

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ  
СУМСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ

**Лютий Т.В., Панченко Л.М.**

## **Лабораторний практикум з фізики**

Розділ  
**«ХВИЛЬОВА ТА КВАНТОВА ОПТИКА»**

*Рекомендовано вченою радою  
Сумського державного університету  
як навчальний посібник*

Суми  
Вид-во СумДУ  
2008

**УДК 53(076.5)  
Л96**

*Рекомендовано до друку вченою радою  
Сумського державного університету  
(протокол № 9 від 12.06.2008 )*

Рецензенти:

д-р. фіз.-мат. наук, доцент Ю.М. Лопаткін  
(Сумський державний університет);  
канд. фіз.-мат. наук, доцент А.С. Опанасюк  
(Сумський державний університет);

**Лютий Т.В., Панченко Л.М.**

**Л96** Лабораторний практикум з фізики. Розділ «Хвильова та квантова оптика»: Навчальний посібник. – Суми: Вид-во СумДУ, 2008. – 90 с.  
**ISBN 978-966-657-189-5**

Посібник містить опис лабораторних робіт з курсу загальної фізики, які виконуються під час вивчення розділу «Оптика». Кожна робота супроводжується ґрунтовним викладенням теоретичного матеріалу, необхідного для вмотивованого виконання вимірювань та розрахунків. Детальні та проілюстровані пояснення процесу виконання робіт дозволяють підвищити ступінь самостійності студента на лабораторних заняттях, що значно підвищує ефективність бригадного методу виконання робіт.

Для студентів вищих навчальних закладів III-IV рівнів акредитації.

**УДК 53(076.5)**

**ISBN 978-966-657-189-5**

© Т.В. Лютий, Л.М. Панченко, 2008

© Вид-во СумДУ, 2008

## ЗМІСТ

<b>Лабораторна робота 5.1 ДОСЛІДЖЕННЯ</b>	
<b>ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ДВОПРОВІДНІЙ ЛІНІЇ</b>	
	<b>5</b>
1	МЕТА РОБОТИ..... 5
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ..... 5
2.1	Поняття електромагнітної хвилі..... 5
2.2	Поняття стоячої хвилі ..... 8
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ ..... 10
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ ..... 11
4.1	Поширення електромагнітної хвилі в двопровідній лінії ..... 11
4.2	Визначення частоти стоячої хвилі ..... 13
4.3	Вплив діелектрика на електромагнітні хвилі. Визначення його діелектричної проникності ..... 14
5	ХІД РОБОТИ ..... 16
6	КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ ..... 18
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ..... 19
<b>Лабораторна робота 5.2 ДОСЛІДЖЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ</b>	
<b>СВІТЛА НА ПРИКЛАДІ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА</b>	
	<b>20</b>
1	МЕТА РОБОТИ..... 20
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ..... 20
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ ..... 22
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ ..... 22
5	ХІД РОБОТИ ..... 27
6	КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ ..... 28
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ..... 29
<b>Лабораторна робота 5.3 ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ</b>	
<b>СВІТЛА</b>	
	<b>30</b>
1	МЕТА РОБОТИ..... 30
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ..... 30
2.1	Явище поляризації..... 30
2.2	Подвійне променезаломлення ..... 31
2.3	Обертання площини поляризації..... 34
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ ..... 36
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ ..... 36
5	ХІД РОБОТИ ..... 40
6	КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ ..... 41
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ..... 42

	<b>Лабораторна робота 6.1 ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ</b>	<b>43</b>
1	МЕТА РОБОТИ.....	43
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	43
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ.....	48
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ.....	48
5	ХІД РОБОТИ.....	51
6	КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	53
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	54
	<b>Лабораторна робота 6.2 ДОСЛІДЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ</b>	<b>55</b>
1	МЕТА РОБОТИ.....	55
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	55
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ.....	58
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ.....	58
5	ХІД РОБОТИ.....	60
6	КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	63
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	64
	<b>Лабораторна робота 6.3 ДОСЛІДЖЕННЯ ВИДИМОГО СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДНЮ</b>	<b>65</b>
1	МЕТА РОБОТИ.....	65
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	65
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ.....	70
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ.....	70
5	ХІД РОБОТИ.....	73
6	КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ.....	75
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	76
	<b>Лабораторна робота 6.4 ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРА</b>	<b>77</b>
1	МЕТА РОБОТИ.....	77
2	ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ.....	77
2.1	Принцип дії лазера.....	77
2.2	Дифракційна решітка.....	82
3	КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ.....	84
4	ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ.....	84
5	ХІД РОБОТИ.....	86
6	КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ.....	88
7	СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ.....	89

## Лабораторна робота 5.1

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ У ДВОПРОВІДНІЙ ЛІНІЇ

#### 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Знайти довжину хвилі у двопровідній лінії та визначити частоту генератора.
- 2 Дослідити вплив діелектрика на поширення електромагнітних хвиль та визначити його відносну діелектричну проникність.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

##### 2.1 Поняття електромагнітної хвилі

**Електромагнітною хвилею** називають процес поширення електромагнітних коливань у просторі. Існування електромагнітних хвиль є експериментально доведеним фактом та прямим наслідком спеціальної теорії відносності. У найпростішому випадку процес поширення коливань описується рівнянням плоскої монохроматичної хвилі

$$\xi(x, t) = \xi_0 \cos(\omega t - kx + \alpha), \quad (1)$$

де  $\xi(x, t)$  – відхилення величини, що зазнає коливань, від положення рівноваги в момент часу  $t$  у точці з координатою  $x$ ;  $\xi_0$  – максимальне відхилення;  $\omega$  – циклічна частота;  $k$  – хвильове число ( $k = \omega/v = 2\pi/\lambda$ ;  $v$  – швидкість поширення хвилі;  $\lambda$  – довжина хвилі);  $\alpha$  – початкова фаза. Для електромагнітної хвилі в ролі параметра  $\xi$  виступають напруженості електричного та магнітного полів.

Вираз (1) є розв'язком так званого хвильового рівняння, яке впливає з системи рівнянь Максвелла в диференціальній формі:

$$\operatorname{rot} \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t} + \vec{j}, \quad (2)$$

$$\operatorname{div} \vec{D} = \rho, \quad (3)$$

$$\operatorname{rot} \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t}, \quad (4)$$

$$\operatorname{div} \vec{B} = 0. \quad (5)$$

Вираз (2) фізично означає, що вихрове магнітне поле  $\vec{H}$  створюється змінним у часі електричним полем з індукцією  $\vec{D}$ , а також сторонніми струмами з поверхневою густиною  $\vec{j}$ . Фізичний зміст рівняння (3) такий: електричне поле з індукцією  $\vec{D}$  створюється сторонніми електричними зарядами, густина яких  $\rho$ . Рівняння (4) являє собою закон електромагнітної індукції в диференціальній формі запису і свідчить про те, що вихрове електричне поле  $\vec{E}$  породжується змінним у часі магнітним полем  $\vec{B}$ . І, нарешті, співвідношення (5) означає, що в природі не існує магнітних зарядів, на яких би починалися та закінчувалися силові лінії магнітного поля.

Сукупність виразів (2)-(5) являє собою вісім скалярних рівнянь відносно шістнадцяти невідомих. Тому для розрахунку полів їх доповнюють так званими матеріальними співвідношеннями, які для ізотропних та однорідних середовищ мають такий вигляд:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}, \quad (6)$$

$$\vec{D} = \varepsilon\varepsilon_0\vec{E}, \quad (7)$$

$$\vec{j} = \sigma\vec{E}, \quad (8)$$

де  $\mu$  – відносна магнітна проникність речовини;  $\mu_0$  – магнітна стала;  $\varepsilon$  – відносна діелектрична проникність речовини;  $\varepsilon_0$  – електрична стала;  $\sigma$  – питома провідність.

Нехай величини  $\vec{E}$ ,  $\vec{D}$ ,  $\vec{B}$ ,  $\vec{H}$  (тобто компоненти цих векторів) залежать лише від координати  $x$  та часу  $t$ . Нехай також у просторі, де поширюються коливання, немає сторонніх струмів та зарядів ( $\vec{j} = 0$ ,  $\rho = 0$ ). Тоді з рівнянь (2) та (3) з урахуванням матеріальних співвідношень (6) і (7) впливає система

$$\begin{cases} \frac{\partial H_z}{\partial x} = -\frac{\partial D_y}{\partial t} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial E_y}{\partial t}, \\ \frac{\partial E_y}{\partial x} = -\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\mu\mu_0 \frac{\partial H_z}{\partial t}. \end{cases} \quad (9)$$

Тут враховано, що відмінними від 0 є лише похідні по  $x$ . Продиференціюємо перше рівняння в системі (9) за координатою  $x$ , а друге – за часом  $t$

$$\begin{cases} \frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = -\varepsilon\varepsilon_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t \partial x}, \\ \frac{\partial^2 E_y}{\partial x \partial t} = -\mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2} \end{cases}$$

та одержимо **хвильове рівняння** для  $H_z$

$$\frac{\partial^2 H_z}{\partial x^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 H_z}{\partial t^2}. \quad (10)$$

Змінивши послідовність диференціювання аналогічно одержимо

$$\frac{\partial^2 E_y}{\partial x^2} = \varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0 \frac{\partial^2 E_y}{\partial t^2}. \quad (11)$$

Безпосередньою підстановкою можна переконатися, що вираз типу (1) є розв'язком диференціального рівняння (10) або (11). Така підстановка також показує, що швидкість поширення хвилі  $v$  визначається таким чином:

$$v = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0 \mu\mu_0}} = \frac{c}{n}, \quad (12)$$

де

$$c = \sqrt{\frac{1}{\varepsilon_0 \mu_0}}, \quad (13)$$

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}, \quad (14)$$

$c$  – швидкість поширення електромагнітних хвиль у вакуумі;  $n$  – так званий **показник заломлення** середовища, в якому поширюється хвиля. Він показує, у скільки разів швидкість поширення хвиль у вакуумі більша за швидкість у середовищі.

