень і навчитись визначати спектральний розподіл оптичної густини та концентрацію розчинів на прикладі розчину мідного купоросу

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати закони геометричної оптики (§1.1.1), бути озайомленим явищем поглинання світла (§2.6)

Прилади і обладнання

Фотоелектричний фотометр типу КФК-3, набір розчинів мідного купоросу різних концентрацій

Опис установки

Основною функцією спектрального приладу є просторове розділення на монохроматичні складові оптичного випромінювання і спрямування його на досліджуваний об'єкт. Таке завдання реалізується за допомогою основних елементів спектрального приладу – прозорої для випромінювання призми або дифракційної гратки.

В даній лабораторній роботі для дослідження спектрального розподілу оптичної густини розчинів використовується фотоелектричний спектрофотометр типу КФК-3, оптична схема якого наведена на рис. 1. У спектрофотометрі можна умовно виділити дві основні частини: *оптичну* і *фотоелектричну*. Головним елементом оптичної схеми спектрофотометра є *дифракційна гратка* 4, яка працює на відбивання. Така дифракційна гратка є дзеркальною поверхнею, яка розбита на велику кількість смужок (елементів) подібно до того, як це зроблено в дифракційній гратці, що працює на пропускання. Світло, що випромінюється лампочкою розжарення 1, після проходження конденсора 2 та діафрагми D_1 утворює вузький паралельний пучок світла, який попадає на дифракційну гратку. За рахунок виникнення оптичної різниці ходу променів, що відбиваються від кожного з елементів решітки, на “екрані” (дзеркало 5) утворюється *дифракційний спектр*, який спрямовується на вихідну діафрагму D_2 так, що в її щілину проходить лише невелика частина загального спектру. Цим досягається утворення пучка світла, що характеризується вузьким інтервалом довжин хвиль ($\Delta\lambda=7\text{ нм}$), який в подальшому спрямовується на досліджуваний розчин.

Обертаючи дифракційну гратку 4 навколо осі, паралельної її штрихам, спрямовують пучки світла на вихідну щілину з інтервалом довжин хвиль 315 –990 нм.

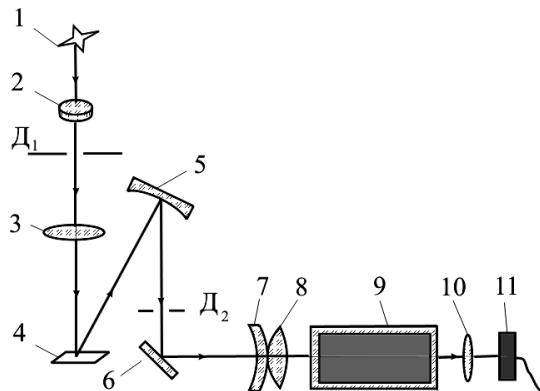


Рис. 1

Принцип дії фотометра ґрунтуються на порівнянні світлових потоків, а саме світлового потоку Φ_0 , який проходить через кювету з дистильованою водою, і світлового потоку Φ , що пройшов через кювету з досліджуваним розчином. Світлові потоки Φ_0 і Φ попадають на фотодіод, який перетворює їх в у струми I_0 та I , і разом з темновим струмом I_T фотодіода (коли фотодіод неосвітлений) обробляються мікропроцесорною системою фотометра. Чисельний результат обробки для коефіцієнта пропускання (прозорості) – τ або оптичної густини D висвітлюється на цифровому табло приладу.

Загальний вигляд спектрофотометра КФК-3 зображенено на рис. 2.

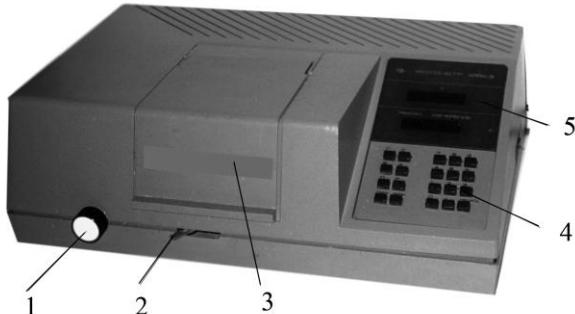


Рис. 2

1 – ручка встановлення довжин хвиль; 2 – важіль переміщення кювет; 3 – кришка кюветного відсіку; 4 – клавіатура мікропроцесорної системи; 5 – світлове табло

Коефіцієнт пропускання (прозорості) показує яка частина світлового потоку, що падає на досліджуваний об'єкт і проходить через нього не поглинаючись:

$$\tau = \frac{\Phi}{\Phi_0} = \frac{I - I_T}{I_0 - I_T} \cdot 100\%. \quad (1)$$

Оптична густина D речовини характеризує ступінь поглинання нею монохроматичного випромінювання і описується співвідношенням:

$$D = \lg \frac{1}{\tau} = \lg \frac{I - I_T}{I_0 - I_T} \cdot 100\%. \quad (2)$$

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Виміряти інтервали довжин хвиль λ , що відповідають різним кольорам видимої частини спектра*

Для цього (див. рис. 2):

Розділ I. Геометрична оптика

1. Увімкнути спектрофотометр в мережу 220 В, відкрити кришку З кюветного відсіку і розмістити на шляху світлового променя картку білого паперу.
2. Встановити за допомогою ручки 1 найкоротшу довжину хвилі ($\lambda=307 \text{ нм}$), яку можна одержати за допомогою спектрофотометра.
3. Збільшуючи довжину λ хвилі, спостерігайте появу на паперовій картці випромінювання фіолетового кольору. Записати в таблицю 1 довжину хвилі, що відповідає “початку інтервалу” випромінювання цього кольору.
4. Обертаючи ручку 1, зафіксуйте довжину λ хвилі, на якій закінчується інтервал випромінювання фіолетового кольору. Запишіть значення цієї довжини λ в стовпчик “кінець інтервалу” таблиці 1.
5. Продовжуйте обертати ручку 1 і виконувати такі ж вимірювання для інших кольорів спектра. Отримані результати записувати в таблицю 1.

Таблиця 1

Колір світла	Початок інтервалу λ , нм	Кінець інтервалу λ , нм
фіолетовий		
синій		
зелений		
жовтий		
червоний		

6. Зробіть висновок про можливість візуального сприйняття короткохвильової і довгохвильової околиць спектру даного приладу.

ЗАВДАННЯ 2. Виміряти коефіцієнти пропускання і оптичної густини досліджуваного розчину на фіксованій довжині хвилі випромінювання

Для цього (див. рис. 2):

1. Налити в одну кювету розчинник (дистильовану воду), а в іншу – досліджуваний розчин.
2. Розмістити заповнені кювети в кюветний відсік фотометра: *розчинник у віддалене положення, а досліджуваний розчин – у близьке положення. Закрити кришку З відсіку.*
3. Перевести важіль 2 переміщення кювет в крайнє ліве положення. При цьому на шляху світлового пучка розміщується кювета з розчинником.
4. Ручкою 1 встановити довжину хвилі $\lambda=600 \text{ нм}$.
5. При закритій кришці З фотометра натиснути клавішу “Г” (градування) на клавіатурі 4 мікропроцесорної системи. На нижньому світловому табло 5, ліворуч від коми, висвітиться символ “Г”.
6. Натиснути клавішу “П” на клавіатурі мікропроцесорної системи спектрофотометра. При цьому на табло 5 висвітиться символ “П”, а зліва від нього число 100% з можливим невеликим (± 2) відхиленням. Це означає, що розчинник має 100% прозорість.
7. Перевести важіль 2 в крайнє праве положення. При цьому на шляху монохроматичного пучка розміститься кювета з досліджуваним розчином, а на табло 5 одночасно висвітиться нове значення коефіцієнта пропускання, який характеризує прозорість досліджуваного розчину.
8. Проведіть два повторні вимірювання на цій же довжині хвилі і переконайтесь в надійності відтворення чисельних значень. Дані вимірювань запишіть в таблицю 2.
9. Провести вимірювання, повторюючи п.п. 5–8 цього завдання, однак замість клавіші “П” натисніть клавішу “Е”.
10. Обчислити середні значення вимірюваних величин.

Таблиця 2

№ п/п	$\lambda, \text{ нм}$	$\tau, \%$	$D, \%$
1			
2			
3			
сер.			

ЗАВДАННЯ 3. Провести вимірювання та побудувати графік спектрального розподілу

Розділ I. Геометрична оптика

$$D = f(\lambda) \text{ оптичної густини досліджуваного розчину}$$

1. Встановити на фотометрі довжину хвилі $\lambda=350 \text{ нм}$ і виміряти оптичну густину досліджуваного розчину за методикою, наведеній в ЗАВДАННІ 2.
2. Провести подальші вимірювання оптичної густини вздовж всього спектру з кроком $\Delta\lambda=50 \text{ нм}$, записуючи результати в таблицю 3 (лівий стовпчик).
3. Встановіть довжину хвилі $\lambda=375 \text{ нм}$, і знову з кроком $\Delta\lambda=50 \text{ нм}$ виконайте другу серію вимірювань спектрального розподілу оптичної густини, записуючи дані в правий стовпчик таблиці 3.
4. Обчислити енергію квантів $E=h\nu$, що відповідають кожній із довжин хвиль наведених в таблиці 3, виразивши її в *електрон–вольтах (eB)*. Одержані результати записати в таблицю 3.
5. Побудуйте графік $D = f(\lambda)$. Для цього, за даними таблиці 3 (лівий стовпчик) побудуйте експериментальні точки графіка для першої серії вимірювань, позначаючи їх кружками “o”, а потім для другої серії вимірювань (правий стовпчик), позначивши експериментальні точки, наприклад (x). Проведіть через обидві системи точок єдину лінію графіка.
6. Користуючись таблицею 1, позначте на графіку штриховою, застосувавши відповідний колір, області фіолетового, синього і червоного кольорів спектру.

Таблиця 3

$\lambda, \text{ нм}$	$E, \text{ eB}$	D	$\lambda, \text{ нм}$	$E, \text{ eB}$	D
350			375		
400			425		
450			475		
500			525		
550			575		
600			625		

Розчини з відомою концентрацією
Розчини з невідомою концентрацією

Примітка: Описана методика вимірювань дозволяє, з одного боку, переконатись в ступені відтворюваності фізичної закономірності. З іншого боку, вона дозволяє переконатись, чи не має даний розчин вузьких смуг селективного поглинання.

ЗАВДАННЯ 4. Визначення концентрації розчину за градуальним графіком

Для цих вимірювань вибирають довжину хвилі, що відповідає зростанню графіка на поліці інтенсивності поглинання (рекомендоване значення $\lambda=600 \text{ нм}$). Після чого:

1. Виміряти оптичну густину τ розчину відомої концентрації.
2. Провести вимірювання оптичної густини для інших розчинів *відомих концентрацій*, які знаходяться на робочому місці. Результати вимірювань записати в таблицю 4.
3. Побудувати графік залежності оптичної густини D від концентрації C розчину $D=f(C)$ за даними таблиці 4.
4. Послідовно наливати в кювету досліджувані розчини з *невідомими концентраціями* і вимірювати їх оптичні густини D . Отримані результати записати в таблицю 4.
5. Користуючись графіком, отриманим в п.п. 3 визначте концентрації розчинів. Результати вимірювань записати в таблицю 4.

Таблиця 4

λ, nm	№	$C, \%$	D	D	$C, \%$
	1				
	2				
	3				
	4				

Контрольні запитання

1. Яка основна функція спектрального приладу?
2. Що є основним елементом оптичної схеми спектрофотометра КФК-3?
3. Що називається коефіцієнтом пропускання та оптичної густини?
4. Дайте відповідь на питання: “Як пояснити колір розчинів?”
5. Яку фізичну інформацію можна одержати із аналізу спектрального розподілу оптичної густини розчинів?

4.7. Лабораторна робота № 22

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ЕЛЕКТРОНІВ НА КРИСТАЛІЧНИЙ ГРАТЦІ

Мета роботи

Навчитися розшифровувати електронограми і визначати розміри елементарної комірки полікристалічних зразків речовин кубічної системи

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть дифракції електронів (§2.2.1) та корпускулярно–хвильового дуалізму мікрочастинок

Прилади і обладнання

Фізичні властивості різних речовин визначаються взаємним розміщенням атомів чи молекул і характером взаємодії між ними. В залежності від зовнішніх умов (температури, тиску і т.д.) речовина може знаходитися в чотирьох фазових станах – твердому, рідкому, газоподібному і електронно–ядерному (плазма). Твердим тілом називають речовину з впорядкованим розміщенням атомів, що відповідає мінімуму вільної енергії твердої фази при заданих температурі і тиску. Згідно сучасних уявлень тверді тіла поділяють на кристалічні, аморфні, склоподібні і органічні речовини.

Під аморфним, склоподібним і органічним тілом розуміють тіла з невпорядкованим розміщенням атомів.

Кристали – тверді тіла, які мають правильне періодичне розміщення складових їх частинок. В структурному відношенні кристал можна розглядати як тіло, що складається з окремих паралелепіпедів повторюваності – елементарних комірок. Елементарна комірка – це той найменший об’єм просторового розміщення атомів кристалу, який повністю передає всі особливості його структури. Тому для вивчення структури кристалу досить знати форму і розміри його елементарної комірки (рис. 1), що характеризується певними параметрами. Параметрами елементарної комірки є: довжини (a, b, c) трьох ребер і три кути (α, β, γ) між ними.

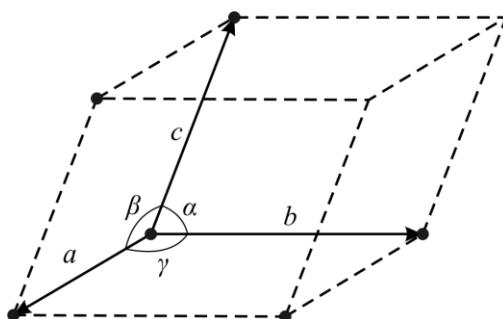


Рис. 1

В залежності від співвідношень між величинами ребер a, b, c і величинами кутів α, β, γ та наявністю загальних елементів симетрії просторового впорядкування, розрізняють сім кристалічних систем (сингоній):

- 1) кубічну – $a = b = c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$;
- 2) гексагональну – $a = b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma = 120^\circ$;
- 3) тетрагональну – $a = b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$;
- 4) ромбоедричну – $a = b = c; \alpha = \beta = \gamma \neq 90^\circ$;
- 5) ромбічну – $a = b \neq c; \alpha = \beta = \gamma = 90^\circ$;
- 6) моноклінну – $a \neq b \neq c; \alpha = \beta = 90^\circ, \gamma \neq 90^\circ$;
- 7) триклинну – $a \neq b \neq c; \alpha \neq \beta \neq \gamma \neq 90^\circ$.

Елементарні комірки, які мають частинки тільки в вершинах, називають простими чи примітивними. Якщо частинки є не тільки у вершинах елементарної комірки, але і в інших точках, то комірки називаються складними.

Ми обмежимося розглядом простих кристалічних граток, які володіють кубічною симетрією. До них відносяться проста (рис. 2,*a*), об'ємноцентрована (рис. 2,*б*) і гранецентрована гратка (рис. 2,*в*).

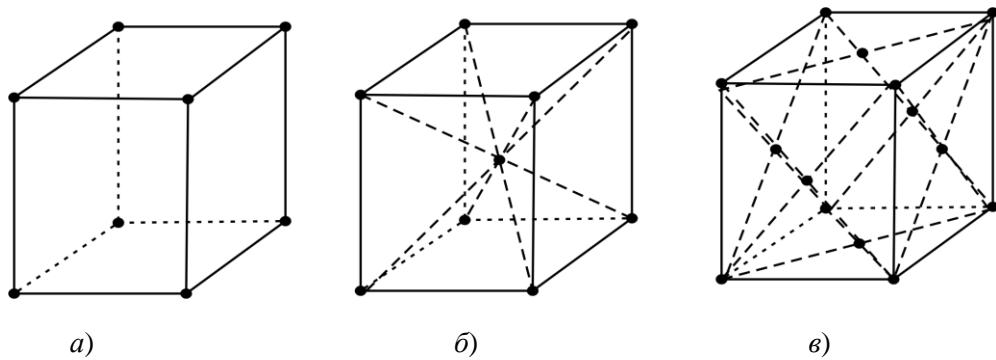


Рис. 2

Спрямуємо координатні вісі вздовж ребер кубічної гратки (рис. 3). Положення будь-якого вузла кристалічної гратки відносно вибраного початку координат задають трьома координатами x, y, z . Ці координати можна визначати таким чином: $x = m \cdot a; y = n \cdot b; z = p \cdot c$, де a, b, c – параметри гратки; m, n, p – цілі числа.