Характер поширення електромагнітної хвилі ілюструє рисунок 1а. Тут графіки періодичних функцій є обвідними поточних значень  $\vec{H}$  та  $\vec{E}$  залежно від координати  $x$  для фіксованого моменту часу  $t$ . Як бачимо, електромагнітна хвиля є поперечною, оскільки напрямки коливань векторів  $\vec{H}$  та  $\vec{E}$  перпендикулярні до напрямку поширення хвиль. Картина поля в момент часу  $t_1 = t + \Delta t$  (див. рисунок 1б) буде зміщеною вздовж осі  $ox$  на відстань  $\Delta x = c\Delta t$  щодо зображення на рисунку 1а.

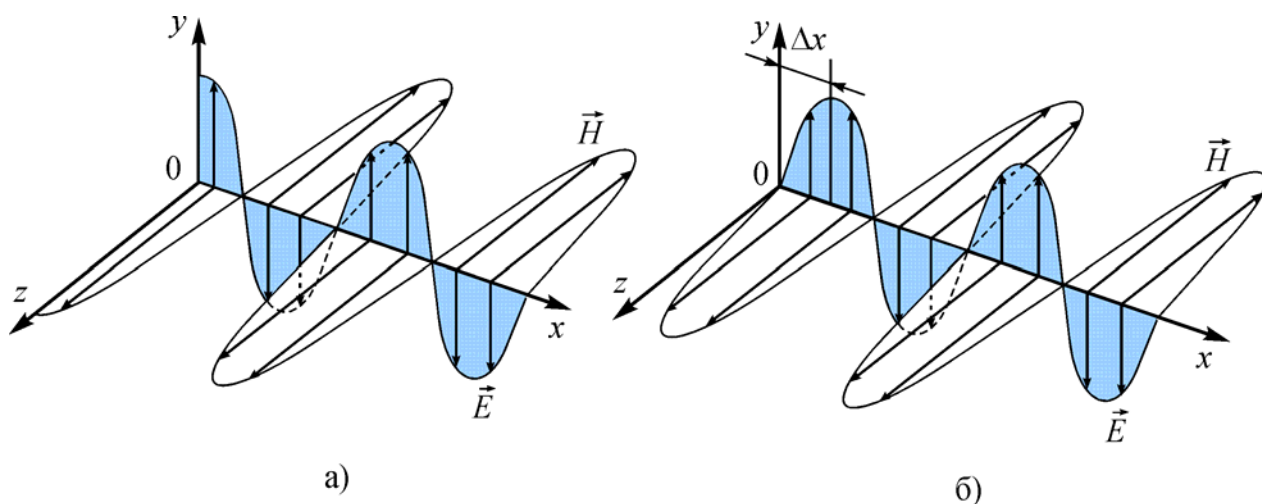


Рисунок 1 – Картина електромагнітної хвилі: для моменту часу  $t$  (а); для моменту часу  $t_1 = t + \Delta t$  (б)

## 2.2 Поняття стоячої хвилі

Якщо в середовищі поширюється декілька хвиль одночасно, то напруженості магнітної та електричної складових електромагнітного поля будуть визначатися як геометрична сума відповідних напруженостей полів від кожної хвилі, взятої окремо. Розглянемо найпростіший, проте дуже важливий випадок поширення двох однакових хвиль у протилежних напрямках. Їх рівняння

$$\begin{aligned}\xi_1 &= \xi_0 \cos(\omega t - kx + \alpha_1), \\ \xi_2 &= \xi_0 \cos(\omega t + kx + \alpha_2).\end{aligned}$$



Користуючись формулою суми косинусів, одержимо **рівняння стоячої хвилі**

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2\xi_0 \cos(kx + 0,5(\alpha_2 - \alpha_1))\cos(\omega t + 0,5(\alpha_2 + \alpha_1)). \quad (15)$$

Якщо вибрати відповідним чином початок координат та початок відліку часу, то різниця  $\alpha_1 - \alpha_2$ , як і сума  $\alpha_1 + \alpha_2$ , будуть дорівнювати 0. Тоді результат запишеться як

$$\xi(x, t) = A(x)\cos\omega t, \quad \text{де} \quad A(x) = 2\xi_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}. \quad (16)$$

Характер коливань поля в кожній точці простору за наявності стоячої хвилі проілюстровано на рисунку 2. В момент часу  $t = 0$  величина  $\xi(x, t)$  досягає амплітудних значень  $A(x)$ . За час, що дорівнює половині періоду  $T$ , поле в кожній точці  $x$  **синхронно** змінюється від  $A(x)$  до  $-A(x)$ . За другу половину періоду ситуація повторюється з точністю до навпаки.

Точки, в яких амплітуда коливань досягає максимального значення, називаються **пучностями** стоячої хвилі. Координати пучностей  $x_n$  визначаються з умови  $|\cos(2\pi x/\lambda)| = 1$  (при цьому  $|A(x)|$  досягає максимального значення). Неважко показати, що

$$x_n = \pm n \lambda/2, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (17)$$

Точки, в яких амплітуда коливань дорівнює нулю, називаються **вузлами** стоячої хвилі. Координати вузлів  $x_e$  визначаються з умови  $A(x) = 0$

$$x_e = \pm \left(n + \frac{1}{2}\right) \lambda/2, \quad n = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (18)$$

Основні відмінності стоячої хвилі, що описується виразом (16), від біжучої (1) такі: **1)** стояча хвиля не переносить енергії через вузли; **2)** амплітуда коливань стоячої хвилі змінюється з координатою від нуля до подвійного максимального значення амплітуди хвиль, з яких вона утворена; **3)** стояча хвиля може бути локалізованою в певній частині простору.

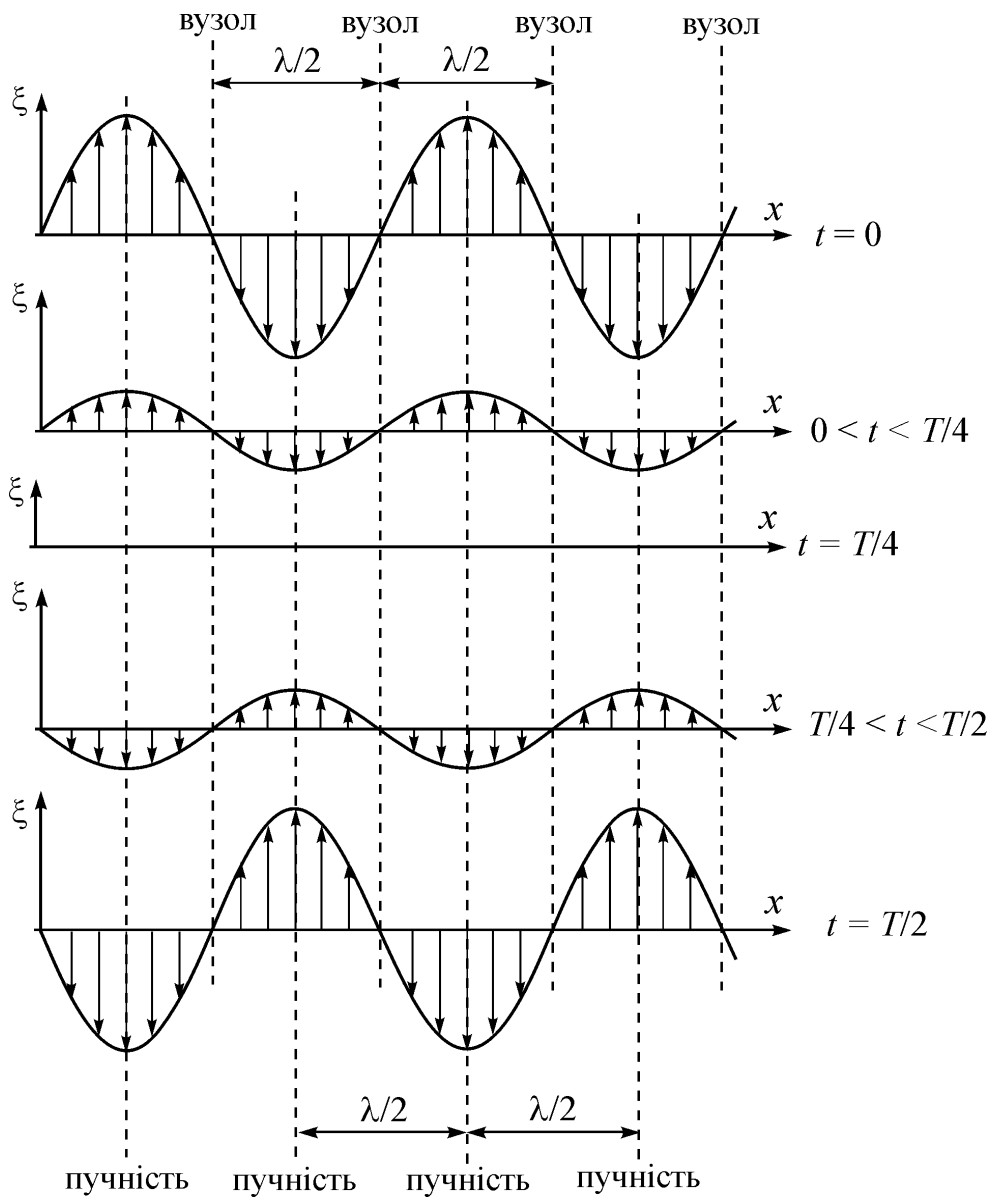


Рисунок 2 – “Моментальні фотознімки” ( $t = const$ ) стоячої хвилі для різних фаз

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Паралельні провідники з сантиметровою розміткою.
- 2 Генератор електромагнітних коливань.
- 3 Блок живлення.
- 4 Датчик.
- 5 Діелектрична пластина.
- 6 Вольтметр.

## 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

### 4.1 Поширення електромагнітної хвилі в двопровідній лінії

Двопровідна лінія (система Лехера) є одним із найпоширенішим технічних засобів створення мереж зв'язку. Зокрема, типовий для локальних комп'ютерних мереж кабель “вита пара” також класифікується як двопровідна лінія. За будовою система Лехера являє собою два паралельних провідники. Відстань між ними значно менша, а їх довжина – значно більша від довжини електромагнітної хвилі, яка поширюється вздовж лінії. За цих умов енергія електромагнітного поля буде зосереджена в просторі біля провідників, а дана система слугуватиме каналом для передачі енергії без її випромінювання в навколишній простір.

На рисунку 3 зображено двопровідну лінію, що використовується в роботі. Розглянемо механізм переносу енергії вздовж лінії Лехера. За допомогою генератора (2) біля одного з її кінців створюється змінне електромагнітне поле, яке дає початок електромагнітній хвилі. Нехай у певний момент часу електричне

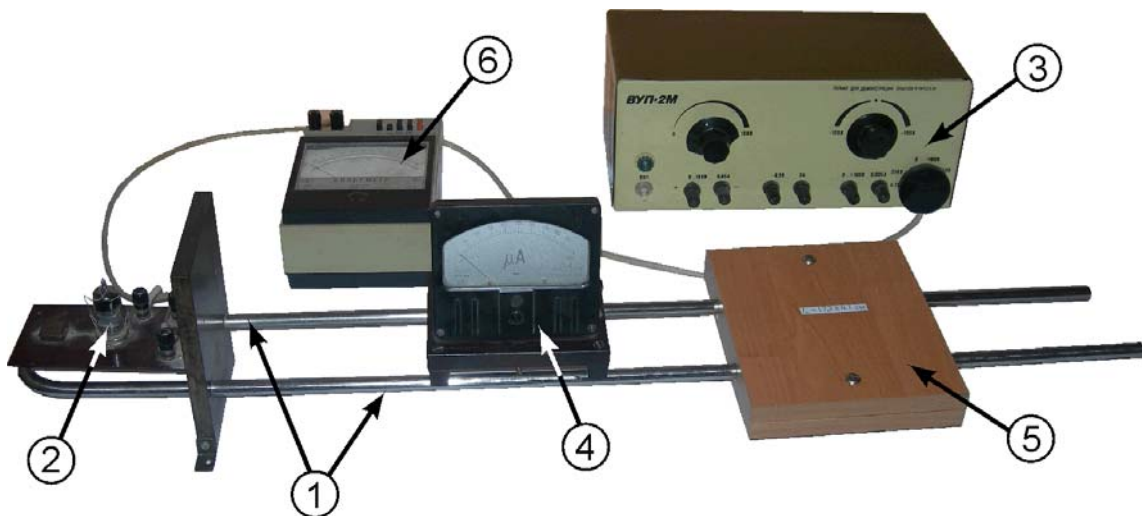


Рисунок 3 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – паралельні провідники з сантиметровою розміткою; 2 – генератор електромагнітних коливань; 3 – блок живлення; 4 – датчик; 5 – діелектрична пластина; 6 – вольтметр

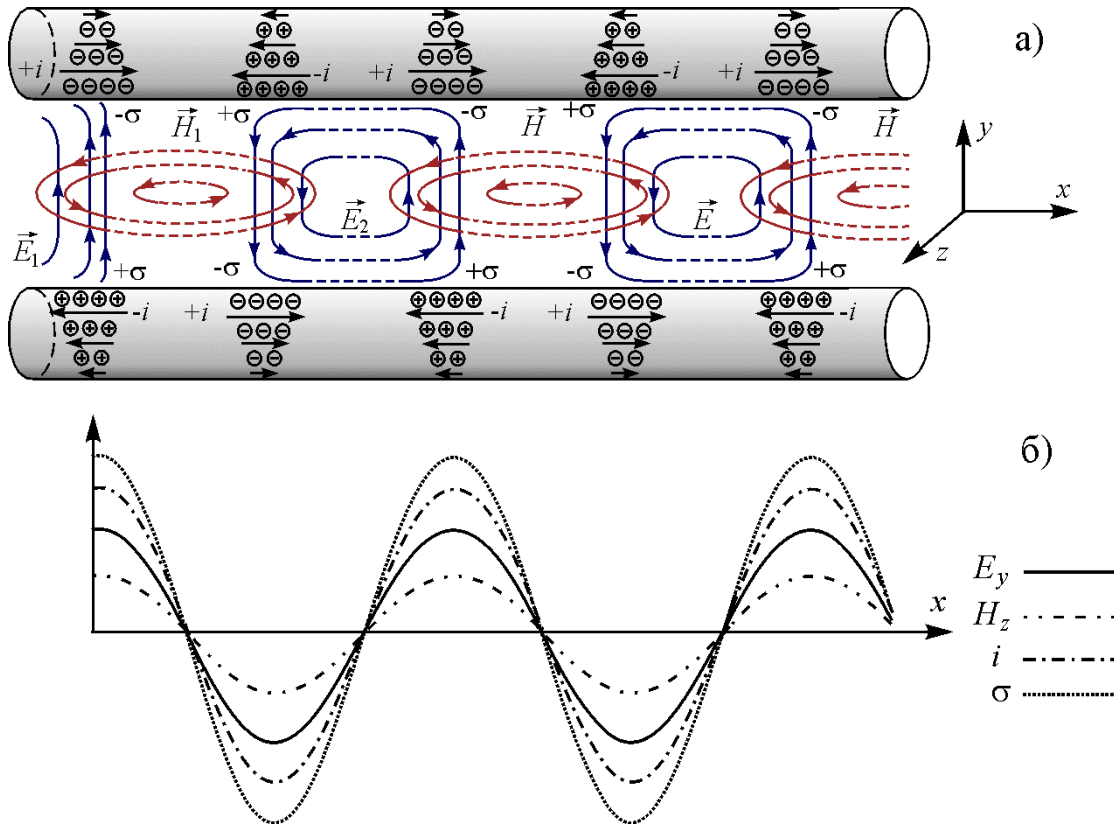


Рисунок 4 – Біжуча хвиля в системі Лехера. Картина розподілу електричного та магнітного полів між провідниками, а, також, зарядів і струмів у самих провідниках (а). Графіки розподілу полів, зарядів і струмів у хвилі (б)

поле  $\vec{E}_1$  спрямоване як показано на рисунку 4 та збільшується за абсолютним значенням. Згідно з рівнянням (2) змінне електричне поле спричинить виникнення вихрового магнітного поля  $\vec{H}_1$ , яке буде поширюватися у просторі. У свою чергу, згідно із співвідношенням (4),  $\vec{H}_1$  створить вихрове електричне поле  $\vec{E}_2$ . Силкові лінії останнього завдяки наявності провідників будуть мати форму, наближену до прямокутної. Принципово, що напрямки  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  – протилежні. Таким чином, електрична і магнітна складові поля будуть породжувати одна одну та поширюватися вздовж двопровідної лінії. Даний процес описується рівнянням хвилі (1).

Як наслідок того, що електричне поле не проникає в метал, на поверхні провідників будуть індукуватися заряди з густиною  $\pm \sigma$ . Саме завдяки наявності поверхневих зарядів силкові лінії вихрового електричного поля будуть деформуватися. Процес перерозподілу

поверхневого заряду нерозривно пов'язаний з проходженням поверхневих струмів  $\pm i$ . Відповідно, за періодичним законом буде змінюватись і струм уздовж провідників. У результаті вільні заряди на поверхні провідників будуть поводити себе так, як і молекули газу при поширенні в ньому звукової хвилі. Тому ще говорять про так звану *хвилю заряду*, або *хвилю струму*. Але на відміну від звукової хвилі коливання струму та заряду будуть відбуватися в одній фазі.

Таким чином, періодичні зміни напруженості поля, густини заряду та струму в біжучій електромагнітній хвилі проходять *узгоджено* та *синхронно між собою* (див. рисунок 4б). Поверхневий заряд буде створювати власне електричне поле, яке підсилюватиме електричну складову у просторі між паралельними провідниками. Струм, у свою чергу, буде створювати магнітне поле, що підсилюватиме магнітну складову між провідниками. Саме завдяки зв'язку зі струмами та зарядами в провідниках електромагнітне поле концентрується вздовж лінії Лехера і майже не поширюється в інших напрямках.

Якщо двопровідна лінія розімкнена, то вільні заряди будуть пружно відбиватися від меж провідників, що слугуватиме причиною виникнення зворотної хвилі. Поширення електромагнітної хвилі вздовж осі  $x$  в простір за двопровідну лінію при цьому буде незначним. Тому можна вважати, що вся енергія прямої хвилі передається відбитій. За рахунок пружного відбиття фаза хвилі струму змінюється на  $\pi$  у той час, коли відбита хвиля заряду не зазнає фазових змін. Унаслідок накладання прямої та зворотної хвиль виникатимуть стоячі хвилі. При цьому стоячі хвилі струму та напруженості магнітного поля будуть мати фазу, відмінну на  $\pi/2$  від хвиль напруженості електричного поля та густини заряду.

## 4.2 Визначення частоти стоячої хвилі

Згідно із співвідношеннями (17) та (18) відстань між сусідніми вузлами або пучностями стоячої хвилі становить  $\lambda/2$ . Тобто, вимірюючи ці відстані експериментально, можна визначити довжину хвилі та її частоту  $\nu$  як

$$\nu = c/2\langle l \rangle, \quad (19)$$

де  $\langle l \rangle$  – середнє значення відстані між сусідніми вузлами (або пучностями). Для знаходження координат вузлів (пучностей) використовується датчик (4), принципова схема якого зображена на рисунку 5а. Основу датчика складає виток дроту, площина якого паралельна до провідників лінії. За рахунок явища електромагнітної індукції у ньому наводиться змінна ЕРС. Якщо виток приєднати безпосередньо до мікроамперметра, то його стрілка завжди вказуватиме на нульову позначку, оскільки середнє значення змінного струму за період дорівнює 0. Тому паралельно мікроамперметру  $\mu\text{A}$  підключають діод  $D$ . Коли напруга на діоді є прямою для нього – він пропускає через себе практично весь струм. У протилежному випадку цей струм проходить через коло мікроамперметра. Таким чином, стрілка приладу відхилятиметься лише в один бік і в середньому вказуватиме на ненульову позначку. Для підвищення амплітудного значення напруги на діоді послідовно в коло витка включають ємність  $C$  та індуктивність  $L$ . При цьому, враховуючи високу частоту струму, ємністю виступає розрив кола між кінцем витка та відповідною клемою амперметра. Така схема забезпечує пропорційність показань мікроамперметра амплітуді поля. Залежність струму від положення датчика при його переміщенні вздовж лінії Лехера буде періодичною (див. рисунок 5б), оскільки періодичних змін з координатою знає амплітуда магнітного поля в стоячій хвилі. В такий спосіб можна визначити положення вузлів та пучностей стоячої хвилі у двопровідній лінії.