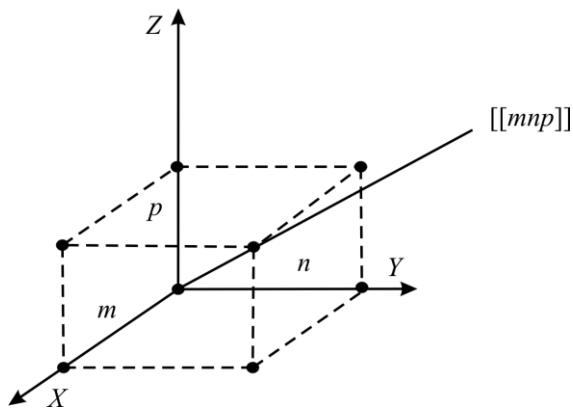


Рис.3

Якщо за одиницю вимірювання довжин вздовж гратки прийняти параметри гратки, то координатами вузла будуть просто числа m, n, p . Ці цілі числа називаються індексами вузла і записуються так: \boxed{mnp} .

Для опису напряму в кристалі вибирається пряма, яка проходить через початок координат. Її положення однозначно визначаються індексами \boxed{mnp} першого вузла, через який вона проходить (рис. 3).

Тому індекси вузла \boxed{mnp} є одночасно і індексами напряму, який позначають \boxed{mnp} . За визначенням індекси напряму є три найменші числа, що характеризують положення найближчого вузла, який лежить (знаходитьться) на даному напрямі. На рис. 4 наведені деякі напрями в кристалі кубічної сингонії.

Орієнтацію граней кристала і сімейства паралельних їм атомних площин у вибраній системі координат прийнято задавати за допомогою трьох цілих чисел h, k, l , які не мають спільного множника. Ці числа називаються індексами Міллера і визначають проекції нормалі до розглядуваної площини на осі координат (якщо ця проекція від'ємна, то над числом проводять риску). Індекси Міллера – це цілі числа, які показують на скільки частин поділені ребра елементарної комірки даною серією атомних площин. Індекси Міллера записують в круглих дужках (hkl) .

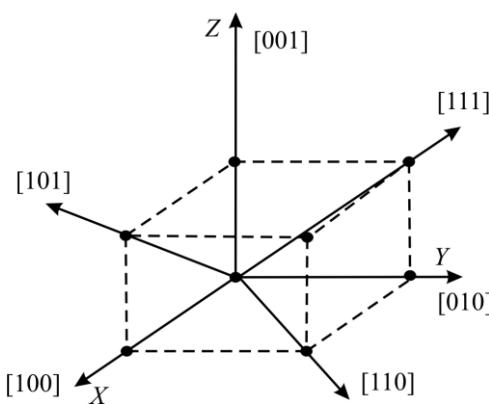


Рис. 4

На рис. 5 показані кристалографічні площини, що проходять через діагоналі двох протилежних граней кубічної гратки, характеризуються індексами [110], [111] і площа, яка характеризується індексами [110].

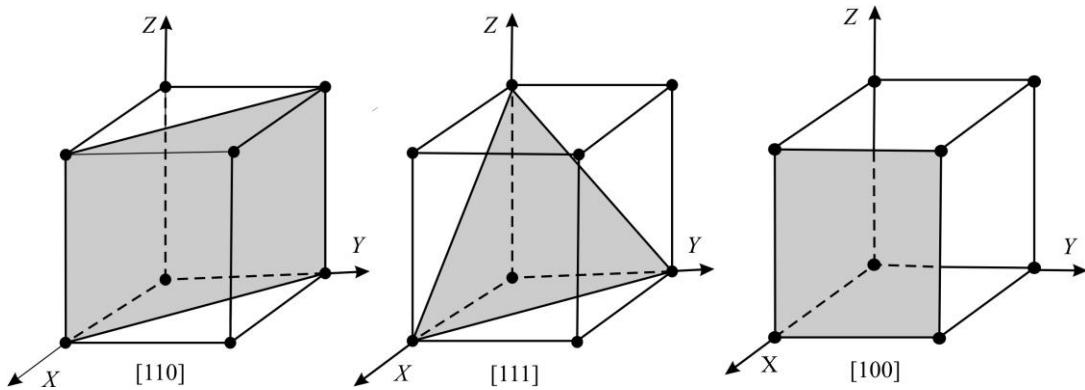


Рис. 5

Можна показати, що відстань d між двома сусідніми паралельними кристалографічними площинами визначається за формулою:

$$d = \frac{a}{\sqrt{h^2 + k^2 + l^2}}, \quad (1)$$

де a – параметр кубічної гратки.

Кристалічні структури з міжплощинними відстанями, які спів мірні з довжинами хвиль електронів, є природними просторовими гратками. Згідно гіпотези де Броїля електрони мають хвильові властивості, довжина хвилі яких визначається співвідношенням:

$$\lambda = \frac{h}{mv}, \quad (2)$$

де λ – довжина хвилі; h – стала Планка; mv – імпульс частинки.

Електрони, які прискорені різницею потенціалів U , мають кінетичну енергію

$$E_K = \frac{1}{2}mv^2. \quad (3)$$

Тоді

$$\frac{mv^2}{2} = e \cdot U, \quad (4)$$

де e – заряд електрона.

Використовуючи (3) знаходимо, що

$$\lambda = \frac{h}{\sqrt{2m \cdot e \cdot U}} .$$

Наведена формула визначає довжину хвилі електрона з масою m , який пройшов прискорюючу різницю потенціалів U .

Якщо U вимірювати у вольтах, то λ можна визначити в ангстремах (\AA) за формулою

$$\lambda = \frac{12,336}{\sqrt{U}} . \quad (5)$$

Нехай паралельний потік електронів падає на кристал під кутом α до системи атомних площин з міжплощинною відстанню d (рис. 6).

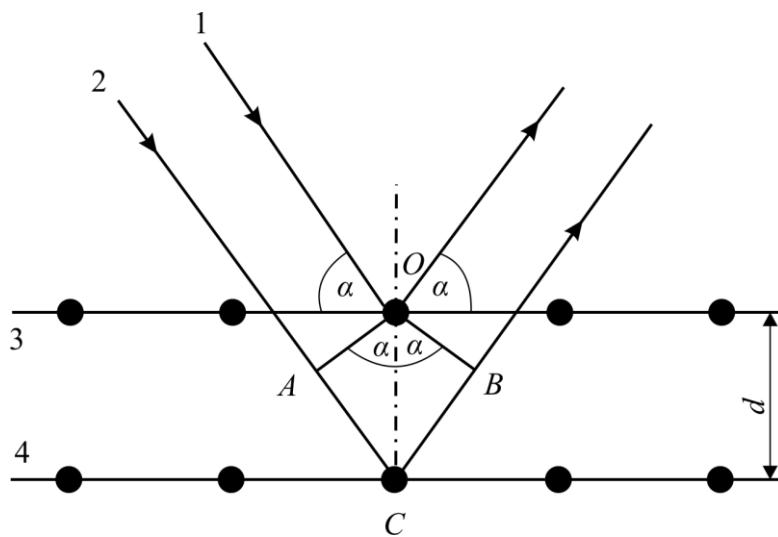


Рис. 6

З рис.6 видно, що дифракційний максимум виникає тоді, коли різниця ходу ($AC+BC$) променів 1 і 2, які відбиті від послідовно розташованих атомних площин 3 і 4 даної кристалічної системи дорівнює цілому числу довжин хвиль:

$$n\lambda = 2d \sin \alpha , \quad (6)$$

де λ – довжина хвиль електронів; α – кут ковзання пучка електронів; $n=1, 2, 3, \dots$ – порядок дифракційного максимуму.

Умова (6) визначає закон Вульфа–Брегів для відбивання від відповідних площин.

Експериментально дифракційна картина електронів реєструється на фотопластинці, яка розташована нормальню до напрямку O_1O падаючого потоку (рис. 7).

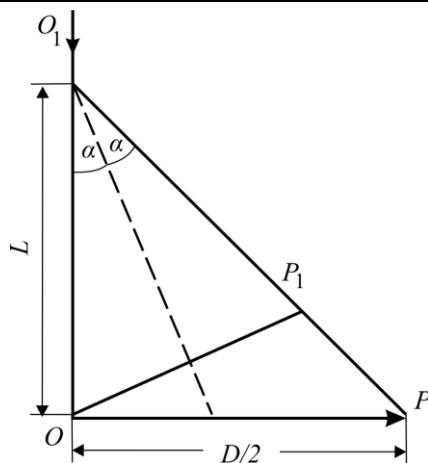


Рис. 7

Відбитий потік електронів поширюється вздовж напрямку OP_1 і створює інтерференційний максимум на фотопластинці в точці Р. Дифракційна картина електронів називається електронограмою. Позначивши відстань від досліджуваного зразка до фотопластинки $OO_1=L$, відкладемо відрізок O_1P_1 , що також буде дорівнюватиме L . На електронограмах, зважаючи на малу довжину хвилі електронів, кут α також малий ($<3^0$). Тому точка P_1 розташована дуже близько до точки Р, а відстань OP_1 і OP приблизно дорівнюють $2L \cdot \alpha$. Таким чином, виникає точкова електронограма від монокристалічного зразка. (рис. 8,а).

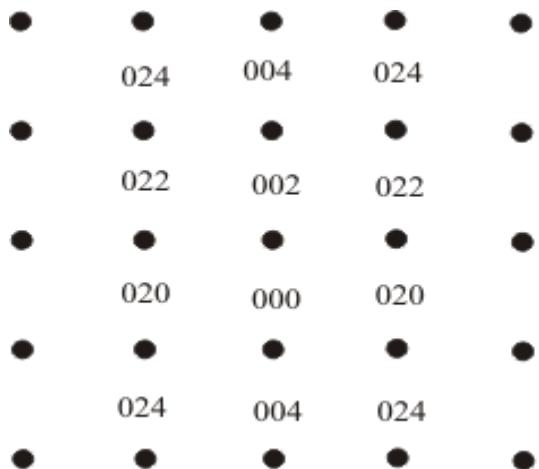


Рис. 8, а



Рис. 8, б

Дифракція на полікристалічних взірцях спостерігається у вигляді колових електронограм (рис. 8,б). Це пояснюється тим, що багато кристаликів різних орієнтацій полікристалічного зразка

мають велике число атомних площин, які задовольняють умові Вульфа-Брегів. Дифраговані промені утворюють поверхню конуса. Таку поверхню можна би одержати, якщо б обернати відрізок O_1P навколо OO_1 (див. рис.7).

З рис.7 випливає, що

$$\frac{D}{2L} = \operatorname{tg} 2\alpha, \quad (6)$$

де D – діаметр кільця на електронограмі; L - відстань від зразка до фотопластинки.

Вважаючи, що кут α малий, можна прийняти: $\operatorname{tg} 2\alpha \approx \sin 2\alpha \approx 2\alpha$.

Тоді

$$d = \frac{2\lambda L}{D}. \quad (7)$$

Це і є робоча формула для визначення відстані d між двома атомними площинами в досліджуваному кристалі.

Параметр кубічної гратки a , відстань d між двома атомними площинами з індексами Міллера (hkl) згідно формули (1) визначається так:

$$a = d \sqrt{h^2 + k^2 + l^2}. \quad (8)$$

Кожному кільцу електронограми відповідає певна міжплощинна відстань d з індексами Міллера h_n, k_n, l_n . Оскільки всі кільца (дифракційні максимуми) електронограми одержані від полікристалу з параметром гратки a , для будь-якого набору паралельних атомних площин повинна виконуватися умова

$$d_n \sqrt{h_n^2 + k_n^2 + l_n^2} = d_m \sqrt{h_m^2 + k_m^2 + l_m^2}. \quad (9)$$

Числа m і n відповідають номерам довільних кілець електронограми.

Для кубічних граток різних типів знаходження індексів (hkl) кілець електронограми проводять з використанням таблиці 1, яка складена на основі теоретичних розрахунків, згідно яких можна передбачити можливі дифракційні максимуми на електронограмі.

Наприклад, обчислені міжплощинні відстані для першого ($n=1$) і другого ($n=2$) дифракційних кілець електронограм відповідно дорівнюють $d_1 = 3,000 \text{ \AA}$ і $d_2 = 2,595 \text{ \AA}$.

У формулу (9) підставляємо значення d_1 і d_2 , а також індекси Міллера (hkl) для першого і другого дифракційних кілець (з таблиці 1).

Таблиця 1

НОМЕР ДИФРАКЦІЙНОГО МАКИМУМУ	ТИП ГРАТКИ			
	Проста hkl	Об'ємноцентрована hkl	Гранецентрована hkl	Тип алмазу hkl

Розділ I. Геометрична оптика

1	100	110	111	111
2	110	200	200	220
3	111	211	220	311
4	200	220	311	400
5	210	310	222	331
6	211	222	400	422
7	220	321	331	333, 511
8	300, 221	400	420	440
9	310	411, 330	422	531
10	311	420	333, 511	620

I. Перевіряємо формулу (9) для простої кубічної гратки:

$$3,000\sqrt{1^2 + 0^2 + 0^2} = 2,595\sqrt{1^2 + 1^2 + 0^2}.$$

Тобто,

$$3,000 \neq 2,595 \cdot 1,41 = 3,653.$$

Таким чином, досліджувана кубічна кристалічна гратка не є простою.

II. Перевіряємо формулу (9) для об'ємноцентрованої кубічної гратки:

$$3,000\sqrt{1^2 + 0^2 + 0^2} = 2,595\sqrt{2^2 + 2^2 + 0^2}$$

i

$$3,000\sqrt{2} \neq 2,595 \cdot 2 = 5,190,$$

або

$$4,23 \neq 5,19$$

Отже кристалічна гратка не є об'ємноцентрованою.

III. Перевіряємо формулу (9) для гранецентрованої кубічної гратки:

$$3,000\sqrt{1^2 + 1^2 + 1^2} = 2,595\sqrt{2^2 + 0^2 + 0^2}.$$

Тобто

$$5,19 = 5,19.$$

Отже, рівність (9) виконується і досліджувана гратка є кубічною гранецентрованою.

Опис установки

Одержання електронограм здійснюється на електронографі, загальна електрооптична схема якого наведена на рис.9.

В електронній гарматі 1 електронографа внаслідок явища термоелектронної емісії з вольфрамового катода вилітають електрони, які прискорюються до великих швидкостей різницею потенціалів 50-100 кВ. під дією магнітних полів конденсорних лінз 3 і 4 формується електронний промінь, який опромінює досліджуваний об'єкт – зразок 6 у вигляді тонкої плівки товщиною 200–400 Å. Проходячи через зразок, електронний промінь дифрагує на його кристалічній гратці.

Для спостереження електронограмами використовується властивість електронів викликати свічення речовини-люмінофора, яким покривається екран 7 електронографа. На місце екрана 7 можна встановити фотографічну пластинку, і, тоді, попадаючи на фотографічну пластинку електрони в ній викликають фотохімічні реакції. В результаті чого на фотографічній пластинці буде електронограма. Після фотохімічної обробки фотопластинки, на якій зображені дифракційні кільця, електронограму можна вивчати без використання електронографа.

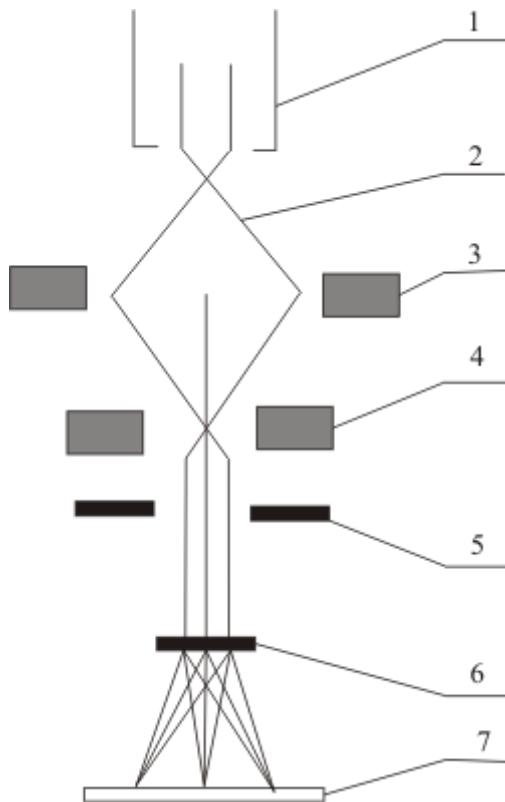


Рис. 9

1 – електронна гармата; 2 - електронний пучок; 3,4 – магнітні конденсорні лінзи;
5 – діафрагма; 6 – досліджуваний зразок; 7 – екран електронографа.

Послідовність виконання роботи

1. Визначити довжину хвилі де Броїля електронів за формулою (5). Значення прискорюючої

Розділ I. Геометрична оптика

напруги U , при якій одержувалась на електронографі електронограма, вказано на робочому місці.

2. Виміряти діаметри D дифракційних кілець на електронограмі за допомогою вимірювального мікроскопа. Вимірювання всіх кілець проводити вздовж одного напряму на електронограмі.
3. Визначити міжплощинні відстані d_i за формулою (7), які відповідають кожному з дифракційних кілець. Значення L наведено на робочому місці.
4. Використовуючи таблицю, яка знаходиться на робочому місці, за наявністю міжплощинних відстаней, визначити фазовий склад речовини.
5. Користуючись таблицею 1 даної інструкції та використовуючи формулу (9), методом підбирання знайти індекси Міллера для всіх кілець. Визначити тип кубічної гратки досліджуваного зразка кристалу. Індекси Міллера для всіх кілець можна також знайти за допомогою комп'ютера (інструкція для розрахунку індексів наведена на робочому місці).
6. Визначити параметр гратки за формулою (8).
7. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 2.
8. Обчислити абсолютну і відносну похибки для λ, a, d .

Таблиця2

№ кільця електроно-грами	Діаметр кільця D , мм	Довжина хвилі, \AA		Індекси Міллера	Міжплощинна відстань, \AA		Параметр гратки			Тип гратки
		λ	$\Delta\lambda$		hkl	d	Δd	$a, \text{\AA}$	$\Delta a, \text{\AA}$	

Контрольні запитання

1. Що таке елементарна комірка кристалу і якими параметрами вона характеризується?
2. Які типи просторових систем (сингоній) ви знаєте?
3. Поясніть що таке індекси Міллера?
4. Як визначити довжину хвилі де Бройля для електронів, які прискорені різницею потенціалів U ?
5. Сформулюйте і запишіть умову дифракції електронів на кристалічній гратці.
6. Як утворюється дифракційна картина на електронограмі від полікристалічної речовини?
7. Виведіть робочу формулу для знаходження міжплощинної відстані d .
8. Опишіть коротко будову і принцип роботи електронографа.

Розділ V. фізика атомного ядра та елементарних частинок

§5.1. Основні характеристики атомних ядер

Атомне ядро складається з елементарних частинок – протонів і нейтронів. Протон (p) має позитивний заряд, що дорівнює заряду електрона, масу спокою $m_p = 1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1836 m_e$, спін $s = \frac{1}{2}$ і власний магнітний момент $p_{mp} = +2,79 \mu_B$, де $\mu_B = \frac{e\hbar}{2m_p} = 5,05 \cdot 10^{-27} \frac{\text{Дж}}{\text{Тл}}$ – ядерний магнетон. Нейтрон (n) – нейтральна частинка з масою спокою $m_n = 1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1839 m_e$, спіном $s = \frac{1}{2}$ і власним магнітним моментом $p_{np} = -1,91 \mu_B$. **Протони і нейтрони називають нуклонами** (від латинського *nukleus* – ядро). Загальна кількість нуклонів в ядрі називається **масовим числом A**. До складу ядра входять Z протонів та N нейтронів, тому $A = Z + N$.

Атом з певним числом протонів і нейтронів в складі ядра називається **нуклідом**. Нуклід з ядром в основному стані позначають ${}^A_Z X$, де X – символ хімічного елемента з порядковим номером Z .

Атомне ядро характеризується зарядом Ze , де e – заряд протона, Z – **зарядове число ядра**.

Зарядове число Z характеризує одночасно:

- число протонів в ядрі;
- число електронів в електрично нейтральному атомі;
- порядковий номер елемента в періодичній системі Менделєєва.

Сьогодні відомі і вивчені близько 1800 ядер природних і штучних елементів, які відрізняються або Z , або A , або Z і A .

Радіус ядра визначається емпіричною формулою:

$$R = R_0 \sqrt[3]{A}, \text{ де } R_0 = (1,3 \div 1,7) \cdot 10^{-15} \text{ м.}$$

Власний момент імпульсу ядра – спін ядра – складається із спінів нуклонів та орбітальних моментів імпульсу нуклонів. Обидві ці величини є векторними, тому спін є їх векторною сумою. Спін ядра квантується за законом:

$$L_B = \hbar \sqrt{I(I+1)}, \quad (5.1)$$

де I – спінове ядерне квантове число (або спін ядра), яке набуває цілі або напівцілі значення: $0, \frac{1}{2}, 1, \frac{3}{2}, \dots$. Ядра з парним значенням A мають цілий спін, ядра з непарним – напівцілий спін.

Масу атомів і ядер в ядерній фізиці виражают в атомних одиницях маси (а.о.м.). За атомну одиницею маси приймається $\frac{1}{12}$ частина маси атома вуглецю ${}^{12}\text{C}$. $1 \text{ а.о.м.} = 1,66 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$. Згідно із співвідношенням Ейнштейна $E = mc^2$ масу атомів визначають також в одиницях енергії: $1 \text{ а.о.м.} = 931,50 \text{ MeV}$.

§5.2. Радіоактивність. Закон радіоактивного розпаду атомних ядер

Радіоактивністю називають самовільне (спонтанне) перетворення ядер нестійких ізотопів одних елементів у ядра ізотопів інших елементів, що зумовлено внутрішніми причинами та супроводжується α –, β –, γ – випромінюванням, а також інших частинок (нейтронів, протонів).

До радіоактивних процесів належать:

α – розпад, β – розпад, γ – випромінювання, спонтанний поділ тяжких ядер, протонна радіоактивність.

Радіоактивність, яка спостерігається в ядрах, що існують у природних умовах, називається **природною**. Радіоактивність ядер, які отримані за допомогою ядерних реакцій, називається **штучною**. Між природною та штучною радіоактивністю немає принципової різниці.

Природні радіоактивні перетворення ядер, які відбуваються самочинно, називаються **радіоактивним розпадом**. Ядро, що виникло внаслідок розпаду, називають **дочірнім** ядром, а ядро, яке розпалось, – **материнським**.

Теорія, яка пояснює це явище, ґрунтуються на припущеннях, що радіоактивний розпад є спонтанним процесом.

Численні досліди показали, що на швидкість радіоактивного розпаду не впливають ніякі зовнішні зміни температури, тиску, наявність електричних і магнітних полів, вид хімічної сполуки, її агрегатний стан. З цього випливає, що радіоактивний процес відбувається в глибинних частинах атома, тобто в його ядрі. Радіоактивний розпад – це властивість самого атомного ядра, і залежить вона тільки від його внутрішнього стану.

Внаслідок самочинності цього процесу природно припустити, що число ядер $|dN|$, які розпадаються за інтервал часу від t до $t+dt$, пропорційне до проміжку часу dt і кількості N наявних ядер, які ще не розпались на момент часу t :

$$-dN = \lambda N dt.$$

Тут λ – стала величина, яку називають **сталою розпаду, або радіоактивною сталою**. Знак „–“ вказує на те, що загальна кількість радіоактивних ядер під час розпаду зменшується $\cancel{N} < 0$:

Стала розпаду $\lambda = -\frac{dN}{dt} \cdot \frac{1}{N}$ дорівнює відносному зменшенню кількості ядер, які зазнають розпаду, за одиницю часу. Стала λ визначає швидкість радіоактивного розпаду.

Розділивши в рівнянні $dN = -\lambda N dt$ змінні, та проінтегрувавши, отримуємо:

$$\int_{N_0}^N \frac{dN}{N} = -\lambda \int_0^t dt; \quad \ln \frac{N}{N_0} = -\lambda t.$$

Звідси:

$$N = N_0 e^{-\lambda t}. \quad (5.2)$$

Цей вираз виражає **закон радіоактивного розпаду**, згідно з яким кількість атомів, які не розпались, зменшується за експонентою. У цій формулі N_0 – початкова кількість ядер, які не розпались в момент часу $t=0$, N – кількість ядер, які не розпались в момент часу t .

Кількість ядер, які розпались за час t , визначається виразом

$$N_0 - N = N_0 \left(1 - e^{-\lambda t}\right). \quad (5.3)$$

Стала розпаду λ є оберненою величиною середнього часу життя τ певного радіоактивного елементу $\tau = \frac{1}{\lambda}$. Тому

$$N = N_0 e^{-\frac{t}{\tau}}, \quad (5.4)$$

Для характеристики стійкості ядер відносно розпаду, для оцінки тривалості життя певного радіоактивного ізотопу вводять поняття про період піврозпаду $T_{1/2}$.

Періодом піврозпаду називається час, протягом якого початкова кількість ядер певної речовини розпадається наполовину.

З визначення $T_{1/2}$ випливає, що

$$\frac{N_0}{2} = N_0 e^{-\lambda T_{1/2}}, \quad e^{-\lambda T_{1/2}} = 2.$$

Звідси отримуємо:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda} = \frac{0,693}{\lambda} = 0,693\tau.$$

Періоди піврозпаду різних природних ізотопів досить відрізняються один від одного. Так,

$T = 4,51 \cdot 10^9$ років для $^{238}_{92}\text{U}$ і $T_{1/2} = 3 \cdot 10^{-7}$ с для $^{212}_{84}\text{Po}$.

Кількість атомів, що розпадається за одну секунду, називається **активністю елемента**.

Активність A визначається такими формулами:

$$A = \left| \frac{dN}{dt} \right| = \lambda N = \lambda N_0 e^{-\lambda t} = \frac{N \ln 2}{T}. \quad (5.5)$$

Отже, активність обернено пропорційна до періоду піврозпаду і зменшується з часом за експоненціальним законом.

За одиницю активності препарату беруть один розпад за секунду – беккерель (*Bk*). Часто користуються позасистемною одиницею, яку називають кюрі (*Ki*):

$$1Ki = 3,7 \cdot 10^{10} Bk.$$

Радіоактивний розпад записують у вигляді рівняння



де $\begin{array}{c} A_1 \\ Z_1 \end{array} X$ – материнське радіоактивне ядро, $\begin{array}{c} A_2 \\ Z_2 \end{array} Y$ – дочірнє ядро (продукт розпаду), $\begin{array}{c} A_1 - A_2 \\ Z_1 - Z_2 \end{array} a$ – частинка, яка випускається.

§5.3. Закономірності радіоактивного випромінювання атомних ядер

5.3.1. Альфа - розпад

α – розпадом називається випускання ядрами α – частинок.

Альфа–випромінювання відхиляється електричними і магнітними полями, має високу іонізуючу здатність і малу проникну здатність (поглинається шаром алюмінію завтовшки $\sim 0,05$ мм). α – випромінювання – це потік іонізованих атомів гелію. Заряд α – частинки дорівнює $+2e$, а маса рівна масі ядра ізотопу гелію ${}^4_2\text{He}$.

Відомо більше ніж дві сотні α – активних ядер, в основному важких елементів $A > 200$, $Z > 82$. Лише невелика група α – активних ядер знаходитьться в області з масовими числами $A=140-160$.

α – частинки, кожна з яких складається з двох протонів і двох нейтронів, утворюються всередині важких ядер лише в момент α – розпаду. Відокремленню цих чотирьох нуклонів сприяє властивість насичення ядерних сил. Можливість α – розпаду викликана тим, що маса материнського ядра m_m більша від суми мас дочірнього ядра m_d і α – частинки.

$$\Delta m = m_m - (m_d + m_\alpha). \quad (5.7)$$

Отже, при α – розпаді виділяється енергія

$$E_\alpha = \Delta mc^2.$$

Енергія α – розпаду $\sim 9 \text{ MeV}$ виділяється у вигляді кінетичної енергії продуктів розпаду: α – частинки і дочірнього ядра. Кінетична енергія між ними розподіляється обернено пропорційно до їх маси, тому практично всю енергію розпаду отримує α – частинка.

Дослідження показують, що здебільшого ядра випромінюють не одну, а кілька груп α – частинок, енергії яких утворюють дискретний спектр. Його називають тонкою структурою α – спектра.

5.3.2. Бета - розпад

β – розпадом називається процес самочинного перетворення нестабільного ядра в ядро-ізобар із зарядом, який відмінний на $\Delta Z = \pm 1$, за рахунок випускання електрона (позитрона) або захоплення електрона.

Період піврозпаду β – радіоактивних ядер змінюється від $\sim 10^{-2}$ с до $2 \cdot 10^{15}$ років. Енергія β – розпаду знаходитьться в межах від 18 KeV (для ${}^3_1\text{H}$) до 16,6 MeV (для ${}^{14}_7\text{N}$).

β – випромінювання відхиляється електричними і магнітними полями; його іонізуюча здатність значно менша (приблизно на два порядки), а проникна здатність значно більша (поглина-

ється шаром алюмінію 2 мм), ніж у α – частинок. β – випромінювання – це потік швидких електронів.

Терміном β – розпад називають три типи ядерних перетворень: електронний β^- – розпад, позитронний β^+ – розпад, а також електронне захоплення (e^- або K – захоплення).

Явище електронного β^- – розпаду відбувається за правилом зміщення



і супроводжується випромінюванням електрона. Електрони, що випромінюються в процесі β^- – розпаду, мають широкий спектр енергій від нуля до деякого максимального значення (рис. 5.1).

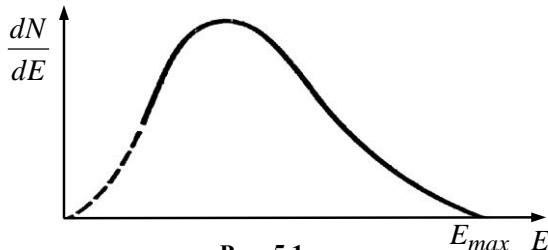


Рис. 5.1

При β^- розпаді кількість нуклонів в ядрі не змінюється. При β^- – розпаді разом з електроном випускається ще одна нейтральна частина – антінейтрино, яка позначається як ${}_{0}^{0}\tilde{\nu}_e$.

Суцільний спектр β^- – частинок зумовлений розподілом енергії між електронами і антінейтрино, причому сума енергій обох частинок становить E_{\max} . Оскільки при β^- – розпаді кількість нуклонів в ядрі не змінюється, а Z збільшується на одиницю, то єдиний шлях, яким може відбуватись цей процес, це перетворення одного з нейtronів ядра в протон з одночасним утворенням електрона і антінейтрино:



Цей процес супроводжується виконанням законів збереження електричних зарядів, імпульсу і масових чисел.

Явище β^+ – розпаду характерне лише для штучно радіоактивних ядер і було вперше виявлено Фредериком та Ірен Жоліо-Кюрі при бомбардуванні різних ядер α – частинками. Цей вид радіоактивного розпаду відбувається за таким правилом зміщення:



Процес β^+ – розпаду проходить за такою схемою: один з протонів ядра перетворюється у нейtron, випромінюючи при цьому позитрон і нейтрино:



Позитрон – ${}_{+1}^{0}e$ – частина з масою спокою, яка точно дорівнює масі спокою електрона, спіном $\frac{1}{2}$, і яка має додатний електричний заряд $+e$.

Позитрони можуть народжуватись при взаємодії γ – квантів великих енергій $E_\gamma > 1,02 MeV = 2m_ec^2$ з речовою. Цей процес відбувається за схемою



§5.3.3. Гамма – випромінювання і його властивості
 γ – випромінювання не відхиляється електричними і магнітними полями, володіє відносно

слабкою іонізуючою і надзвичайно великою проникною здатністю (проходить крізь шар свинцю завтовшки $\sim 5 \text{ см}$), дифрагує на кристалах. γ - випромінювання – це короткохвильове електромагнітне випромінювання з дуже малою довжиною хвилі $\lambda < 10^{-10} \text{ м}$.