### 4.3 Вплив діелектрика на електромагнітні хвилі. Визначення його діелектричної проникності

Швидкість поширення електромагнітного поля в середовищі буде меншою, ніж у вакуумі, за рахунок взаємодії поля з частинками середовища. Оскільки магнітна проникність діелектриків майже завжди дорівнює одиниці, з виразу (14) випливає, що показник заломлення буде визначатися виключно його діелектричною проникністю

$$n \approx \sqrt{\varepsilon}. \quad (20)$$

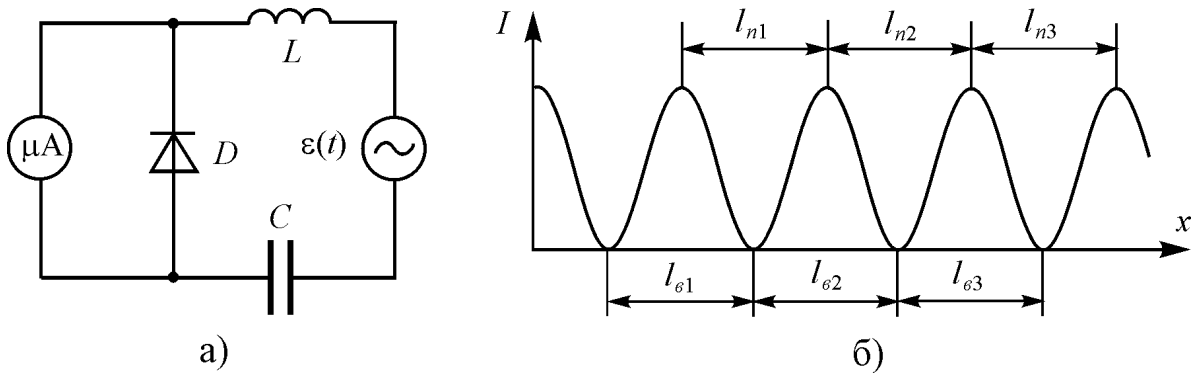


Рисунок 5 – Принципова схема датчика (а). Форма залежності показань датчика від його положення на лінії Лехера (б)

За наявності діелектрика у просторі між паралельними провідниками системи Лехера відстані між сусідніми положеннями вузлів або пучностей будуть зменшуватися (див. рисунок 6). Кількісна міра цих змін буде залежати від показника заломлення  $n$  та від ширини самого діелектрика  $l_0$ . Шляхом вимірювання цих відстаней можна визначити величину  $n$ . Нехай за половину періоду  $T$  хвиля пройде шлях між двома сусідніми пучностями (див. рисунок 6). При цьому частина часу витрачається на подолання діелектрика шириною  $l_0$  зі швидкістю  $v = c/n$ , інша частина – на подолання простору без діелектрика зі швидкістю  $c$  (діелектричну проникність повітря не враховуємо). В результаті маємо

$$\frac{T}{2} = \frac{l_0 n}{c} + \frac{l' - l_0}{c},$$

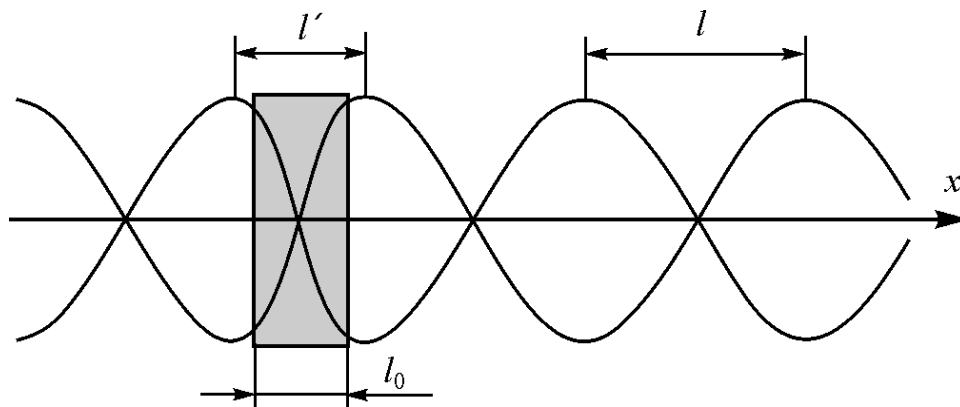


Рисунок 6 – Стояча електромагнітна хвиля за наявності діелектрика. Періодичні криві, симетричні щодо  $x$ , характеризують амплітуду коливань у хвилі

звідси, з урахуванням заміни  $l' \rightarrow \langle l' \rangle$ , де  $\langle l' \rangle$  – середнє значення відстані між сусідніми вузлами (або пучностями), знаходимо

$$n = \frac{1}{l_0} \left( l_0 + \frac{c}{2\nu} - \langle l' \rangle \right).$$

З урахуванням (20) діелектрична проникність  $\varepsilon$  виражається як

$$\varepsilon = \frac{1}{l_0^2} \left( l_0 + \frac{c}{2\nu} - \langle l' \rangle \right)^2. \quad (21)$$

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
- 2 Ввімкніть джерело живлення та підберіть амплітуду коливань генератора таким чином, щоб шкала амперметра датчика використовувалась раціонально.
- 3 Побудуйте залежність показань датчика від його положення. Для цього перемістіть лівий край датчика до нульової позначки на одному з провідників лінії. Зніміть його показання через кожні 2 сантиметри. Результат занесіть до таблиці 1. Діелектрична пластина при цьому має бути зміщена в кінець лінії.

***Увага!** Конфігурація поля навколо провідників у системі Лехера дуже чутлива до наявності в просторі біля неї сторонніх предметів. Тому після позиціювання датчика на лінії, слід відійти від нього принаймні на півметра.*

Таблиця 1 – Стояча хвиля в лінії Лехера

$x$ , см						
$I$ , А						

- 4 За результатами вимірювань побудуйте графік на міліметровому папері.



Таблиця 2 – Визначення відстаней між вузлами або пучностями

№	$x_B$ , см	$x_n$ , см	$l_\varepsilon$ , см	$\Delta_1 l_\varepsilon$ , см	$l_n$ , см	$\Delta_1 l_n$ , см	$x'_\varepsilon$ , см	$x'_n$ , см	$l'_\varepsilon$ , см	$\Delta_1 l'_\varepsilon$ , см	$l'_n$ , см	$\Delta_1 l'_n$ , см
1												
...												
$\langle \dots \rangle$												
$\langle l \rangle = (\langle l_\varepsilon \rangle + \langle l_n \rangle) / 2 =$			$\Delta_1 l =$		$\Delta_2 l = 0,5 \text{ см}$				$\Delta l = \Delta_1 l + \Delta_2 l =$			
$\langle l' \rangle = (\langle l'_\varepsilon \rangle + \langle l'_n \rangle) / 2 =$			$\Delta_1 l' =$		$\Delta_2 l' = 0,5 \text{ см}$				$\Delta l' = \Delta_1 l' + \Delta_2 l' =$			
$l_0 =$		$\Delta l_0 =$		$\nu =$		$\varepsilon =$		$\Delta \nu =$		$\Delta \varepsilon =$		

- 5 З графіка знайдіть координати вузлів та пучностей стоячої хвилі та занесіть їх до таблиці 2.
- 6 Запишіть розмір діелектричної пластини  $l_0$  та похибку його вимірювання  $\Delta l_0$  до таблиці 2.
- 7 Розмістіть датчик у самому кінці лінії. Пластину діелектрика розмістіть впритул перед датчиком.
- 8 Рухаючи датчик та пластину у напрямку до генератора, знайдіть перший мінімум (або максимум) амплітуди стоячої хвилі. Запишіть координату положення датчика до таблиці 2.
- 9 Переставте датчик на іншу сторону діелектрика та знайдіть наступний мінімум (максимум) стоячої хвилі. В разі необхідності змістіть діелектрик назад на невелику відстань. Занесіть положення датчика до таблиці 2.
- 10 Поверніть датчик знову за діелектричну пластину.
- 11 Повторіть пункти 7, 8 та знайдіть координати всіх **пар** сусідніх вузлів та пучностей у системі. Результати занесіть до таблиці 2.
- 12 Знайдіть відстані між сусідніми вузлами та пучностями  $l_\varepsilon$ ,  $l_n$ , та  $l'_\varepsilon$ ,  $l'_n$ . Результат занесіть до таблиці 2.
- 13 Знайдіть середні значення цих відстаней. Результат занесіть до таблиці 2.
- 14 Обчисліть випадкову складову абсолютної похибки вимірювання  $l$  за формулою

$$\Delta_1 l = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N |\langle l \rangle - l_i|. \quad (22)$$

Тут в якості  $l_i$  виступають усі відстані між сусідніми вузлами  $l_e$  та відстані між сусідніми пучностями  $l_n$ , а  $N$  – загальна кількість таких відстаней.