Експериментально встановлено, що γ - випромінювання не є самостійним видом радіоактивності, а лише супроводжує α - та β - розпад; виникає також під час ядерних реакцій, гальмування заряджених частинок, їх розпаду та ін. Повертаючись в основний стан, збуджене ядро може пройти через ряд проміжних станів, тому γ - випромінювання одного і того самого радіоактивного ізотопу може містити кілька груп γ -квантів, що відрізняються одна від одної свою енергією. Отже, спектр γ - випромінювання дискретний.

Ядро, яке знаходиться у збудженному стані, може передати енергію E при переході в основний стан одному з електронів атома (без випускання γ -кванта). При цьому випромінюється електрон конверсії, а саме явище називається внутрішньою конверсією. Якщо енергія збудженого ядра виділяється у вигляді γ -кванта, то його частота визначається з $\varepsilon = h\nu$. Якщо випромінюються електрони конверсії, то їх енергія буде $E - A_K, E - A_L, \dots$, де A_K, A_L - робота виходу електронів з відповідних електронних оболонок. Вакантні місця, що виникли внаслідок випромінювання електронів конверсії, будуть заповнюватись електронами з верхніх оболонок. Тому внутрішня конверсія завжди супроводжується характеристичним рентгенівським випромінюванням.

γ -кванти мають нульову масу спокою, тому під час проходження крізь речовину вони або поглинаються, або розсіюються речовиною, але їх енергія не змінюється. Внаслідок поглинання інтенсивність γ -випромінювання зменшується за експоненціальним законом:

$$I = I_0 e^{-\mu x},$$

де I_0 та I – інтенсивність γ -випромінювання на вході і виході речовини завтовшки x , μ лінійний коефіцієнт поглинання, який залежить від властивостей речовини та енергії γ -квантів.

§5.4. Одиниці вимірювання радіоактивного випромінювання та апаратура для його реєстрації

Розрізняють такі одиниці радіоактивного випромінювання:

Поглинута доза випромінювання – фізична величина, що дорівнює відношенню енергії поглинутого випромінювання до маси опромінюваної речовини. Одиниця поглинутої дози випромінювання – *грей* (*Гр*): $1\text{Гр} = 1 \frac{\text{Дж}}{\text{кг}}$ – доза випромінювання, при якій опромінюваній речовині масою 1 кг передається енергія довільного іонізуючого випромінювання 1 Дж .

Експозиційна доза випромінювання – фізична величина, що дорівнює відношенню суми електричних зарядів всіх іонів одного знака, створених електронами, звільненими в опромінюваному повітрі (при повному використанні іонізуючої здатності електронів), до маси цього повітря.

Однинаця експозиційної дози випромінювання – кулон, поділений на кілограм $\left(\frac{\text{Кл}}{\text{Кг}} \right)$, часто

користуються позасистемною одиницею – рентген (*P*):

$$1P = 2,58 \cdot 10^{-4} \frac{\text{Кл}}{\text{Кг}}.$$

При експозиційній дозі, яка дорівнює одному рентгену, в 1 м^3 сухого повітря при нормальному атмосферному тиску виникає сумарний заряд іонів одного знака величиною $0,33 \cdot 10^{-3} \text{ Кл}$.

Біологічна доза – величина, яка вказує вплив випромінювання на організм.

Однинаця біологічної дози – біологічний еквівалент рентгена (*бер*): 1бер – доза довільного виду іонізуючого випромінювання, яка здійснює таку саму біологічну дію, яку здійснює доза рентгенівського або γ -випромінювання в $1P$:

$$\left(1\text{бер} = 10^{-2} \frac{\text{Дж}}{\text{кг}} \right).$$

Потужність дози випромінювання – величина, яка дорівнює відношенню дози випромінювання до часу опромінювання.

Всю апаратуру для радіаційного контролю можна поділити на такі групи:

1. Дозиметричні прилади для встановлення рівня радіації. До них належать також індикатори-сигналізатори.
2. Радіометричні прилади для вимірювання рівня радіоактивного забруднення середовища.
3. Портативні пристрої індивідуального дозиметричного контролю.
4. Спектрометричне обладнання для встановлення спектру радіонуклідів у забрудненому середовищі.

До основних методів індикації радіоактивних випромінювань належать:

1. **Іонізаційний** – вимірюється іонізаційний струм, який виникає в іонізаційній або газорозрядній камерах, куди проникають радіоактивні частки.
2. **Сцинтиляційний** – за допомогою фотоелектронного помножувача реєструються світлові спалахи сцинтилятора під дією іонізуючого випромінювання;
3. **Фотографічний** – в якому за допомогою стопи фотографічних пластин фіксується ступінь їх затемнення під дією радіоактивних променів.
4. **Хімічний** – вимірюється вихід радіаційно-хімічних реакцій під дією іонізуючих випромінювань.
5. **Калориметричний** – фіксується тепло, що виділяється у детекторі під час опромінення його радіацією.
6. **Біологічний** – базується на здатності радіації викликати зміни у біологічних тканинах.

Найбільш поширеним лічильником потоку іонізуючих частинок або жорсткого

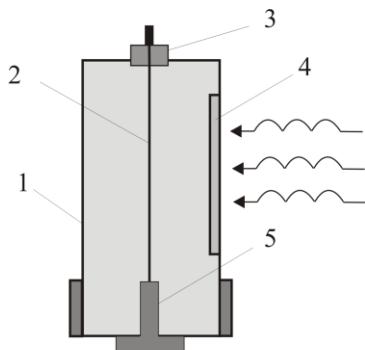


Рис. 5.2

випромінювання є газовий лічильник Гейгера-Мюллера (рис. 5.2). Це заповнений сумішшю газів при зниженному тиску (~100 мм. рт. ст.) циліндр 1, в якому вмонтоване вікно 4, що здатне пропускати потік частинок або жорсткого випромінювання. Зовнішнім електродом такого газового лічильника (катодом) є корпус циліндра, а центральним збираючим електродом (анодом) є тонка металева нитка 2, яка натягнута вздовж осі циліндра та старанно ізольована ізоляторами 3, 5 від корпуса.

При створенні достатньої різниці потенціалів між електродами лічильника в ньому під дією зовнішнього потоку іонізуючих частинок або жорсткого випромінювання буде спостерігатися явище вторинної (ударної) іонізації газу. В результаті цього, в об'ємі лічильника виникає

значна кількість позитивних іонів та електронів, які рухаються відповідно до катода та анода лічильника (розрядний струм). Увімкнення в електричне коло лічильника великого опору і спеціально підібрана газова суміш сприяють швидкому загасанню розряду ($\sim 10^{-9}$ с), тобто формуванню дуже короткочасному імпульсу струму. Щоб запобігти появі випадкових імпульсів або неперервного розряду в газі, яким заповнений лічильник, додають до 10% парів етилового спирту або ефіру, іонізаційний потенціал яких набагато менший, ніж іонізаційний потенціал одноатомного газу (аргону), що складає основу газової суміші. У цьому випадку, позитивні іони одноатомного газу за час руху до катода встигають або нейтралізуватися, вириваючи електрони з багатоатомних молекул, або витратити свою енергію на дисоціацію цих молекул на радикали. Цей фізичний процес одержав назву гасіння газового розряду і лічильники, що працюють за цим принципом, носять назву самогасничих.

Рекомендована література до Розділу V

1. I.P. Зачек, I.M. Кравчук, B.M. Романишин, B.M. Габа, F.M. Гончар. Курс фізики: Навчальний

Розділ I. Геометрична оптика

- підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид–Біт, 2002. 376 с.
2. Б.М. Яворський, А.А. Детлаф. Курс фізики III, – К.: Вища школа, 1973. 499 с.
 3. Т.И. Трофимова. Курс физики. – М.: Высш шк., 1990. 478 с.
 4. И.В. Савельев. Курс общей физики, т. III - М.: Наука, 1986. 318 с.
 5. І.Р. Зачек, І.Е. Лопатинський, Й.Я. Хром'як. Висвітлення досягнень українських фізиків у курсі фізики: Методичний посібник/ За ред. Ю.К. Руданського. – Львів: Видавництво національного університету „Львівська політехніка”, 2003. 84 с

5.1. Лабораторна робота № 12

ВИМІРЮВАННЯ ПОТУЖНОСТІ ЕКСПОЗИЦІЙНОЇ ДОЗИ ПРИРОДНОГО ГАМА-ФОНУ

Мета роботи

Отримати навики проведення дозиметричних вимірювань і провести експериментальну оцінку середньої потужності експозиційної дози природного фону іонізаційного випромінювання

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати будову атомного ядра (§5.1), фізичну суть явища радіоактивності (§5.2), будову і принцип роботи лічильника Гейгера–Мюллера (§5.4)

Прилади і обладнання

Дозиметр, секундомір

Теоретичні відомості та опис установки

Дозиметр–сигналізатор, який використовується в даній лабораторній роботі, дає можливість виявити природне γ – випромінювання, оцінити за допомогою звукової сигналізації його інтенсивність, а також виміряти **потужність експозиційної дози (ПЕД)** природного γ – фону в мкР/год .

На рис.1 наведено результат вимірювань потужності експозиційної дози природного радіаційного фону, зроблених за допомогою промислового дозиметра-радіометра “Сосна”. На горизонтальній осі відкладена потужність P експозиційної дози в мкР/год , а по вертикалі – кількість L випадань одного і того ж значення. Кожна точка на даній гістограмі відповідає одному вимірюванню. Як видно з гістограми, найбільш імовірне значення потужності P експозиційної дози, яка відповідає її максимуму, дорівнює $P_0 = 7\text{--}8 \text{ мкР/год}$.

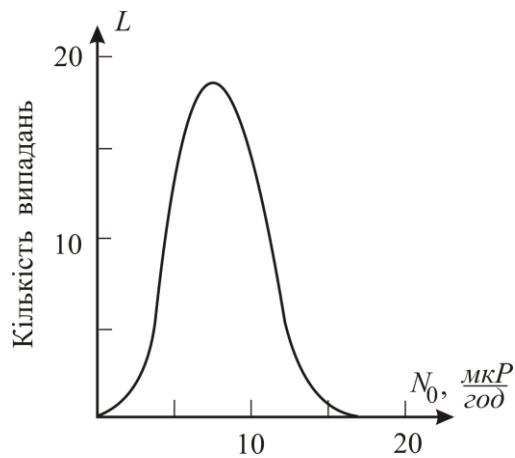


Рис. 1

Розділ I. Геометрична оптика

Одне вимірювання дозиметром “Сосна” триває за часом більше 20 с. Цей проміжок часу в подальшому будемо називати **часовим вікном** (залежить від типу дозиметра).

Виконання роботи здійснюється лабораторним дозиметром, для якого часове вікно вказане на робочому місці. Воно визначається саме типом промислового дозиметра, за допомогою якого проводиться тестування лабораторного дозиметра. У нашому випадку тестування здійснювалось за допомогою дозиметра “Сосна”.

Тестування проводять таким чином. За допомогою лабораторного дозиметра підраховують число N_i звукових сигналів впродовж часового вікна. Проводять ряд таких вимірювань, кількість яких повинна бути такою як і на дозиметрі “Сосна”. Далі будують аналогічну до рис.1 гістограму, де по горизонталі відкладають можливі числа N_i кількості звукових імпульсів протягом одного часового вікна, а по вертикальні - кількість випадань L_i даного значення із проведеною ряду вимірювань. З одержаної гістограми за максимумом визначаємо найбільш імовірне значення числа N_i , тобто N_{\max} .

Відношення $S = P_0 / N_{\max}$, визначає коефіцієнт S , на який необхідно помножити найбільш імовірне число звукових імпульсів, які видає лабораторний дозиметр при вимірюванні радіаційного фону протягом часового вікна. Його значення подається на робочому місці (тестування кожного дозиметра проводиться заздалегідь і вказується значення S). Отже, виміряне значення потужності експозиційної дози в $\mu\text{R}/год$ дорівнює

$$P_E = N_{\max} \cdot S \quad (1)$$

і є найбільш імовірним значенням потужності експозиційної дози природного радіаційного фону.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути дозиметр в мережу 220 В.
2. Виміряти число N звукових імпульсів протягом часового вікна, тривалість якого вказана на робочому місці. Число можливих звукових імпульсів, отриманих за допомогою дозиметра, наведені в графі “Число звукових імпульсів N_i ” таблиці 1. В графі “Кількість випадань L_i ” зробити запис про здійснення події випадання.
3. Повторити вимірювання згідно п.п. 2. Їх кількість n вказана на робочому місці. Як правило $n \approx 100$.
4. Побудувати експериментальну гістограму: на горизонтальній осі відкладати можливі числа N_i кількості звукових сигналів дозиметра протягом одного часового вікна, а по вертикальній осі - кількість випадань L_i одного і того ж значення N_i . За максимумом гістограми визначити максимум N_{\max} і за формулою (1) визначити найбільш імовірне значення ПЕД P_E природного радіаційного фону.
5. Розрахувати похибки вимірювання.

Таблиця 1

Число звукових імпульсів N_i .	1	2	3	4	5	6	7	...	60
Кількість випадань L_i о									
$P_E, \mu\text{R}/год$									
N_{cep}									

σ_{cep}	
N_E	
$\varepsilon, \%$	

Обробка експериментальних результатів

1. Визначити середнє значення величини потужності експозиційної дози в *імпульсах* за формулою:

$$N_{cep} = \frac{N_1 + N_2 + \dots + N_i}{n},$$

де числа N_1, N_2, \dots, N_i – числа звукових сигналів дозиметра протягом одного часового вікна;
 n – число проведених вимірювань.

2. Знайти середню квадратичну похибку σ_{cep} середнього арифметичного значення N_{cep} :

$$\sigma_{cep} = \pm \sqrt{\sum_{i=1}^n (N_{cep} - N_i)^2 / n(n-1)},$$

де n – число проведених вимірювань, N_i – відповідає значенням кількості звукових імпульсів за часове вікно.

3. Записати кінцевий результат вимірювань у вигляді

$$N_E = N_{cep} \pm \sigma_{cep}$$

4. Визначити відносну похибку вимірювання потужності експозиційної дози за формулою

$$\varepsilon = \left| \frac{N_{\max} - N_E}{N_{\max}} \right| \cdot 100\%.$$

Контрольні запитання

1. Опишіть будову атомного ядра?
2. Що таке радіоактивність та які її види ви знаєте?
3. В чому суть α – розпаду та β – розпаду ядер?
4. Опишіть властивості γ - випромінювання.
5. Наведіть методи радіаційного контролю.
6. Як визначається потужність експозиційної дози γ - фону в даній роботі?

РОЗДІЛ VI. ЕЛЕМЕНТИ ФІЗИКИ ТВЕРДОГО ТІЛА

§6.1. Енергетичні зони в кристалах. Розподіл електронів по енергетичних зонах.

Метали, діелектрики і напівпровідники

Картина енергетичної структури твердого тіла порівняно з ізольованим атомом є суттєво іншою. Так, при зближенні ізольованих атомів і утворення з них кристалу, що складається з N атомів, кожний окремий атом взаємодіє з своїми сусідами, що приводить до появи в кристалі N близько розміщених один від одного підрівнів, які утворюють енергетичну зону.

Найбільший вплив поле гратки чинить на зовнішні валентні електрони атомів. Тому стани цих електронів в кристалі відчувають найбільші зміни, а енергетичні зони, які утворені з енергетичних рівнів цих електронів, виявляються найбільш широкими.

Внутрішні ж електрони, які сильно зв'язані з ядром, відчувають лише незначні збурення від інших атомів, внаслідок чого їх енергетичні рівні в кристалі залишаються практично такими ж вузькими, як і в ізольованих атомах. На рис. 6.1 схематично наведена картина утворення енергетичних зон в кристалі із дискретних атомних рівнів.

Кожному енергетичному рівню ізольованого атома в кристалі відповідає зона дозволених рівнів: $1s$ – зона $1s$, рівню $2p$ – зона $2p$ і т.д.

Зони дозволених енергій розділені областями заборонених енергій – **забороненими зонами (ЗЗ)**.

Ступінь заповнення електронами енергетичних рівнів у зоні визначається заповненням відповідного атомного рівня. Якщо, наприклад, якийсь рівень атома повністю заповнений електронами відповідно до принципу Паулі, то утворена з таких рівнів енергетична зона також повністю заповнена. На кожному підрівні згідно з принципом Паулі може знаходитись не більше двох електронів з антипаралельними спінами.

Електрони в твердих тілах можуть переходити з однієї дозволеної зони в іншу. Для переходу електрона з нижньої зони в сусідню верхню зону необхідно затратити енергію, що дорівнює ширині ΔE забороненої зони, яка розміщена між ними.