- 15 Аналогічно обчисліть випадкову складову абсолютної похибки вимірювання  $\Delta_1 l'$ .
- 16 Знайдіть абсолютні похибки  $\Delta l$  та  $\Delta l'$  вимірювань з урахуванням інструментальних складових  $\Delta_2 l$  та  $\Delta_2 l'$ . Результати запишіть до таблиці 7.1.
- 17 Обчисліть частоту генератора  $\nu$  за формулою (19) та відносну діелектричну проникність  $\varepsilon$  пластини за формулою (21).
- 18 Обчисліть похибки непрямих вимірювань частоти за формулою

$$\Delta \nu = \frac{\Delta l}{\langle l \rangle} \nu \quad (23)$$

та вимірювань діелектричної проникності за формулою

$$\Delta \varepsilon = \left( \frac{2\varepsilon}{l_0} + \frac{2\varepsilon}{l_0 + \frac{c}{2\nu} - \langle l' \rangle} \right) \Delta l_0 + \frac{2\varepsilon}{l_0 + \frac{c}{2\nu} - \langle l' \rangle} \Delta l' + \frac{c\varepsilon}{\left( l_0 + \frac{c}{2\nu} - \langle l' \rangle \right)^2} \Delta \nu. \quad (24)$$

- 19 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

**На оцінку “задовільно”**

- 1 Що називають електромагнітною хвилею? Записати рівняння плоскої монохроматичної хвилі. Пояснити зміст усіх позначень.
- 2 Записати хвильове рівняння. Пояснити зміст усіх позначень.
- 3 Електромагнітні хвилі є поперечними чи поздовжніми? Довести свою точку зору.
- 4 Чим відрізняється стояча хвиля від біжучої?
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### На оцінку “добре”

- 6 Система рівнянь Максвелла та їх фізичний зміст.
- 7 Чому енергія електромагнітного поля зосереджена вздовж двопровідної лінії і не випромінюється в навколишній простір?
- 8 Вивести рівняння стоячої хвилі.
- 9 Пояснити природу виникнення стоячих хвиль у системі Лехера.
- 10 Вплив речовини на поширення електромагнітних хвиль. Що таке показник заломлення?

### На оцінку “відмінно”

- 11 З рівнянь Максвелла одержати хвильове рівняння для компонентів електромагнітного поля.
- 12 Пояснити механізм протікання коливальних процесів за наявності стоячої хвилі.
- 13 Пояснити принцип роботи датчика. Чи можна за його допомогою вимірювати безпосередньо амплітуду коливань магнітного поля?
- 14 Викласти принцип вимірювання діелектричної проникності матеріалу в даній роботі. Вивести робочу формулу (21).
- 15 Одержати формули для розрахунку похибок (23) та (24).

## 7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Савельев И.В. Курс физики. Том 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика. – М.: Наука, 1989.
- 2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 2. Електрика. Магнетизм. Електромагнітні коливання та хвилі. Оптика. – Суми, 2003.
- 3 Бушок Г.Ф. Курс фізики. У 2 книгах. Книга 1. Фізичні основи механіки. Електрика і магнетизм. – К.: Либідь, 2001.
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990.
- 5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
- 6 Калашников С.Г. Электричество. – М.: Физматлит, 2003.

## Лабораторна робота 5.2

# ДОСЛІДЖЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА НА ПРИКЛАДІ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

## 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Провести спостереження інтерференційної картини, яку називають кільцями Ньютона.
- 2 Визначити радіус кривини лінзи.

## 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

**Інтерференцією світла** називають явище перерозподілу енергії світлових хвиль у просторі внаслідок їх накладання. Досліджувати такий перерозподіл можна шляхом спостереження за освітленістю в тій чи іншій точці простору. Необхідною умовою існування інтерференції є когерентність хвиль, які накладаються. **Когерентністю** у широкому значенні називають узгоджене проходження хвильових або коливальних процесів. Тому *когерентними* вважаються ті хвилі, які мають однакові частоти та незмінну різницю фаз  $\delta\varphi$ .

Унаслідок особливостей процесу випромінювання світлових хвиль речовиною світло від переважної більшості звичних нам джерел не є когерентним. Проте одну й ту саму хвилю неважко поділити на дві складові, примусити пройти різні відстані, а потім знову звести в одну точку (див. рисунок 1а). За таких умов різниця фаз буде визначатися різницею  $(\tau_2 - \tau_1)$  часів додання кожною з хвиль свого шляху. З рисунка 1а видно, що означені часові проміжки визначатимуться не лише шляхами  $s_1$  та  $s_2$ , а й швидкостями  $v_1 = c/n_1$ , та  $v_2 = c/n_2$ . Тут  $c$  – швидкість світла у вакуумі, а  $n_1$  та  $n_2$  – показники заломлення середовищ, через які прямуватимуть відповідно перша й друга частини розділеної хвилі. Тоді різниця фаз двох хвиль знаходиться як

$$\delta\varphi = \omega(\tau_2 - \tau_1) = \omega \left( \frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1} \right) = \frac{\omega}{c} (s_2 n_2 - s_1 n_1) = \frac{\omega}{c} \Delta, \quad (1)$$

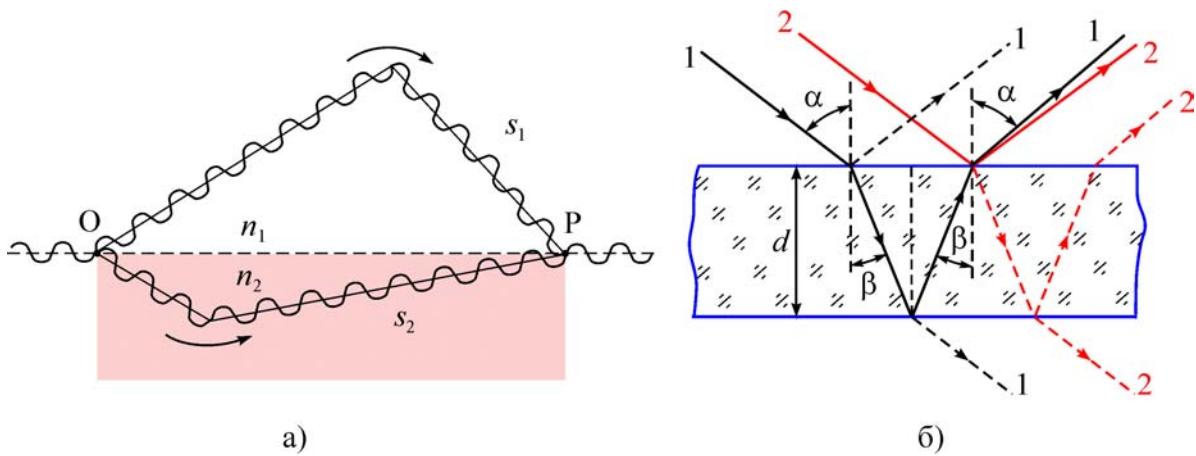


Рисунок 1 – Схематичне зображення розділення світлової хвилі на дві частини з подальшим їх зведенням (а); проходження світлового пучка через тонку плівку (б)

де  $\Delta = s_2 n_2 - s_1 n_1$  називають **оптичною різницею ходу**,  $\omega$  – циклічна частота хвилі. Природно, що максимального значення енергія світлової хвилі досягатиме, коли різниця фаз  $\delta$  буде визначатись як  $\pm 2\pi m$ ,  $m = (0, 1, 2, \dots)$ . В цьому разі обидві хвилі йтимуть в точку Р в одній фазі. Із співвідношення (1) маємо

$$\Delta_{\max} = \pm m \frac{c}{\nu} = \pm m \lambda_0, \quad (2)$$

де  $\nu$  – частота хвилі;  $\lambda_0$  – довжина хвилі у вакуумі. Умова мінімуму інтерференції аналогічним чином запишеться як

$$\Delta_{\min} = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0. \quad (3)$$

Ситуація з розділенням однієї хвилі на 2 частини з подальшим їх зведенням у межах одного напрямку виникає під час проходження світлового пучка через тонку плівку (див. рисунок 1б). Під час проходження хвилі через межу розділу двох середовищ виникає як відбита, так і заломлена хвиля, енергія яких в сумі дорівнює енергії початкової хвилі. Частина хвильового фронту 1, відбита від верхньої поверхні плівки, та частина 2, що відбивається від нижньої поверхні, а потім заломлюється під час проходження через верхню, будуть збігатися за напрямком (на рисунку 1б 1 і 2 для наочності розділені). Неважко показати, що оптична різниця ходу буде дорівнювати

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \lambda_0/2, \quad (4)$$

де  $d$  – товщина плівки;  $\alpha$  – кут падіння;  $n$  – показник заломлення плівки, а доданок  $\lambda_0/2$  виникає за рахунок того, що під час відбивання від середовища з більшим показником заломлення фаза хвилі змінюється на  $\pi$ . Таким чином, залежно від кута падіння  $\alpha$  або товщини плівки  $d$  для хвилі довжиною  $\lambda_0$  буде виконуватись умова максимуму або мінімуму інтерференції. Саме цим пояснюється різнокольорове забарвлення плям нафтопродуктів на воді та яскраве вигравання кольорів на мильній бульбашці.

Важливою умовою спостереження інтерференції є мала товщина плівки. Цього вимагає особливість природного світла, що являє собою набір коротких хвильових імпульсів – так званих **цугів**, у межах довжини яких зберігаються монохроматичність та сталість різниці фаз. Якщо оптична різниця ходу  $\Delta$  перевищить довжину цугу, то порушиться умова когерентності, й інтерференція спостерігатися не буде.

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Мікроскоп.
- 2 Освітлювач.
- 3 Блок живлення освітлювача.
- 4 Набір світлофільтрів.
- 5 Скляна лінза та плоскопаралельна пластина у фіксуючій обоймі.