Для внутрішніх переходів електронам в межах зони необхідна дуже мала енергія, тому, що відстані між сусідніми енергетичними рівнями в зоні дорівнюють приблизно $10^{-22} eV$. Наприклад, для цього достатньо енергії $10^{-4} - 10^{-8} eV$, що отримує електрон в металі під дією електричного поля на довжині вільного пробігу при звичайних різницях потенціалів. Під дією збудження електронам може бути надана енергія, достатня як для внутрішньозонних, так і для міжзонних переходів.

Зонна теорія твердих тіл дозволила з єдиної точки зору пояснити фізичні властивості металів, діелектриків і напівпровідників, пояснюючи відмінності в їх електрических властивостях неоднаковим заповненням електронами дозволених зон і різною шириною заборонених енергетичних зон.

Найвища зона, яка цілком заповнена електронами при $T=0 K$, називається **валентною зоною (ВЗ)**.

Зона, яка заповнена електронами частково або вільна від електронів при $T=0 K$, називається **зоною провідності (ЗП)**.

Залежно від ступеня заповнення енергетичних зон електронами і ширини забороненої зони можливі чотири випадки (рис. 6.2).

У першому випадку найвища зона, що містить електрони, заповнена лише частково, тобто в ній

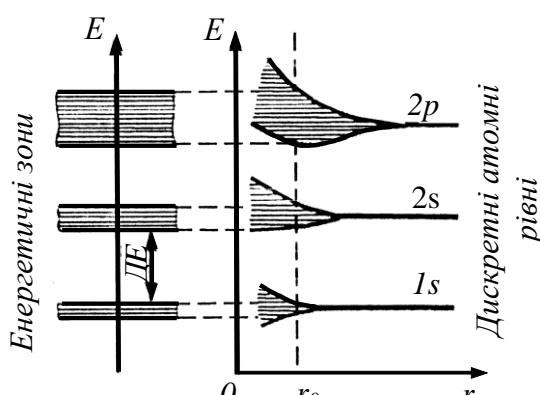


Рис. 6.1

затратити енергію, що дорівнює ширині ΔE забороненої зони, яка розміщена між ними.

є вакантні рівні (рис. 6.2,*a*). У такому разі електрон, збільшивши свою енергію за рахунок теплового руху або електричного поля, зможе перейти на вищий енергетичний рівень самої зони, тобто стати вільним і брати участь у провідності. Внутрішньозонний перехід можливий, оскільки, наприклад, при $T=1\text{ K}$ енергія теплового руху $kT \sim 10^{-4}\text{ eV}$, тобто більша від різниці енергій між сусідніми енергетичними рівнями зони (0^{-22} eV). Отже, тіло буде провідником електричного струму. Саме це властиве **металам**.

Тверде тіло є провідником електричного струму і в тому випадку, коли валентна зона перекривається із зоною провідності, що приводить до неповного заповнення зони (рис. 6.2,*b*). Це має місце для лужноземельних елементів, що утворюють другу групу періодичної системи Менделєєва. У даному випадку утворюється так звана „гібридна” зона, яка заповнюється валентними електронами лише частково.

Можливий також перерозподіл електронів між зонами, що виникають із рівнів різних атомів, який може привести до того, що в кристалі виявиться одна цілком заповнена (валентна) зона і одна вільна зона (зона провідності). Тверді тіла, у яких зона провідності повністю вільна від електронів, а валентна зона повністю заповнена електронами при $T=0\text{ K}$, є **діелектриками** або **напівпровідниками** залежно від ширини ΔE забороненої зони.

Якщо ширина забороненої зони кристалу порядку декількох eV , то тепловий рух не може перевести електрони з валентної зони в зону провідності і кристал є **діелектриком**, залишаючись ним при всіх реальних температурах (рис. 6.2,*c*). Для типових діелектриків $\Delta E > 3eV$. Так, для алмазу $\Delta E \sim 5,2eV$, для нітриду бору $\Delta E \sim 4,6eV$, для Al_2O_3 $\Delta E \sim 7,0eV$ і т. д.

Якщо заборонена зона досить вузька $\Delta E \leq 1eV$, то перехід електронів з валентної зони в зону провідності може бути здійснений порівняно легко: або тепловим збудженням, або за рахунок зовнішнього джерела, здатного передати електронам енергію ΔE (рис. 6.2,*c*). Такий кристал буде **напівпровідником**. При температурах, близьких до $T=0\text{ K}$, напівпровідники ведуть себе як діелектрики, оскільки переходу електронів у зону провідності не відбувається. Для типових напівпровідників $\Delta E \leq 1eV$. Так, для германію $\Delta E = 0,66eV$, для кремнію $\Delta E = 1,08eV$, для антимоніду індію $\Delta E = 0,17eV$ і т. д.

Речовини можна також поділяти на провідники, напівпровідники і діелектрики за величиною їх питомого опору ρ при кімнатній температурі:
 $\rho = 10^{-8} \div 10^{-6} \Omega \cdot m$ – провідники; $\rho = 10^8 \div 10^{15} \Omega \cdot m$ – напівпровідники; $\rho = 10^9 \div 10^{17} \Omega \cdot m$ – діелектрики.

§6.2. Власна провідність напівпровідників

Напівпровідники при $T=0\text{ K}$ характеризуються повністю зайнятою електронами валентною зоною, відокремленою від зони провідності порівняно вузькою ($\Delta E \leq 1eV$) забороненою зоною.

У природі напівпровідники існують у вигляді хімічних елементів (елементи IV, V, VI груп), наприклад, Si, Ge, As, Se, Te, і хімічних сполук (оксиди, сульфіди, селеніди, сплави елементів різних груп).

Розрізняють **власні** і **домішкові** напівпровідники. **Власними напівпровідниками** є хімічно чисті напівпровідники, їх провідність називається **власною провідністю**.

На рис. 6.3 наведена спрощена схема зонної структури власного напівпровідника (E_V – верхній

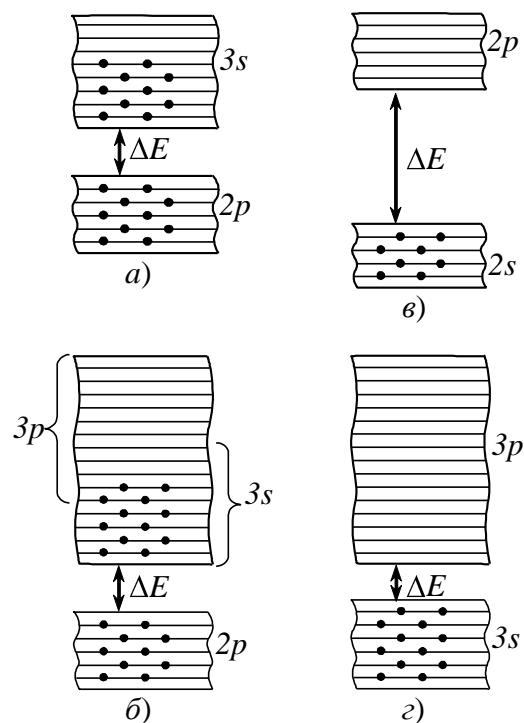


Рис. 6.2

енергетичний рівень валентної зони; E_c – нижній енергетичний рівень зони провідності). При $T=0K$ валентна зона власного напівпровідника укомплектована повністю електронами, а зона провідності, яка розміщена над валентною зоною на відстані ΔE , є незаповненою.

Отже, при $T=0K$ і за відсутності інших зовнішніх факторів власні напівпровідники ведуть себе як діелектики. При підвищенні температури електрони з верхніх рівнів валентної зони можуть переходити на нижні рівні зони провідності (рис. 6.4). При накладанні на кристал електричного поля електрони рухаються в зоні провідності проти поля і створюють електричний струм.

Провідність власних напівпровідників, яка зумовлена електронами, називається електронною провідністю або провідністю n-типу.

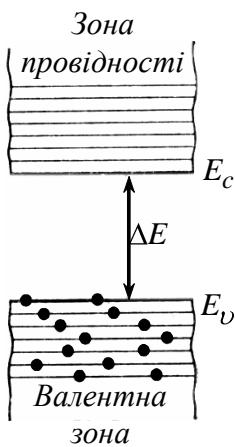


Рис. 6.3

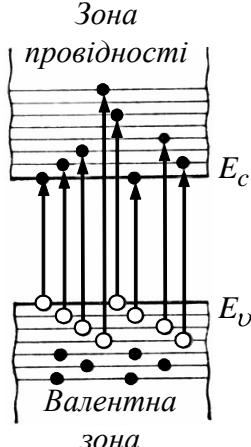


Рис. 6.4

два механізми провідності – електронна і діркова.

Провідність напівпровідників завжди є збудженою, тобто появляється лише під дією зовнішніх факторів (температури, опромінювання, сильних електрических полів і т.д.).

Концентрацію n_e електронів у зоні провідності і концентрацію n_p дірок у валентній зоні для власного напівпровідника можна розрахувати за формулою [1]:

$$n_e = n_p = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_e^* m_p^*} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (6.1)$$

де m_e^* і m_p^* – ефективна маса електрона і дірки, відповідно.

Звідси видно, що концентрація носіїв струму у власному напівпровіднику визначається шириною ΔE забороненої зони і температурою напівпровідника T .

Внаслідок наявності у власному напівпровіднику двох типів носіїв струму – електронів і дірок, його питома електропровідність σ складається з провідності $\sigma_e = n_e e u_e$, яка обумовлена наявністю вільних електронів, що мають рухливість u_e , і провідності $\sigma_p = n_p e u_p$, яка обумовлена наявністю дірок, що мають рухливість u_p . Повна питома провідність власного напівпровідника дорівнює [1]

$$\sigma = \sigma_e + \sigma_p = 2 \left(\frac{2\pi \sqrt{m_e^* m_p^*} kT}{h^2} \right)^{\frac{3}{2}} \cdot e^{u_e} \cdot e^{u_p} e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (6.2)$$

Розрахунок значень рухливостей u_e і u_p показує, що

$$u_e \approx m_e^{*-3/2} T^{-3/2} \quad \text{i} \quad u_p \approx m_p^{*-3/2} T^{-3/2}.$$

Тоді

$$\sigma = \text{const} \cdot m_p^* m_e^{\frac{3}{2}} \cdot (m_e^{*-3/2} + m_p^{*-3/2}) e^{-\frac{\Delta E}{2kT}} = \sigma_\infty e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}. \quad (6.3)$$

З цього виразу видно, що при $T \rightarrow \infty$, $\sigma \rightarrow \sigma_\infty$, тобто σ_∞ визначає питому провідність напівпровідника при $T \rightarrow \infty$.

У напівпровідниках поряд з процесом генерації електронів і дірок відбувається і процес рекомбінації: електрони переходят із зони провідності у валентну зону, віддаючи енергію гратці або випускаючи кванти електромагнітного випромінювання. В результаті для кожної температури у власному напівпровіднику встановлюється певна рівноважна концентрація електронів і дірок.

§6.3. Домішкова провідність напівпровідників

Провідність напівпровідників, яка зумовлена домішками, називається **домішковою провідністю**, а самі напівпровідники – **домішковими напівпровідниками**.

Домішками є атоми сторонніх елементів, надлишкові атоми, пусті вузли або атоми в міжвузлях і механічні дефекти. Наявність в напівпровіднику домішки суттєво змінює його провідність.

Розглянемо кристал германію в якому кожний атом зв'язаний з чотирма сусідніми атомами.

При заміщенні атома германію Ge п'ятivalентним атомом арсену As один електрон не може утворити ковалентний зв'язок, він виявляється зайвим і може бути при теплових коливаннях гратки легко відщеплений від атома, тобто стати вільним (рис. 6.5).

Утворення вільного електрона не супроводжується порушенням ковалентного зв'язку, дірка не виникає. Надлишковий позитивний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом домішки, і тому переміщатися по гратці не може.

З точки зору зонної теорії цей процес можна пояснити так. Введення домішки спотворює періодичне поле гратки, що приводить до виникнення в забороненій

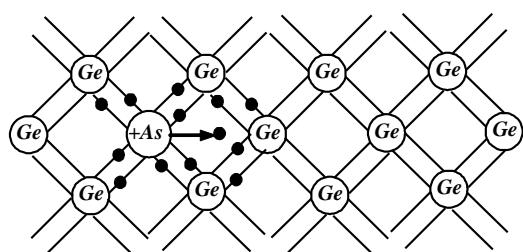


Рис. 6.5

зоні енергетичного рівня D валентних електронів арсену, який називається **домішковим рівнем** (рис. 6.6). У випадку Ge з домішкою As цей рівень розміщується від дна зони провідності на відстані $\Delta E_D = 0,015eV$. Оскільки $\Delta E_D \ll \Delta E$, то уже при звичайних температурах енергія теплового руху достатня для того, щоб перевести електрони з домішкового рівня в зону провідності. Дірки, які утворюються при цьому, локалізуються на нерухомих атомах арсену і у провідності участі не беруть.

Отже, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю більша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є електрони, виникає електронна домішкова провідність **n -типу**.

Напівпровідники з такою провідністю називаються **електронними (n -типу)**.

Домішки, які є джерелом електронів, називаються **донорами**, а енергетичні рівні цих домішок – **донорними рівнями**.

Припустимо тепер, що в гратку германію Ge введено домішковий атом індію In з трьома валентними електронами (рис. 6.7). Для утворення зв'язків з чотирма сусідами в атома індію не вистачає одного електрона. Тому один із зв'язків залишається неукомплектованим і четвертий електрон може бути захоплений від сусіднього атома германію, де утворюється дірка.

Дірки не залишаються в гратці Ge як вільні позитивні заряди. Надлишковий від'ємний заряд, що виникає поблизу атома домішки, зв'язаний з атомом

локалізованими, а

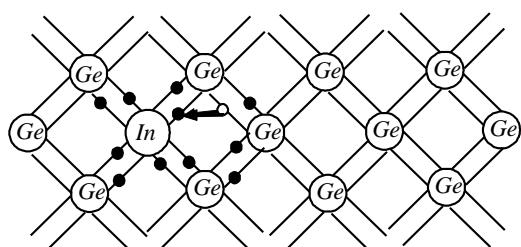


Рис. 6.7

Зона провідності



Рис. 6.6

Зона провідності

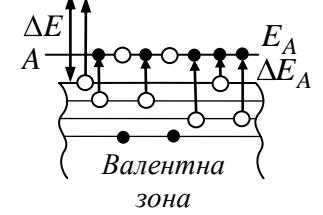


Рис. 6.8

домішки і в гратці переміщатися не може.

Згідно із зонною теорією введення тривалентного атома в гратку Ge приводить до виникнення в забороненій зоні домішкового рівня A , не зайнятого електронами (рис. 6.8). У випадку Ge з домішкою In цей рівень локалізується вище верхнього краю валентної зони на $\Delta E_A = 0,01eV$. При порівнянно низьких температурах електрони з валентної зони переходят на домішкові рівні і, зв'язуючись з атомами індію, втрачають здатність переміщатися в гратці германію, тобто в провідності участі не беруть. Носіями струму є лише дірки, що виникають у валентній зоні.

Отже, в напівпровідниках з домішкою, валентність якої на одиницю менша, ніж валентність основних атомів, носіями струму є дірки – виникає діркова провідність.

Напівпровідники з такою провідністю називаються дірковими (p -типу).

Домішки, що захоплюють електрони з валентної зони напівпровідника, називаються **акцепторами**, а енергетичні рівні цих домішок – **акцепторними рівнями**.

Домішкова провідність напівпровідників зумовлена, в основному, носіями одного знаку: електронами – у випадку донорної домішки, і дірками у випадку акцепторної. Ці носії струму називаються основними.

Крім основних носіїв, у домішкових напівпровідниках є неосновні носії: у напівпровідниках n -типу – дірки, а у напівпровідниках p -типу – електрони. Концентрація основних носіїв більша, ніж концентрація неосновних носіїв.

§6.4. $P-n$ переход і його вольт–амперна характеристика

Границя контакту двох напівпровідників, один з яких має електронну, а інший діркову провідність, називається **електронно–дірковим переходом** (або $p-n$ переходом) (рис. 6.9).

Ці переходи мають велике практичне значення, будучи основою роботи багатьох напівпровідникових пристрій.

Одним із поширених методів виготовлення $p-n$ переходів є **метод сплавлення**. Наприклад, кристал германію n -типу сплавляють з „таблеткою” індію, яка покладена на нього, при температурі $500 - 600^{\circ}C$ в атмосфері аргону. При цьому індій розплавляється і розчиняє в собі германій.

Розглянемо фізичні процеси, що відбуваються в $p-n$ – переході. Будемо вважати, що концентрація донорів n_D і концентрація акцепторів n_A однакові.

Для n -області основними носіями струму є електрони і при не дуже низьких температурах концентрація електронів в n -області практично дорівнює концентрації донорних атомів – $n_{en} = n_D$. В p -області основні носії – дірки, і концентрація дірок в цій області дорівнює концентрації акцепторних атомів – $n_{\partial p} = n_A$.

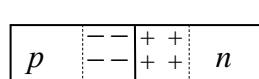


Рис. 6.9

Крім основних носіїв, ці області містять неосновні носії: n -область – дірки $\mathbf{q}_{\partial n}$, p -область – електрони \mathbf{q}_{ep} . Розрахунок показує, що концентрація $n_{\partial p}$ у $\approx 10^6$ разів більша за $n_{\partial n}$ в n -області, а концентрація n_{en} в $\approx 10^6$ разів більша за концентрацію електронів n_{ep} p -області.

Відмінність у концентрації однотипних носіїв в контактуючих областях напівпровідника приводить до виникнення дифузійних потоків електронів з n -області в p -область $\mathbf{q}_{en \rightarrow p}$ і дифузійного потоку дірок із p -області в n -область $\mathbf{q}_{\partial p \rightarrow n}$.

Область n , із якої дифундували електрони, заряджається позитивно, а p -область, із якої дифундували дірки – негативно (рис. 6.9). Перетікання електронів справа наліво і дірок зліва направо відбувається доти, доки потік електронів із n -області в p -область $\mathbf{q}_{en \rightarrow p}$ зрівноважується потоком електронів із p -області в n -область $\mathbf{q}_{ep \rightarrow n}$, а потік електронів із p -області в n -область $\mathbf{q}_{\partial p \rightarrow n}$ зрівноважується потоком дірок із n -області в p -область:

$$n_{en \rightarrow p} = n_{ep \rightarrow n}; \quad n_{\partial p \rightarrow n} = n_{\partial n \rightarrow p}.$$

Позначимо густини струмів, що відповідають потоку $n_{en \rightarrow p}$ через j_{en} ; потоку $n_{ep \rightarrow n} = j_{ep}$; потоку $n_{\partial p \rightarrow n} = j_{\partial p}$; потоку $n_{\partial n \rightarrow p} = j_{\partial n}$. В рівноважному стані

$$j_{en} = j_{ep}, \quad j_{\partial p} = j_{\partial n}.$$

Додаючи ліві і праві сторони цих рівностей, отримуємо

$$j_{en} + j_{\partial p} = j_{ep} + j_{\partial n}.$$

Густина повного струму через рівноважний $p-n$ -перехід

$$j = j_{en} + j_{\partial p} - j_{ep} - j_{\partial n} = 0.$$

В n -області напівпровідника внаслідок переходу електронів поблизу границі залишається нескомпенсований позитивний об'ємний заряд нерухомих іонізованих донорних атомів. У p -області напівпровідника, внаслідок переходу дірок, поблизу границі утворюється від'ємний об'ємний заряд нерухомих іонізованих акцепторів. Ці об'ємні заряди утворюють біля границі подвійний електричний шар, який характеризується контактною різницею потенціалів φ_0 , що не дозволяє подальший переход електронів у напрямку $n \rightarrow p$ і дірок у напрямку $p \rightarrow n$.

Прикладемо до $p-n$ -переходу, що знаходиться в рівновазі, зовнішнє електричне поле, яке направлене протилежно до поля контактного шару, підключивши до p -області позитивний полюс джерела напруги, а до n -області – негативний (рис. 6.10). Це поле, напрямок якого називається **прямим**, викликає пониження потенціального бар'єра для основних носіїв

$$e\varphi_0 - e\varphi, \quad (6.4)$$

де φ – зовнішня різниця потенціалів. Тому потік електронів із n -області в p -області і потік дірок із p у n -область збільшується в $e\frac{\varphi}{kT}$

разів, що приведе до збільшення в $e\frac{\varphi}{kT}$ разів густини струмів основних носіїв j_{en} і $j_{\partial p}$. Густини ж неосновних носіїв струму j_{ep} і $j_{\partial n}$ залишаються незмінними.

Тоді, густина повного струму j_{np} при прямому включені $p-n$ -переходу дорівнює [1]

$$j_{np} = j_{en} + j_{\partial p} - j_{ep} - j_{\partial n} = j_H \left(e\frac{\varphi}{kT} - 1 \right), \quad (6.5)$$

де j_H – густина струму насичення.

Цей струм називається **прямим**.

Прикладемо до $p-n$ -переходу зовнішнє електричне поле, яке направлене від n -провідника до p -провідника, тобто поле, яке співпадає з полем контактного шару (рис. 6.11). Плюсовий полюс джерела струму підключений до n -області, а мінус – до p -області. Під

дією різниці потенціалів φ зовнішнього поля, напрямок якого називається **зворотним**, розширюється запірний шар і потенціальний бар'єр $p-n$ -переходу становить $e\varphi_0 + e\varphi$, що

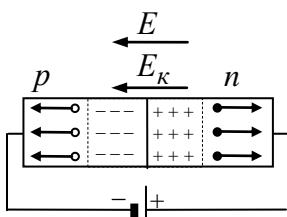


Рис. 6.11

викличе зменшення в $e\frac{\varphi}{kT}$ разів потоку основних носіїв $n_{en \rightarrow p}$ і $n_{\partial p \rightarrow n}$ та густини струмів j_{en} і $j_{\partial p}$, що відповідають цим потокам. Зміна висоти бар'єра не змінить потоків електронів $n_{ep \rightarrow n}$ і дірок $n_{\partial n \rightarrow p}$.

В кінцевому результаті густина повного струму через $p-n$ -перехід дорівнює:

$$j_{38} = j_{en} + j_{\partial p} \geq j_{ep} + j_{\partial n} \geq j_n \left(e^{-\frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right).$$

Цей струм називається **зворотним**.

Об'єднуючи вирази j_{np} і j_{38} , отримуємо

$$j = j_n \left(e^{\pm \frac{e\varphi}{kT}} - 1 \right). \quad (6.6)$$

Це співвідношення є рівнянням **вольт–амперної характеристики p – n –переходу**.

p – n –перехід практично має односторонню провідність. Вольт–амперна характеристика p – n –

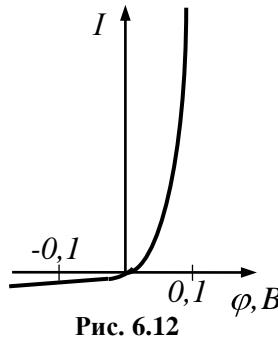


Рис. 6.12

переходу має вигляд, зображенний на рис. 6.12.

§6.5. Взаємодія електромагнітного випромінювання з речовиною

§6.5.1. Фотопровідність напівпровідників

Явище взаємодії випромінювання з напівпровідником, внаслідок якого підвищується провідність матеріалу за рахунок переходу електронів з валентної зони чи домішкових рівнів у зону провідності називається *внутрішнім фотоефектом*. Струм, який при цьому виникає під впливом світла при накладанні на напівпровідник зовнішнього електричного поля, називається *фотострумом*, а відповідна провідність — *фотопровідністю*.

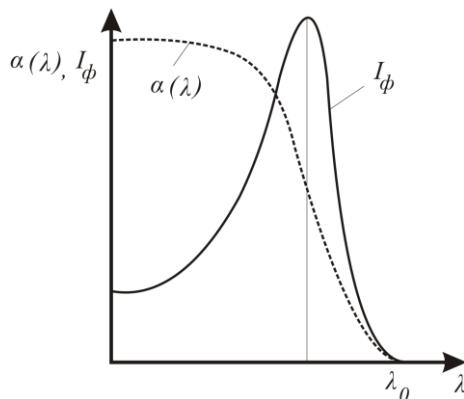
Спричинити переход електронів із валентної зони у зону провідності можуть тільки такі кванти світла, які мають енергією, не меншу ширини забороненої зони напівпровідника ($h\nu \geq \Delta E$). В результаті виникає *власна фотопровідність*, яка зумовлена як електронами так і дірками.

Для домішкових напівпровідників властива *домішкова фотопровідність*, тобто фотопровідність можна спостерігати і при $h\nu < \Delta E$. Для напівпровідників з донорною домішкою (n – типу) фотон повинен мати енергію $h\nu >> \Delta E_D$, а для напівпровідників з акцепторною домішкою (p – типу) — $h\nu >> \Delta E_A$. Домішкова фотопровідність є чисто електронною для напівпровідників n – типу і чисто дірковою для напівпровідників p – типу.

Максимальна довжина хвилі λ_0 , при якій ще можна спостерігати фотопровідність у напівпровіднику називається “червоною межею” внутрішнього фотоефекту. Для власних напівпровідників $\lambda_0 = hc / \Delta E$, а для домішкових напівпровідників $\lambda_0 = hc / \Delta E_\partial$, де $\Delta E_\partial = \Delta E_A$, або $\Delta E_\partial = \Delta E_D$.

Для власних напівпровідників λ_0 припадає на видиму область випромінювання, а для домішкових — на інфрачервону.

На рис. 6.13 зображена типова залежність фотоструму I_ϕ і коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ від довжини хвилі λ випромінювання, яке потрапляє на власний напівпровідник.



Спад фотопровідності в короткохвильовій частині на рис. 6.13, викликаний великою швидкістю

Рис. 6.13

рекомбінації носіїв заряду в напівпровіднику в умовах сильного поглинання світла.

За експериментальною знайденим значенням λ_0 у видимій області випромінювання можна визначити ширину забороненої зони власного напівпровідника за формулою:

$$\Delta E = \frac{hc}{\lambda_0}. \quad (6.7)$$

§6.5.2. Люмінесценція твердих тіл

У природі існує випромінювання, яке відрізняється за своїм характером від всіх відомих видів випромінювання, а саме від теплового випромінювання, відбивання, розсіювання світла і т.д. Це люмінесцентне випромінювання. Воно має такі особливості:

- на окремих ділянках спектра спектральна густина люмінесцентного випромінювання перевищує спектральну густину випромінювання абсолютно чорного тіла;
- люмінесцентне свічення речовини продовжується деякий час після припинення опромінення. Тривалість люмінесценції змінюється для різних речовин, залежно від умов, в широких межах, від мільярдних часток секунди до багатьох годин і навіть діб. У першому випадку це флуоресценція ($\leq 10^{-8} c$), а в другому – фосфоресценція ($> 10^{-8} c$);
- кожна речовина має певний характерний для неї спектр люмінесценції.

Об'єднуючи ці всі ознаки, С.І. Вавілов дав таке визначення люмінесценції:

люмінесценція – це оптичне випромінювання тіла, що є надлишковим над тепловим того самого тіла в даній спектральній області при тій же температурі, що має тривалість свічення більше ніж $10^{-10} c$, тобто не припиняється одразу після усунення причини, що викликала свічення.

Залежно від способу збудження люмінесценції розрізняють декілька її видів:

- свічення, що виникає під дією світлового випромінювання як видимого, так і більш короткохвильового (**фотолюмінесценція**);
- свічення, що виникає при електричних розрядах (**електролюмінесценція**);
- свічення, яке викликане хімічними перетвореннями всередині тіла (**хемілюмінес-**

ценція).

Згідно з **правилом Стокса** спектр люмінесценції в цілому і його максимум завжди виявляються в області більш довших хвиль порівняно зі спектром поглинутого випромінювання, здатного викликати цю люмінесценцію.

Це правило з точки зору квантової теорії означає, що енергія $h\nu$ поглинутого фотона частково витрачається на енергію W , яка витрачається на неоптичні процеси, тобто

$$h\nu = h\nu_{\text{люм}} + W, \quad (6.8)$$

звідки $\nu_{\text{люм}} < \nu$, або $\lambda_{\text{люм}} > \lambda$, що і виходить із сформульованого правила.

Ступінь перетворення поглинутої енергії в енергію випромінювання характеризується „виходом люмінесценції”. С. Вавілов ввів

1) **енергетичний вихід люмінофора** – відношення енергії, яка випромінюється люмінофором при повному висвічуванні, до енергії, яка ним поглинuta:

$$B_e = \frac{E_\lambda}{E_n}; \quad (6.9)$$

2) **квантовий вихід люмінофора** – відношення числа квантів N_λ , що випромінені речовиною, до числа поглинutих квантів N_n :

$$B_k = \frac{N_\lambda}{N_n}. \quad (6.10)$$

Досліди показують, що кристали з високим ступенем досконалості гратки практично не люмінесцюють. Для надання люмінесцентних властивостей в їх структурі необхідно створити дефекти. Найбільш ефективними дефектами є домішки сторонніх атомів. Ці домішки називаються **активаторами**.

Складні, виготовлені штучно кристалічні речовини з дефектами внутрішньої структури, які мають високі люмінесцентні властивості, називаються **кристалофосфорами**.

Розглянемо механізми виникнення люмінесценції з погляду зонної теорії твердих тіл. Між валентною зоною I і зоною провідності II кристалофосфора розміщаються домішкові рівні активатора (рис. 6.14). При поглинанні атомом активатора фотона з енергією $h\nu$ електрон з домішкового рівня переходить в зону провідності, вільно переміщується по кристалу доти, доки не зустрінеться з іоном активатора і рекомбінує з ним, перейшовши знову на домішковий рівень. Рекомбінація супроводжується випроміненням кванта люмінесцентного випромінювання. Час випромінювання люмінофора визначається часом життя збудженого стану атомів активатора, який не перевищує $\sim 10^{-9}$ с. Тому свічення є короткочасним (флуоресценція) і зникає швидко після припинення опромінення.

Для виникнення тривалого свічення кристалофосфор повинен мати також центри захоплення або пастки для електронів, якими є незаповнені локальні рівні Π_1 і Π_2 , що лежать поблизу дна зони провідності (рис. 6.15). Вони можуть бути утворені атомами домішок, атомами в міжузловинах. Під дією світла атоми активатора збуджуються, тобто електрони з домішкового рівня переходят в зону провідності і стають вільними. Однак вони захоплюються пастками, внаслідок чого втрачають свою рухливість, тобто здатність рекомбінувати з іонами активатора. Звільнення електрона з пастки вимагає певної енергії, яку електрони можуть отримати, наприклад, від теплових коливань гратки. Електрон, який звільнений з пастки, потрапляє в зону провідності і рухається вільно до того часу, доки не буде захоплений пасткою знову або не рекомбінує з іоном активатора. В останньому випадку виникає квант люмінесцентного випромінювання. Тривалість цього процесу визначається часом перебування електрона в пастках.

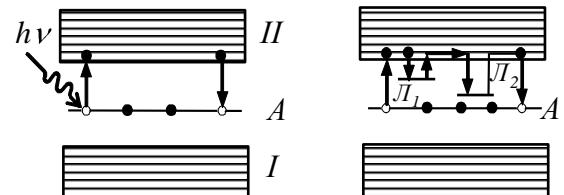


Рис. 6.14

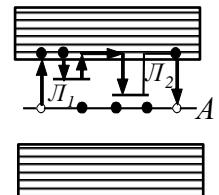


Рис. 6.15

Рекомендована література до Розділу VI

1. І.Р. Зачек, І.М. Кравчук, Б.М. Романишин, В.М. Габа, Ф.М. Гончар. Курс фізики: Навчальний підручник/ За ред. І.Е. Лопатинського. – Львів: Бескид–Біт, 2002. 376 с.
2. Г.І. Епифанов. Фізика твердого тела. – Москва.: Вищ. школа, 1982. 288 с.
3. Б.М. Яворський, А.А. Детлаф. Курс фізики III. – К.: Вища школа, 1973. 499 с.
4. Т.И. Трофимова. Курс физики. – М.: Высш. школа, 1990. 478 с.
5. И.В. Савельев. Курс общей физики, т. III - М.: Наука, 1986.– 318 с.
6. К.Д. Хмельюк, Д.Д. Цициліано. Фізика атома і твердого тіла. – Київ.: Вища школа, 1974. 231 с.
7. І.Р. Зачек, І.Е. Лопатинський, Й.Я. Хром'як. Висвітлення досягнень українських фізиків у курсі фізики: Методичний посібник/ За ред. Ю.К. Руданського. – Львів: Видавництво національного університету „Львівська політехніка”, 2003. 84 с.