### 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Одним із прикладів системи заломлюючих поверхонь, в якій може спостерігатись інтерференція, є плоско-опукла лінза з великим радіусом кривини, покладена на плоско-паралельну пластину (див. рисунок 2). Роль тонкої плівки тут виконує повітряний прошарок між лінзою та пластиною. Під час освітлення такої системи пучком світла, паралельним до її осі симетрії, виникає

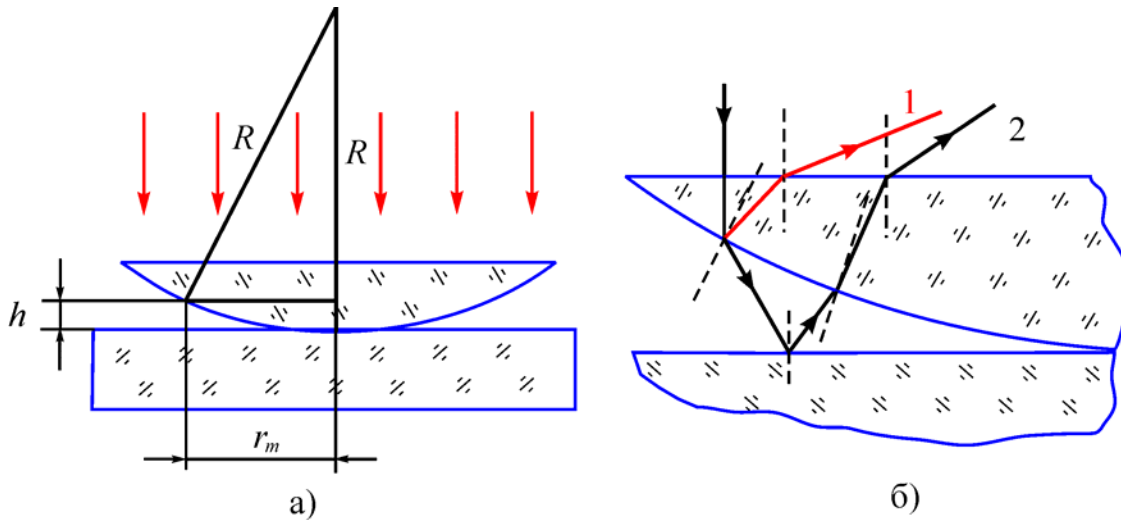


Рисунок 2 – Оптична система для спостереження кілець Ньютона (а); детальне зображення ходу світлових хвиль у такій системі (б)

інтерференційна картина у вигляді концентричних кілець, яка отримала назву **кілець Ньютона**. Якщо світло монохроматичне, то матимуть місце лише кільця двох видів – світлі та темні, в той час як освітлення білим світлом зумовить різнобарвну інтерференційну картину. Хід променів у такій системі зображений на рисунку 2б. Проте за умови, що радіус кривини лінзи великий, можна вважати, що всі зображені промені поширюються майже паралельно до осі симетрії. Відповідно, оптична різниця ходу буде дорівнювати сумі подвоєної величині зазору між лінзою та пластинкою і половини довжини хвилі за рахунок відбиття від поверхні пластинки

$$\Delta = 2h + \lambda_0/2. \quad (5)$$

Знайдемо радіуси кілець Ньютона. З рисунка 2а бачимо, що

$$\begin{aligned} R^2 &= r_m^2 + (R - d)^2, \\ r_m^2 &\approx 2hR, \end{aligned} \quad (6)$$

оскільки  $h^2 \ll 2hR$ . Тут індекс  $m$  вказує на порядок максимуму або мінімуму інтерференційної картини. Скориставшись виразом (6), для двох різних темних кілець (мінімумів інтерференції) з урахуванням співвідношень (5) та (3), одержимо вираз для радіуса кривини лінзи

$$R = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m - k)\lambda_0} = \frac{d_m^2 - d_k^2}{4(m - k)\lambda_0}, \quad (7)$$

де  $d_m, d_k$  – діаметри  $m$ -го та  $k$ -го темних кілець. Вираз (7) дозволяє знаходити величину  $R$  за результатами двох вимірювань.

Більш досконалу методику визначення величини  $R$  можна розробити з урахуванням такої обставини експерименту. За рахунок сили тяжіння, а також механічних напружень у фіксуючій обоймі лінзи в області контакту відбувається деформація лінзи та плоскопаралельної пластинки. Про це свідчить залежність розмірів інтерференційної картини від ступеня фіксації системи спеціальними гвинтами. Згідно з рисунком За радіус  $m$ -го темного кільця визначається співвідношенням

$$r_m^2 = R^2 - (R - h - \delta)^2, \quad (8)$$

а радіус темної плями – співвідношенням

$$r_0^2 = R^2 - (R - \delta)^2, \quad (9)$$

де  $\delta$  – величина деформації лінзи та плоскопаралельної пластини у місці контакту;  $r_0$  – радіус темного кола в центрі інтерференційної картини.

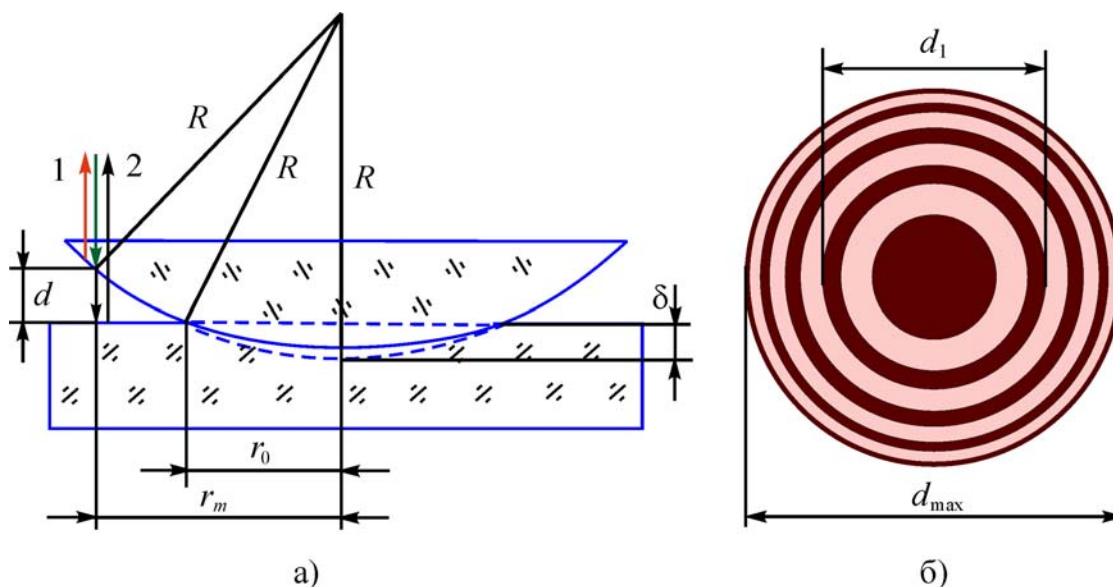


Рисунок 3 – До обчислення радіуса кривини лінзи з урахуванням деформації (а); інтерференційна картина “кілець Ньютона” (б)



З урахуванням очевидних умов  $r_m \gg h$ ;  $r_m \gg \delta$ ;  $r_0 \gg \delta$  шляхом віднімання (9) від (8) знайдемо

$$2Rh = r_m^2 - r_0^2.$$

Як і під час одержання виразу (7), умовою мінімуму інтерференційної картини, згідно зі співвідношеннями (5) та (3), буде  $2h = m\lambda_0$ . Тому остаточна формула для розрахунку радіуса лінзи матиме такий вигляд:

$$R = \frac{r_m^2 - r_0^2}{m\lambda_0} = \frac{d_m^2 - d_0^2}{4m\lambda_0}, \quad (10)$$

де  $d_0$  – діаметр темного кола в центрі інтерференційної картини.

Лінійність відносно  $m$  виразу  $d_m^2 = d^2(m) = 4m\lambda_0 R + d_0^2$ , одержаного з (10), вказує на те що, результати експерименту мають утворювати пряму лінію в координатах  $(d^2, m)$ . Точкою перетину такої прямої з віссю  $d^2$  буде значення  $d_0^2$ . Природно, що  $d_0$  має бути однаковою для різних довжин хвиль  $\lambda_0$ . Тому, якщо провести серію вимірювань для двох значень  $\lambda_0$ , діаметр  $d_0^2$  темного кола всередині інтерференційної картини можна буде визначити з достатньою точністю (див. рисунок 4).

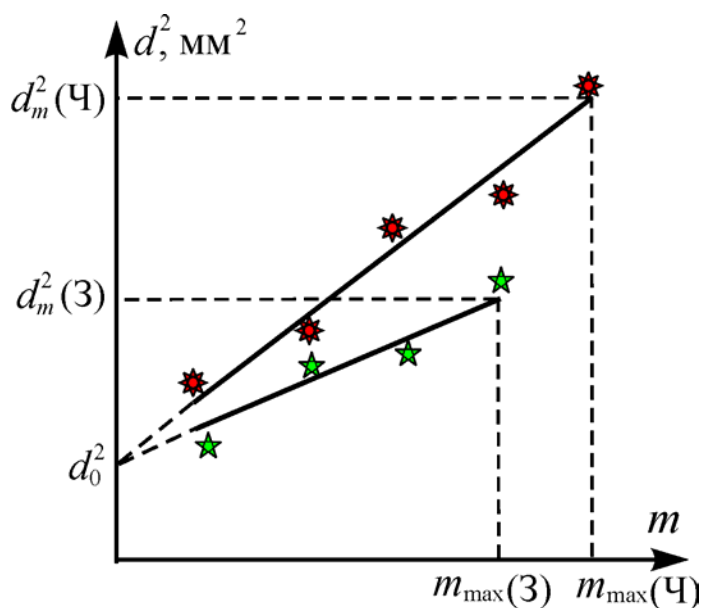


Рисунок 4 – До визначення радіуса кривини лінзи за експериментальними даними

Оцінити похибку визначення радіуса кривини лінзи  $R$  можна у такий спосіб. Прологарифмуємо вираз (10), а потім знайдемо диференціал від одержаного. Шляхом заміни диференціалів змінних на величини їх абсолютних похибок одержимо відносну похибку

$$\varepsilon = \frac{\Delta R}{R} = \frac{2d_m \Delta d_m + 2d_0 \Delta d_0}{d_m^2 - d_0^2} + \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0}. \quad (11)$$

Тут ураховано, що похибка вимірювання констант дорівнює нулю і всі доданки у чисельнику мають бути більше нуля. Точне значення  $d_0 \Delta d_0$  невідоме, але матиме той самий порядок, що й  $d_m \Delta d_m$ . Для оцінки  $\varepsilon$  можна покласти, що  $d_0 \Delta d_0 = d_m \Delta d_m$ . Таким чином, абсолютна похибка вимірювання радіуса кривини лінзи запишеться як

$$\Delta R = R \left[ \frac{4d_m \Delta d_m}{d_m^2 - d_0^2} + \frac{\Delta \lambda_0}{\lambda_0} \right]. \quad (12)$$

Зовнішній вигляд установки наведено на рисунку 5.