6.1. Лабораторна робота № 30

ВИЗНАЧЕННЯ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ НАПІВПРОВІДНИКІВ З ТЕМПЕРАТУРНОЇ ЗАЛЕЖНОСТІ ЇХ ПРОВІДНОСТІ

Мета роботи

Оволодіти методикою визначення ширини забороненої зони напівпровідників з температурної залежності їх провідності

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати особливості зонної структури металів, діелектриків та напівпровідників (§6.1), механізми власної і домішкової провідностей напівпровідників (§6.2, §6.3)

Прилади і обладнання

Зразок власного напівпровідника з електричними контактами, цифровий мілівольтметр, цифровий прилад для вимірювання опору, автотрансформатор, резистивний нагрівник, термопара

Теоретичні відомості та опис установки

Як відомо, для власних напівпровідників залежність питомої провідності σ від температури T описується виразом $\sigma = \sigma_\infty e^{-\frac{\Delta E}{2kT}}$ (6.3) (див. §6.2). Цю залежність можна подати так:

$$\ln \sigma = \ln \sigma_\infty - \frac{\Delta E}{2kT}, \quad (1)$$

де σ_∞ – питома провідність власного напівпровідника при $T \rightarrow \infty$; ΔE – ширина забороненої зони напівпровідника; k – стала Больцмана.

Формула (1) описує пряму $\ln \sigma = f(\frac{1}{T})$ (рис.1), тангенс кута нахилу якої до осі абсцис дорівнює: $\operatorname{tg} \alpha = \frac{\Delta E}{2k}$. Тому ширину ΔE забороненої зони власного напівпровідника можна визначити із співвідношення:

$$\Delta E = 2k \operatorname{tg} \alpha = 2k \cdot \frac{\ln \sigma_1 - \ln \sigma_2}{\left| \frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right|}, \quad (2)$$

де $\ln \sigma_1$, $\ln \sigma_2$ – значення ординати прямої $\ln \sigma = f(\frac{1}{T})$ у відповідних точках $\frac{1}{T_1}$ і $\frac{1}{T_2}$ її абсциси (рис.1).

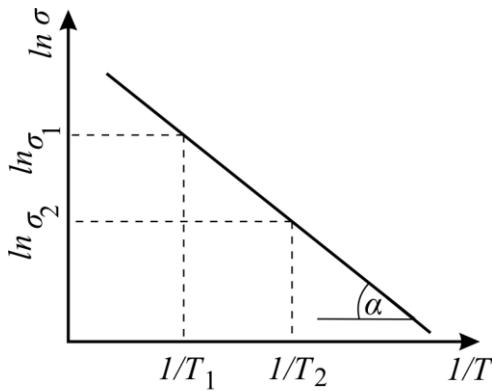


Рис. 1

В даній лабораторній роботі використовується лабораторна установка, яка схематично наведена на рис.2.

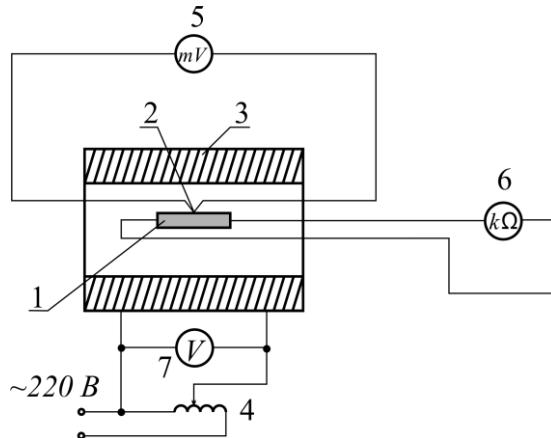


Рис . 2

Напівпровідниковий зразок 1 розміщений всередині нагрівного елемента 3. Живлення нагрівного елемента здійснюється від автотрансформатора 4, увімкненого в мережу 220 В. Напруга на нагрівнику контролюється вольтметром 7. Для вимірювання температури використовується термопара 2 хромель–копель, яка під'єднана до мілівольтметра 5. Опір досліджуваного зразка вимірюється за допомогою цифрового приладу 6 для вимірювання опору.

Досліджуваний зразок має форму паралелепіпеда довжиною $L = 3 \text{ мм}$ та площею поперечного перерізу $S = 0,1 \text{ mm}^2$. Питому провідність σ зразка розраховують за даними вимірювання його опору R та відомими значеннями довжини зразка і площині його поперечного перерізу, використовуючи формулу

$$\sigma = \frac{L}{R \cdot S}. \quad (3)$$

Опором переходу метал-напівпровідник нехтуємо.

Послідовність виконання роботи

1. Увімкнути цифровий мілівольтметр 5 та прилад 6 для вимірювання опору в мережу 220 В.
2. Регулятор вихідної напруги на автотрансформаторі 4 встановити в положення "I". Увімкнути автотрансформатор в мережу 220 В. Через кожні ~10 хв послідовно переміщати регулятор напруги в положення 2, 3, 4, ..., 8.
3. Проводити вимірювання опору досліджуваного зразка при різних значеннях температури через кожні 0,2 мВ за показами мілівольтметра. Нагрівання здійснювати до температури, яка вказана на робочому місці.
4. Користуючись графіком градуовання термопари визначати температуру досліджуваного зразка напівпровідника.
5. Встановити регулятор вихідної напруги на автотрансформаторі в положення "0".
6. Вимкнути автотрансформатор і прилади з мережі 220 В.
7. За отриманими значеннями опору напівпровідникового зразка розрахувати величину його питомої провідності σ і $\ln \sigma$ для різних температур, використовуючи співвідношення (3).

Таблиця 1

№ п/п	$E_T, мВ$	$t, ^\circ C$	T, K	$1/T, K^{-1}$	$R, Ом$	$\sigma, Ом^{-1} \cdot м^{-1}$	$\ln \sigma$	$\Delta E, eV$
1	0,2							
2	0,4							
...	...							
15	3,0							

8. Побудувати графік залежності $\ln \sigma = f\left(\frac{1}{T}\right)$. Вибрати на графіку ділянку, де найбільше проявляється пряма лінія, і для довільно вибраних значень $\frac{1}{T_1}$ і $\frac{1}{T_2}$ знайти відповідні значення $\ln \sigma_1$ та $\ln \sigma_2$.
9. Обчислити ширину ΔE забороненої зони досліджуваного напівпровідника за формулою (2).
10. Проаналізувати отримані результати та зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Поясніть як утворюються енергетичні зони в кристалах?
2. Як розуміти терміни "валентна зона", "зона провідності", "заборонена зона" з точки зору зонної теорії?
3. Які речовини називаються провідниками, діелектриками і напівпровідниками?
4. Який напівпровідник називається "власним"? "Домішковим"?
5. Чим зумовлена провідність власного і домішкового напівпровідників?
6. Чим пояснюється зміна концентрації вільних носіїв заряду у власних напівпровідниках від температури?
7. В чому полягає суть методики визначення ширини ΔE забороненої зони напівпровідників з температурної залежності їх провідності?

6.2. Лабораторна робота №11

ДОСЛІДЖЕННЯ $p-n$ ПЕРЕХОДУ ТА ЙОГО ПРАКТИЧНОГО ВИКОРИСТАННЯ

Мета роботи

Дослідити вольт–амперну характеристику $p-n$ переходу та ознайомитися із його використанням для випрямлення змінного струму та стабілізації напруги

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати особливості зонної структури і механізми власної і домішкової провідностей напівпровідників (§6.1, §6.2), фізичну суть процесів, які спостерігаються на межі контакту напівпровідників n – і p – типу (§6.4)

Прилади і обладнання

Лабораторна установка для дослідження вольт–амперної характеристики $p-n$ переходу, діод типу Д226, стабілітрон типу Д814

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. *Дослідження вольт–амперної характеристики (ВАХ) $p-n$ переходу (діода)*

Для цього (див.рис.1):

1. Увімкнути лабораторну установку в мережу 220 В.
2. Перемикач вибору роду роботи 5 на пульті 1 установки встановити в положення “Пряма напруга” (U_{np}).
3. Змінюючи регулятором 6 на автотрансформаторі 4 напругу від 0 В до U_B , записувати в таблицю 1 значення напруги U_{np} за показами вольтметра і відповідні їй значення прямого струму I_{np} за показами міліамперметра.

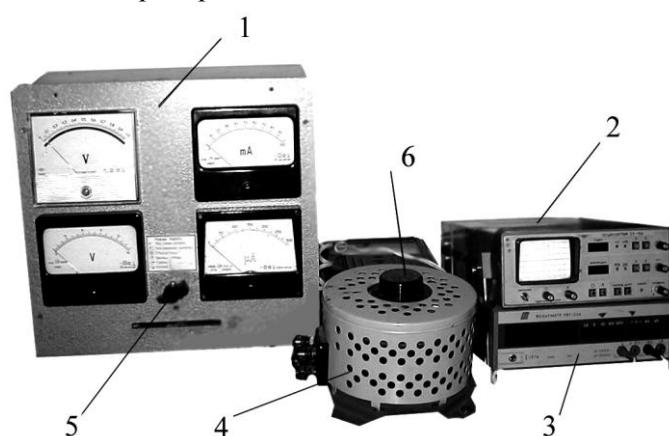


Рис. 1

**1 – передня панель установки; 2 – осцилограф; 3 – цифровий вольтметр;
4 – автотрансформатор; 5 – перемикач вибору роду роботи установки; 6 – регулятор напруги.**

4. Повернути регулятор напруги 6 в крайнє ліве положення.
5. Встановити перемикач 5 на передній панелі 1 установки в положення “Зворотна напруга” (U_{36}).
6. Змінюючи регулятором 6 на автотрансформаторі 4 зворотну напругу U_{36} від 0 В до U_B , записувати в таблицю 1 значення зворотної напруг U_{36} за показами вольтметра та відповідні значення зворотного струму I_{36} за показами міліамперметра.
7. Побудувати вольт–амперну характеристику діода $I = f(U)$.
8. Проаналізувати отримані результати.

Таблиця 1

№ п/п	1	2	3	4	5	6	...	15
U_{np}	U, V							
	I_{np}, mA							
U_{36}	U, V							
	I_{36}, mA							

ЗАВДАННЯ 2. Вивчення використання $p-n$ переходу для стабілізації напруги

В цій частині роботи використовується стабілітрон типу Д8І4, на ВАХ якого при зворотній напрузі 8В спостерігається пробій $p-n$ – переходу. Якість стабілізації оцінюється за величиною диференціального опору

$$R_{\text{диф}} = \frac{U_{361} - U_{362}}{I_{361} - I_{362}}, \quad (1)$$

де U_{361}, U_{362} – зворотні напруги відповідно в точках 1 і 2 на ВАХ стабілітрона (рис.2); I_{361}, I_{362} – зворотні струми відповідно в точці 1 і 2 на ВАХ стабілітрона (рис. 2).

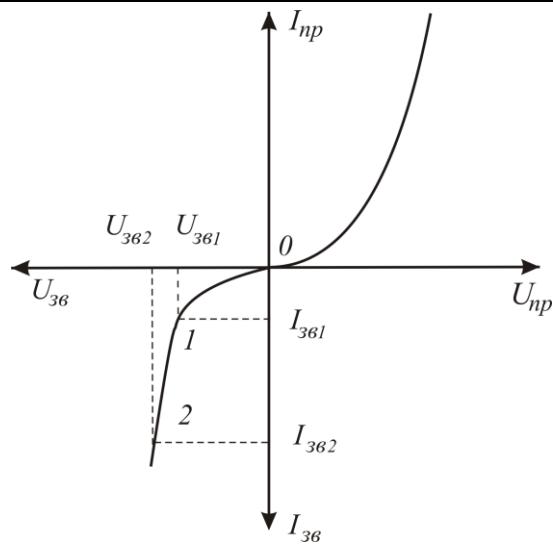


Рис. 2

Опір $R_{\text{одн}}$ вказує на скільки змінюється напруга стабілізації при зміні струму, що проходить через стабілітрон.

Для визначення $R_{\text{одн}}$ стабілітрана Д8І4 необхідно отримати залежність $I_{36} = f(U_{36})$.

Для цього:

1. Увімкнути цифровий вольтметр в мережу 220 В.
2. Перемикач 5 на передній панелі 1 установки встановити в положення “Стабіліtron”.
3. Змінюючи регулятором 6 на автотрансформаторі 4 зворотну напругу U_{36} , яка подається на стабілітрон, від 0 В до U В записувати в таблицю 2 значення зворотного струму I_{36} за показами мікроамперметра і зворотної напруги U_{36} за показами цифрового вольтметра.

Таблиця 2

№п/п	2	3	4	5	6	...	15
U_{36} , В							
I_{36} , мА							
$R_{\text{одн}}$, Ом							

4. Вимкнути цифровий вольтметр з мережі 220 В.
5. Побудувати графік $I_{36} = f(U_{36})$ і розрахувати значення $R_{\text{одн}}$.
6. Проаналізувати отримані результати.

ЗАВДАННЯ 3. Вивчення застосування р–п переходу для випрямлення змінного струму

На рис. 3а, б наведені схеми одно – і двопівперіодна випрямлення змінного струму за допомогою діодів. В цьому завданні використовуються діоди типу Д226.

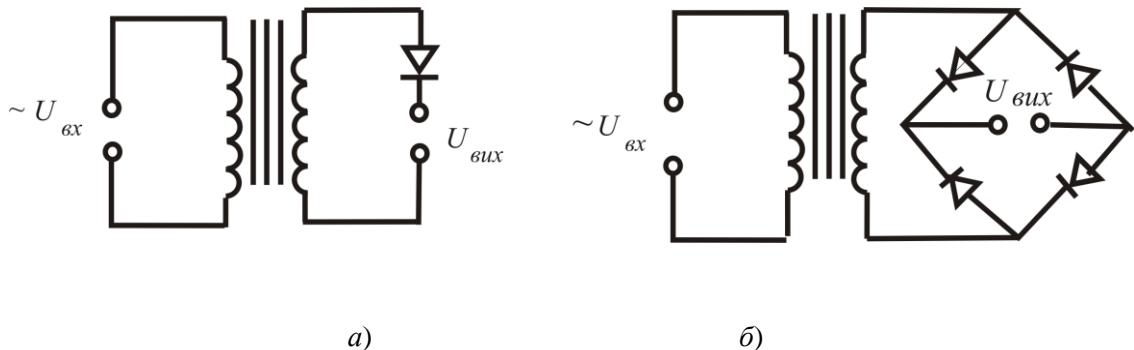


Рис. 3

а) однопівперіодна схема випрямлення змінного струму; б) двопівперіодна.

Для виконання завдання необхідно:

1. Перемикач 5 на передній панелі 1 установки встановити в положення “Схема І”.
2. Увімкнути осцилограф 2 в мережу 220 В.
3. Встановити регулятором 6 на автотрансформаторі напругу ~ 10 В.
4. За осцилограмою визначити використану схему випрямлення.
5. Перемикач 5 встановити в положення “Схема ІІ”.
6. За осцилограмою визначити використану схему випрямлення.
7. Намалювати зображення сигналу на осцилографі в режимах роботи “Схема І” і “Схема ІІ”.
8. Вимкнути осцилограф та установку з мережі 220 В.

Контрольні питання

1. Яка відмінність між напівпровідниками і діелектриками згідно зонної структури твердих тіл?
2. Який напівпровідник називається власним? n – типу? p – типу?
3. Що таке основні та неосновні носії заряду в напівпровідниках?
4. Поясніть, що таке p – n переход? Як його отримати?
5. Намалюйте вольт–амперну характеристику діода.
6. Що таке прямий і зворотний струми через p – n – переход і як їх досягнути?
7. В чому полягає p – n – в режимі стабілітрона?
8. Поясніть принцип роботи одно – і двопівперіодної схем випрямлення змінного струму.

6.3. Лабораторна робота №9

ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРАЛЬНОГО РОЗПОДІЛУ ФОТОПРОВІДНОСТІ ТА ПРОПУСКАННЯ НАПІВПРОВІДНИКОВИХ КРИСТАЛІВ

Мета роботи

Дослідити спектральний розподіл фотопровідності селенового фотоелемента, визначити ширину забороненої зони напівпровідникового кристала за його спектром пропускання

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати особливості зонної структури та механізм провідності фотопровідності напівпровідників

(§6.2, §6.3, §6.5.1)

Прилади і обладнання

Монохроматор УМ-2, джерело світла, селеновий фотоелемент, зразок напівпровідникового кристалу

Опис установки

Оптична схема експериментальної установки для дослідження спектрального розподілу фотопровідності, пропускання та поглинання напівпровідникових матеріалів зібрана на базі монохроматора УМ-2 (рис.1). Її загальний вигляд зображенено на рис.2. На рис.1 в окрему групу виділені основні елементи монохроматора.