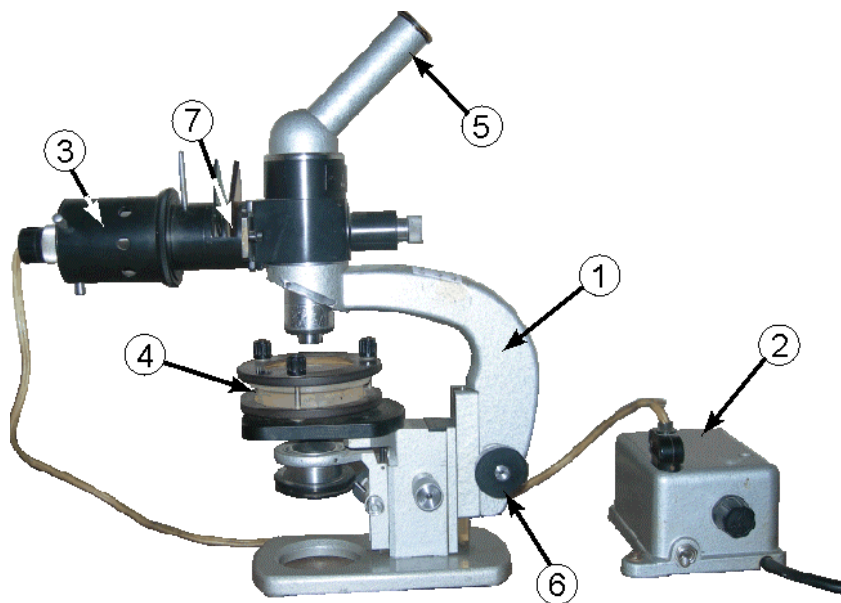


Рисунок 5 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – мікроскоп; 2 – блок живлення; 3 – освітлювач; 4 – лінза та плоскопаралельна пластина; 5 – окуляр; 6 – ручка регулювання висоти об'єктива; 7 – паз для світлофільтрів

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
- 2 Підключіть мікроскоп до електричної мережі та ввімкніть підсвічування.
- 3 Розмістіть інтерференційну картину в полі зору окуляра таким чином, щоб перехрестя шкали збігалось з центром кілець. За допомогою ручки (1) отримайте чітке зображення в окулярі.
- 4 Переконайтеся, що немонахроматичне світло зумовлює різнобарвну інтерференційну картину.
- 5 Розмістіть червоний світлофільтр у спеціальний паз, щоб забезпечити монохроматичність пучка світла, яким освітлюється досліджувана оптична система.
- 6 Запишіть ціну поділки шкали мікроскопа.
- 7 Виміряйте діаметри усіх темних кілець у поділках шкали мікроскопа для горизонтального положення шкали в окулярі. Дані занесіть до таблиці 1.

*Увага! Центральне темне коло вимірюванню не підлягає.*

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Порядок мінімуму, $m$			1	2	3	4	5	6	7	8	
Червоне світло $\lambda_0 = 650 \text{ нм}$	Діаметр, поділки	Вертик.									
		Горизонт.									
		Середнє									
	$d$ , мм										
	$d^2$ , мм <sup>2</sup>										
	$d_m^2 =$		$\Delta d_m =$	$\Delta \lambda_0 = 2 \text{ нм}$		$R_{\text{ч}} =$		$\Delta R_{\text{ч}} =$			
Зелене світло $\lambda_0 = 560 \text{ нм}$	Діаметр, поділки	Вертик.									
		Горизонт.									
		Середнє									
	$d$ , мм										
	$d^2$ , мм <sup>2</sup>										
	$d_m^2 =$		$\Delta d_m =$	$\Delta \lambda_0 = 2 \text{ нм}$		$R_3 =$		$\Delta R_3 =$			

- 8 Повторіть попередній пункт для вертикального положення шкали. Дані занесіть до таблиці 1.
- 9 Замініть червоний світлофільтр на зелений та повторіть усі вимірювання для нього.
- 10 Заповніть решту таблиці 1.
- 11 Побудуйте графіки згідно з рисунком 4 й експериментальними даними та знайдіть з рисунка значення  $d_0^2$ . При цьому прямі проводять за допомогою лінійки так, щоб кожна одержана експериментально точка лежала якомога ближче до неї.
- 12 Знайдіть радіус кривини лінзи з експериментальної прямої, що відповідає червоному світлофільтру, за формулою (10). Величину  $d_m^2$  слід визначати за допомогою графіка (див. рисунок 4) як значення по вісі  $d^2$ , що відповідає максимальному порядку мінімуму  $m_{\max}$ .
- 13 Повторіть дії попереднього пункту для серії експериментів із зеленим світлофільтром.
- 14 Оцініть похибку вимірювань для кожного значення радіуса лінзи згідно з виразом (12). Тут в якості  $\Delta d_m$  слід брати інструментальну похибку вимірювання діаметра. Вважається, що випадкова складова абсолютної похибки мінімізована підбором оптимального положення прямої на графіку.
- 15 Знайдіть підсумкове значення вимірювань як

$$R = 0.5(R_1 + R_3) \pm \max(\Delta R_1, \Delta R_3). \quad (13)$$

- 16 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

### На оцінку “задовільно”

- 1 У чому сутність явища інтерференції?
- 2 Дати визначення оптичної різниці ходу.
- 3 Що таке когерентність у широкому сенсі?
- 4 Що називають кільцями Ньютона?
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### **На оцінку “добре”**

- 6 Чому в даній роботі інтерференційна картина має вигляд саме концентричних кілець?
- 7 Що буде спостерігатися під час освітлення досліджуваної системи монохроматичним світлом? Чому саме так?
- 8 Знайти умови мінімуму та максимуму інтерференції (2), (3).
- 9 Пояснити природу темного кільця всередині інтерференційної картини.
- 10 Викласти методика визначення радіуса кривини лінзи в роботі.

### **На оцінку “відмінно”**

- 11 Пояснити механізм виникнення інтерференційної картини в тонких плівках.
- 12 Чому для спостереження інтерференції принципове значення має товщина плівки?
- 13 Навести приклади спостереження інтерференції в природі та детально пояснити їх.
- 14 Довести справедливість виразу (4).
- 15 Вивести формули (7) та (10).

## **7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ**

- 1 Савельев И.В. Курс общей физики. Том 2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. – М.: Наука, 1982.
- 2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми, 2003.
- 3 Бушок Г.Ф. Курс фізики. У 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атому і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001.
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990.
- 5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
- 6 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М: Наука, 1980.

## Лабораторна робота 5.3

### ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА

#### 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Засвоїти методику роботи з поляриметром.
- 2 Визначити концентрацію цукрового розчину за допомогою поляриметра.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

##### 2.1 Явище поляризації

*Світлом* у вузькому розумінні називають сукупність електромагнітних хвиль, частоти яких лежать у межах сприйняття людського ока:  $\nu = 7,5 \cdot 10^{14} \div 4,3 \cdot 10^{14}$  Гц, що відповідає довжинам хвиль у вакуумі від  $\lambda = 400$  до  $700$  нм. У свою чергу, під електромагнітною хвилею розуміють процес поширення взаємно перпендикулярних коливань електричної  $\vec{E}$  та магнітної  $\vec{H}$  компонент єдиного електромагнітного поля. При цьому як  $\vec{E}$ , так і  $\vec{H}$  перпендикулярні до напрямку поширення хвилі, що задається хвильовим вектором  $\vec{k}$ . Таким чином, електромагнітна теорія визначає лише відносну орієнтацію зазначених векторів, проте жодним чином не регламентує безпосереднього положення  $\vec{E}$  та  $\vec{H}$  для поточного моменту часу. Для того щоб однозначно задати хвильовий процес, потрібно вказати часову залежність положення площини коливань  $\vec{E}$ , або *тип поляризації*. У разі, коли вектор  $\vec{E}$  виконує коливання весь час в одній площині – світло називають **плоскополяризованим**. Якщо площина коливань обертається рівномірно навколо напрямку поширення хвилі – говорять, що світло є **поляризованим по колу**, або **циркулярно поляризованим** (див. рисунок 1). Коли під час обертання площини коливань змінюється модуль вектора  $\vec{E}$  таким чином, що його кінець описує еліпс, – світло є **поляризованим по еліпсу**, або **еліптично поляризованим**. Узагальнюючи наведені визначення, можна зробити висновок, що **поляризованим** називають таке світло, для якого коливання вектора  $\vec{E}$  певним

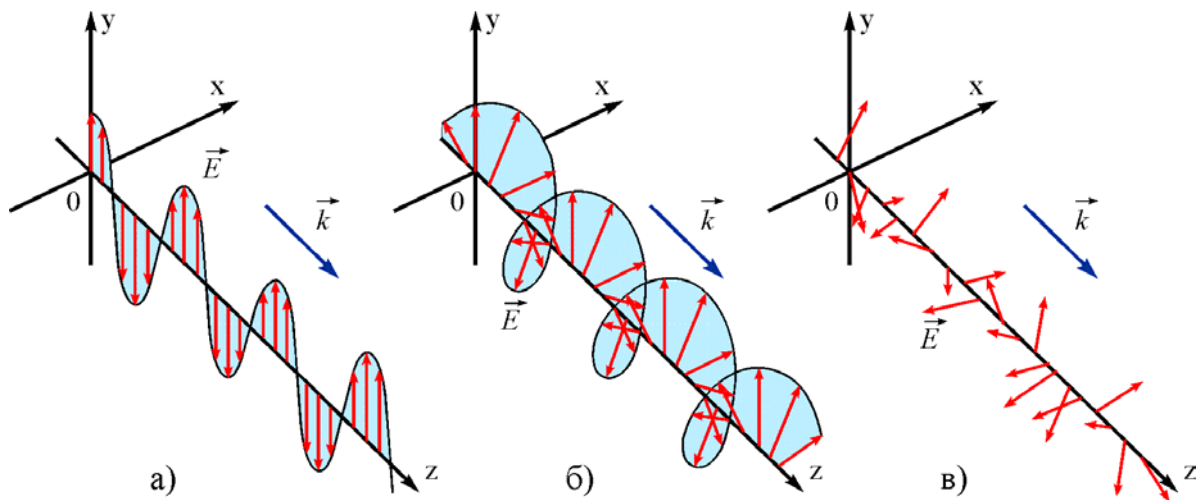


Рисунок 1 – Схематичні зображення: плоскополяризованого (а); поляризованого по колу (б); неполяризованого світла (в)

чином впорядковані. У протилежному разі говорять, що світло є **природнім** або **неполяризованим**.