Розглянемо хід променів в лабораторній установці при *дослідженні спектрального розподілу фотопровідності селенового фотоелемента* (рис.1) (в цьому випадку напівпровідниковий кристал 4 усувають на шляху поширення світлового променя). Світловий пучок, що випромінюється джерелом світла 1 фокусується конденсорною лінзою 3 на входній щілині 6 монохроматора. Пройшовши через об'єктив 7, світло попадає на дисперсійну призму, а далі – через вихідну щілину 10 на селеновий фотоелемент 11. Фотострум, що виникає в електричному колі фотоелемента, вимірюється високочутливим гальванометром 12.

Для одержання *спектрального розподілу пропускання напівпровідникового кристалу*, кристал 4, який знаходиться в тримачі, розміщують на входній щілині монохроматора. Далі хід променів аналогічний до описаного вище.

На робочому місці знаходиться крива градування (крива дисперсії) монохроматора, яка дозволяє переводити покази шкали барабана монохроматора у значення довжин хвиль падаючого випромінювання.

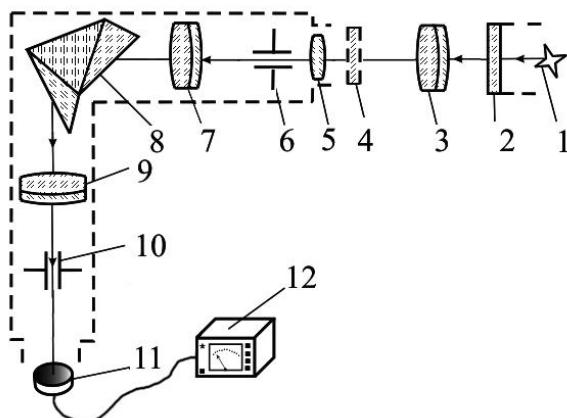


Рис. 1

1 – джерело світла; 2 – захисне скло кожуха лампи; 3 – конденсорна лінза ; 4 – напівпровідниковий кристал ; 5 – збиральна лінза; 6 – входна щілина; 7 – об'єктив коліматора; 8 – дисперсійна призма; 9 – об'єктив зорової труби; 10 – вихідна щілина; 11 – фотоелемент; 12 – мікроамперметр.

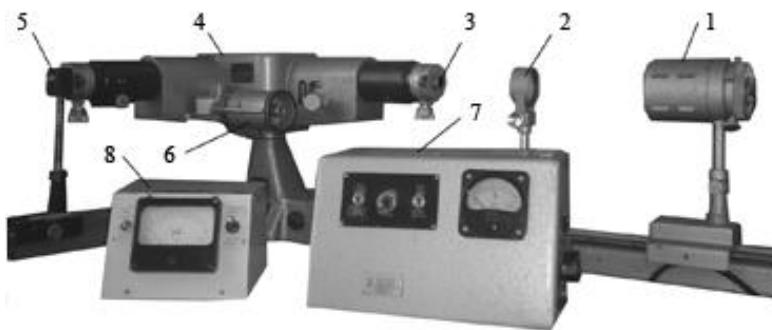


Рис. 2

1 – джерело світла, яке розміщене в захисному кожусі; 2 – конденсорна лінза; 3 – напівпровідниковий кристал; 4 – монохроматор; 5 – селеновий фотоелемент; 6 – барабан довжин хвиль монохроматора; 7 – джерело живлення лампочки розжарення; 8 – мікроамперметр.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Вивчення спектральної чутливості селенового фотоелемента

Для цього (див. рис.2):

1. Розмістити селеновий фотоелемент 5 навпроти вихідної щілини монохроматора 4. **УВАГА! Прилади налагоджує керівник заняття.**
2. Увімкнути джерело живлення 7 в мережу 220 В.
3. Встановити конденсорну лінзу 2 в рейттер, що знаходиться на оптичній лаві, так, щоб оптичний центр лінзи збігався з оптичною віссю монохроматора. Пучок світла від лампи розжарювання направити на лінзу.
4. Пересуваючи рейттер з лінзою 2 по оптичній лаві, добитися чіткого зображення нитки розжарення лампи джерела світла на вхідній щілині монохроматора.
5. *Регулювання максимальної чутливості фотоелемента 5.* Встановити перемикач вибору меж вимірювання мікроамперметра 8 в положення $\times 1$. Обертаючи барабан 6 довжин хвиль в межах $n = 700\text{--}3200$ відносних одиниць шкали барабана 6 спостерігати за стрілкою мікроамперметра максимум фотоструму $I_{\phi_0}(\lambda)$. При цьому, відхилення стрілки мікроамперметра повинно становити не менше 60 поділок його шкали. При меншій чутливості мікроамперметра регулюванням положення кристала відносно щілини монохроматора та ширини щілини монохроматора усунути виявлені недолік в чутливості фотоелемента 5.
6. Обертаючи барабан 6 в межах $n = 700\text{--}3200$ через кожні 100 відносних одиниць шкали довжин хвиль визначати за показами мікроамперметра значення фотоструму $I_{\phi_0}(\lambda)$. Результати вимірювання записувати в таблицю 1.
7. За допомогою кривої градуування монохроматора, наведеної на робочому місці, встановити відповідність між показами n шкали барабана монохроматора та відповідними довжинами хвиль λ . Результати записати в таблицю 1.

Таблиця 1

n , відн.од.	700	800	900	1000	1100	1200	1300	...	3200
$I_{\phi_0}(\lambda)$,									

<i>мкA</i>									
$\lambda, \text{\AA}$									

ЗАВДАННЯ 2. Дослідження спектрального розподілу коефіцієнтів пропускання та поглинання напівпровідникового кристала і визначення його ширини забороненої зони

Для цього:

- Перед вхідною щілиною монохроматора встановити досліджуваний зразок напівпровідникового кристала. **УВАГА! Прилади налагоджує керівник заняття.**
- Обертаючи барабан 6 в межах $n = 700\text{--}3200$ відносних одиниць шкали довжин хвиль, через кожні 100 одиниць визначати за показами мікроамперметра значення фотоструму $I_\phi(\lambda)$.
- Обчислити значення коефіцієнта пропускання $T(\lambda)$ напівпровідникового кристала для різних довжин хвиль за формулою:

$$T(\lambda) = \frac{I_\phi(\lambda)}{I_{\phi_0}(\lambda)} \cdot 100\%. \quad (1)$$

- За знайденими значеннями $T(\lambda)$ згідно (1) побудувати графік, по осі X якого відкладати довжини хвиль λ , а по осі Y – відповідні значення $T(\lambda)$.
- Знайти значення коефіцієнта поглинання $\alpha(\lambda)$ напівпровідникового кристала для різних довжин хвиль, використовуючи співвідношення

$$\alpha(\lambda) = \frac{I_{\phi_0}(\lambda) - I_\phi(\lambda)}{I_{\phi_0}(\lambda)}. \quad (2)$$

- Побудувати графік залежності $\alpha = f(h\nu)$.
- Визначити значення ширини ΔE забороненої зони напівпровідникового кристала за перетином дотичної до лінійної ділянки короткохвильової області кривої $\alpha = f(h\nu)$ з віссю абсцис. Результат виразити в eV .
- Результати вимірювання та обчислень записати в таблицю 2.
- Проаналізувати одержані результати.

Таблиця 2

<i>n, відн.од.</i>	700	800	900	1000	1100	1200	1300	1400	...	3200
$\lambda, \text{\AA}$										
$I_\phi(\lambda), \text{мкA}$										
$T(\lambda)$										
$\alpha(\lambda)$										
ν, c^{-1}										
$h\nu, \text{Дж}$										
$\alpha(h\nu)$										

Контрольні запитання

1. Дайте визначення явища зовнішнього та внутрішнього фотоефектів.
2. Поясніть механізми власної та домішкової фотопровідностей.
3. В чому полягає зміст “червоної межі” внутрішнього фотоефекту?
4. Що характеризують коефіцієнти пропускання $T(\lambda)$ і поглинання $\alpha(\lambda)$ для середовища? Запишіть співвідношення, з яких їх знаходять.
5. Поясніть з точки зору зонної теорії, що таке заборонена зона ΔE напівпровідника?
6. Як за експериментальною знайденим значенням λ_{\max} , що відповідає “червоній межі” внутрішнього фотоефекту, можна визначити ширину забороненої зони ΔE напівпровідника?

6.4. Лабораторна робота № 48

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ФОТОЛЮМІНЕСЦЕНЦІЇ

Мета роботи

Експериментально вивчити явище фотолюмінесценції та перевірити правило Стокса

Для виконання лабораторної роботи студенту попередньо необхідно: знати фізичну суть явища фотолюмінесценції та правило Стокса (§6.5.2)

Прилади і обладнання

Монохроматор УМ-2, джерела випромінювання (неонова лампочка, ртутна лампа), конденсорна лінза, світлофільтр, фотоюмофор

Опис установки

Лабораторна установка зібрана на базі монохроматора УМ-2, який використовується як спектроскоп. Оптична схема установки наведена на рис.1, а її загальний вигляд – на рис.2. На рис.1 виділені оптичні елементи, що входять до складу монохроматора.

Розглянемо хід променів в лабораторній установці при дослідженні явища фотолюмінесценції (див. рис.1). Випромінювання від ртутної лампи 1, яка захищена металевим кожухом 2, проходить через світлофільтр 3 та збуджує фотолюмінесценцію в люмінофорі 4. Випромінювання з люмінофора фокусується лінзою 5 на вхідну щілину монохроматора 7 і далі потрапляє на дисперсійну призму 9 через об'єктив коліматора 8. За допомогою барабана довжин хвиль монохроматора, на якому нанесені відносні одиниці – градуси, можна повертати всередині монохроматора дисперсійну призму 9 і тим самим скерувати в окуляр 12 через об'єктив зорової труби 10 вибрану частину спектру.

У випадку градуування монохроматора перед конденсорною лінзою 5 розміщають неонову лампочку. Далі хід променів описаний вище.

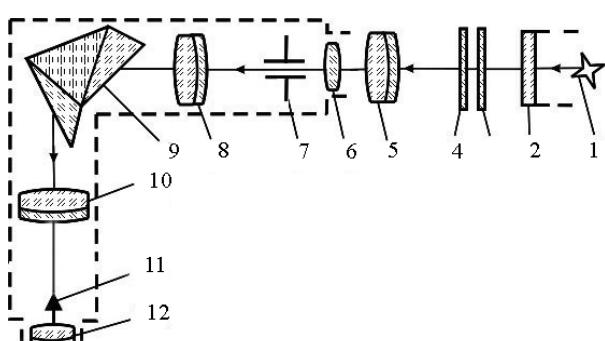


Рис. 1

1 – ртутна лампа; 2 – захисний кожух ртутної лампи; 3 – світлофільтр; 4 – люмінофор; 5 – конденсорна лінза; 6 – збиральна лінза; 7 – вхідна щілина; 8 – об'єктив коліматора; 9 – дисперсійна призма; 10 – об'єктив зорової труби; 11 – візор; 12 – окуляр.

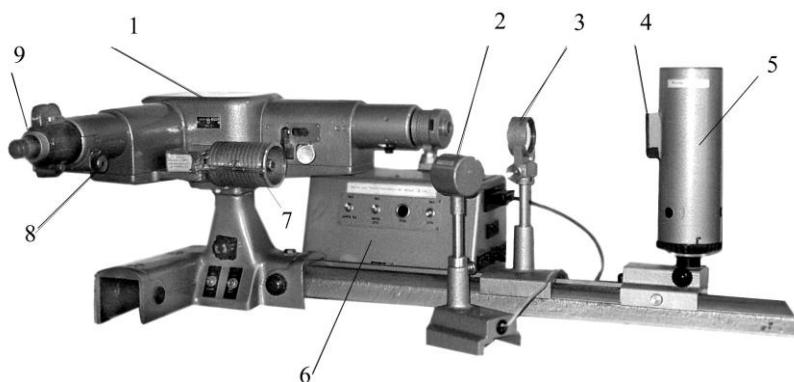


Рис. 2

1 – монохроматор; 2 – неонова лампочка в захисному кожусі; 3 – конденсорна лінза;
4 –оптична пара, яка складається з світлофільтра і люмінофора; 5 – ртутна лампа в захисному
кожусі; 6 – блок живлення установки; 7 – барабан довжин хвиль; 8,9 –регулювальні гвинти.

Послідовність виконання роботи

ЗАВДАННЯ 1. Градуювання монохроматора

Для цього потрібно (див. рис. 2):

8. Розмістити на оптичній лаві перед вхідною щілиною монохроматора конденсорну лінзу 3, а за нею – неонову лампочку 2 в захисному кожусі.
9. Установити ширину вхідної щілини монохроматора $\sim 0,22 \text{ мм}$.
10. Увімкнути неонову лампочку в мережу 220 В.
11. Сфокусувати за допомогою конденсorної лінзи 3 випромінювання неонової лампочки 2 на вхідну щілину монохроматора.
12. Одержані чітке зображення спектральних ліній випромінювання неонової лампочки в окулярі монохроматора за допомогою регулювальних гвинтів 8 і 9, а оптимальну ширину ліній – незначним регулюванням ширини вхідної щілини монохроматора.
13. Обертаючи барабан 7 довжин хвиль монохроматора, почергово встановлювати спектральні лінії навпроти візира монохроматора, який можна бачити через окуляр, і робити відліки положень спектральних ліній випромінювання неону за шкалою барабана. Результати вимірювань записати в таблицю 1.
14. Побудувати графік градуювання монохроматора. Для цього по осі абсцис необхідно відкласти відомі значення довжин хвиль λ спектра випромінювання неону, які вказані на робочому місці, а по осі ординат – відповідні їм відносні одиниці n показів за шкалою барабана 7 довжин хвиль монохроматора.

Таблиця 1

$\lambda, \text{\AA}$								
n , відн.од.								

ЗАВДАННЯ 2. Вивчення явища фотолюмінесценції та перевірка закону Стокса

Для цього потрібно (див.рис.2):

1. Зняти з оптичної лави неонову лампочку 2 разом з тримачем.
2. Увімкнути блок живлення 6 в мережу 220 В. Далі натиснути кнопку “Пуск” на блоці живлення та спостерігати свічення ртутної лампи 5.
3. Сфокусувати випромінювання ртутної лампи 5 на вхідну щілину монохроматора за допомогою конденсорної лінзи 3. Спостерігати в окулярі монохроматора спектр випромінювання ртутної лампи і порівняти його з аналогічним спектром, який зображений на робочому місці.
4. Встановити в направляючі кожуха ртутної лампи оптичну пару 4, яка складається з світлофільтра і фотолюмінофора. **УВАГА! Оптичну пару світлофільтр–фотолюмінофор встановлювати світлофільтром до ртутної лампи.**
5. Обертаючи барабан 7 довжин хвиль монохроматора, знайти в полі зору окуляра монохроматора спектральні лінії фотолюмінесценції і записати відповідні їм поділки барабана.
6. Використовуючи графік градуовання монохроматора, одержаного в ЗАВДАННІ 1, визначити довжини хвиль λ у спектрі фотолюмінесценції фотолюмінофора.
7. Перевірити виконання правила Стокса:

$$\lambda > \lambda_0, \quad (1)$$

де $\lambda_0=435\cdot10^{-9}$ м; λ - довжина хвилі випромінювання у спектрі фотолюмінісценції фотолюмінофора.

8. Обчислити за формулою

$$E_0 = \frac{hc}{\lambda_0} \quad (2)$$

енергію квантів випромінювання, які збуджують фотолюмінісценцію, а енергію квантів випромінювання фотолюмінофором за формулою

$$E = \frac{hc}{\lambda}. \quad (3)$$

9. Проаналізувати одержані результати і зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Чим відрізняється люмінесценція від теплового випромінювання тіл?
2. За якими ознаками класифікують люмінесцентне випромінювання?
3. З яких переходів складається елементарний акт люмінесценції?
4. Що таке квантовий вихід люмінесценції?
5. Сформулюйте і обґрунтуйте правило Стокса.