У переважній більшості випадків доводиться мати справу саме з природнім світлом. Будь-яке макроскопічне джерело електромагнітного випромінювання складається з великої кількості безпосередніх випромінювачів – атомів. Незважаючи на те, що атоми одного виду випромінюють на одних і тих самих довжинах хвиль, за рахунок різної геометрії їх розміщення та неузгодженості моментів випромінювання результуючі коливання вектора  $\vec{E}$  матимуть хаотичний характер для будь-якого світлового променя. Великий інтерес для багатьох дослідницьких та промислових потреб має поляризоване світло. Тому актуальним є одержання поляризованого світла з неполяризованого. Прилади, які перетворюють природне світло на плоскополяризоване, називають **поляризаторами**.

## 2.2 Подвійне променезаломлення

Вектор  $\vec{E}$  в площині, перпендикулярній до напрямку поширення хвилі, можна представити у вигляді двох взаємно перпендикулярних компонент  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$  (див. рисунок 2а). Фактично для того, щоб поляризувати природне світло, потрібно розділити промінь на дві частини, кожна з яких буде носієм однієї з двох компонент. Обидві частини являтимуть собою промені

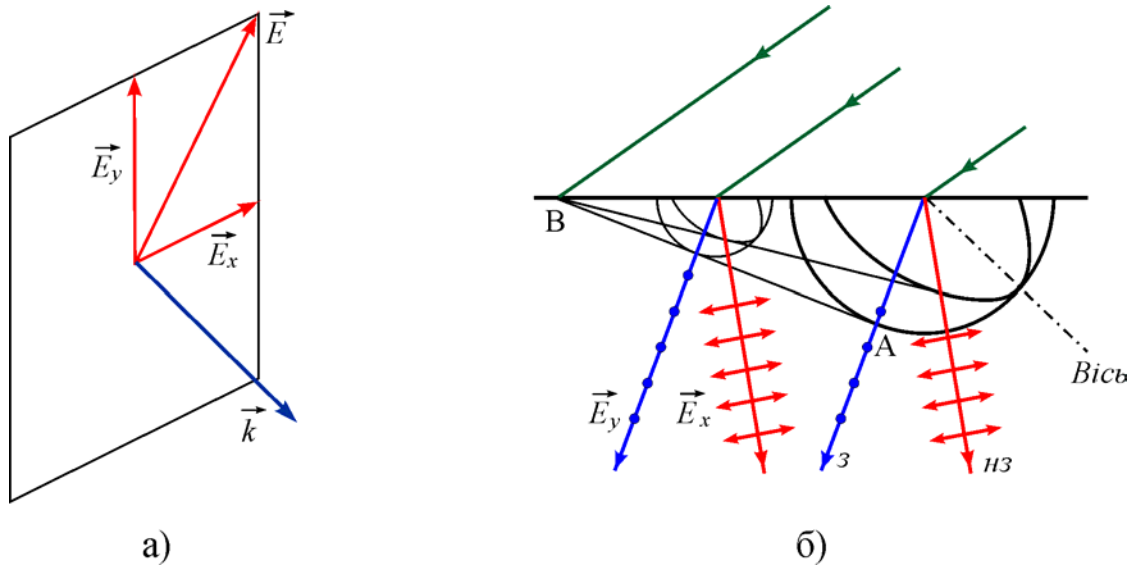


Рисунок 2 – Схематичні зображення: розкладання вектора  $\vec{E}$  на компоненти (а); ходу звичайного (з) та незвичайного (нз) променів в одновісному кристалі (б)

плоскополяризованого світла, готові до використання. На практиці реалізувати таку ситуацію можливо шляхом пропускання світла через деякі анізотропні кристали. Анізотропія електричних властивостей, зумовлена кристалічною будовою, призводить до того, що умови подальшого поширення коливань для взаємно перпендикулярних компонент  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$  є різними. Це проявляється у різних значеннях показників заломлення для хвиль-носіїв  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$  і, як наслідок, у різних напрямках поширення для таких хвиль.

Пояснимо дане явище на прикладі одновісного кристала. **Одновісним** називають кристал, який має лише одну оптичну вісь. **Оптичною віссю** називають напрямок у кристалі, вздовж якого показник заломлення не залежить від напрямку коливань  $\vec{E}$ . Тобто під час поширення вздовж оптичної осі природне світло не буде поділятися на дві плоскополяризовані частини. Будь-яку площину, що проходить через оптичну вісь, називають **головною площиною кристала**. Нехай промінь природного світла падає під певним кутом на кристал. Користуючись довільністю поділу вектора  $\vec{E}$  на компоненти  $\vec{E}_x$  та  $\vec{E}_y$ , будемо вважати, що  $\vec{E}_x$  лежить у головній площині, а  $\vec{E}_y$  – перпендику-



лярна до неї. Одновісний кристал має два значення відносної діелектричної проникності:  $\varepsilon_{\perp}$  – у напрямку, перпендикулярному до оптичної осі, та  $\varepsilon_{\parallel}$  – у напрямку, паралельному до оптичної осі. Швидкість поширення хвилі, що відповідає  $\vec{E}_y$ , визначається показником заломлення

$$n_0 = \sqrt{\varepsilon_{\perp}} \quad (1)$$

і, за умови перпендикулярності  $\vec{E}_y$  до оптичної осі, буде однаковою незалежно від напрямку коливань. Згідно з принципом Гюйгенса кожна точка, до якої дійшла хвиля, сама стає джерелом вторинних хвиль. Фронти вторинних хвиль для променя  $\vec{E}_y$  являтимуть собою сфери (див. рисунок 2б). Наступний фронт самої хвилі буде обвідною поверхнею фронтів вторинних хвиль (лінія  $AB$  на рисунку 2б). Напрямок самого променя буде визначатися згідно зі стандартним законом заломлення

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_0. \quad (2)$$

Тому такий промінь називають **звичайним**.

У той же час для хвилі-носія  $\vec{E}_x$  ситуація буде іншою. Залежно від напрямку її поширення діелектрична проникність буде змінюватися від  $\varepsilon_{\perp}$  до  $\varepsilon_{\parallel}$ , і тому швидкість поширення такої хвилі залежатиме від напрямку. Фронти вторинних хвиль матимуть форму еліпсоїдів обертання, а хвильовий фронт самої хвилі-носія  $\vec{E}_x$  не збігатиметься з  $AB$  (див. рисунок 2б). Це означає, що дві плоскополяризовані хвилі із взаємно перпендикулярними напрямками коливань напруженості електричного поля будуть поширюватися у різних напрямках. Другий промінь, який не підкоряється закону заломлення, називають **незвичайним**. Саме явище наявності двох заломлених променів у анізотропному кристалі називають **подвійним променезаломленням**.

### 2.3 Обертання площини поляризації

З історичних причин **площиною поляризації** називають площину, перпендикулярну до площини коливань вектора  $\vec{E}$ . Оскільки ці площини однозначним чином пов'язані одна з одною, в подальшому будемо користуватися також і терміном “площина поляризації”. Встановлено, що деякі речовини здатні обертати площину коливань вектора  $\vec{E}$ . Такі речовини називають оптично активними. До них відносяться тверді тіла – кварц, кіновар (сульфід ртуті II); чисті рідини – нікотин, скипидар; а також розчини оптично активних речовин у неактивних розчинниках – наприклад, водяні розчини цукру та винної кислоти. Елементарна теорія обертання площини коливань була побудована Френелем. В її основу покладене припущення, що оптично активні речовини мають особливий тип подвійного променезаломлення, який полягає в розкладанні плоскополяризованої світлової хвилі на дві хвилі, кожна з яких поляризована по колу. При цьому для однієї з них напрямком обертання вектора напруженості електричного поля буде збігатися з напрямком руху годинникової стрілки (права поляризація), для іншої – буде протилежним (ліва поляризація). Амплітуди поляризованих по колу хвиль однакові й становлять половину амплітуди початкової хвилі  $E_1 = E_2 = E/2$ . У разі коли швидкість їх поширення однакова, в будь-який момент часу їх сума зображатиме коливання вектора  $\vec{E}$  в одній площині (див. рисунок 3а, б).

Іншою буде ситуація, якщо швидкості їх поширення не збігатимуться. Це є можливим завдяки різним показникам заломлення  $n_n$  для правополяризованої та  $n_l$  для лівополяризованої хвиль. Синхронність обертання  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  порушується завдяки тому, що довжини двох поляризованих по колу хвиль стають різними. За час одного оберту вектора напруженості хвиля проходить відстань, що дорівнює її довжині. Тому внаслідок проходження через шар оптично активного середовища довжиною  $l$  кути повороту хвиль  $\vec{E}_1$  та  $\vec{E}_2$  будуть відрізнятись на  $\Delta\Psi = \Psi_n - \Psi_l$ . В результаті площина поляризації змінить свою орієнтацію на кут  $\alpha = \Delta\Psi/2$  (див. рисунок 3в). Оптична різниця ходу двох хвиль

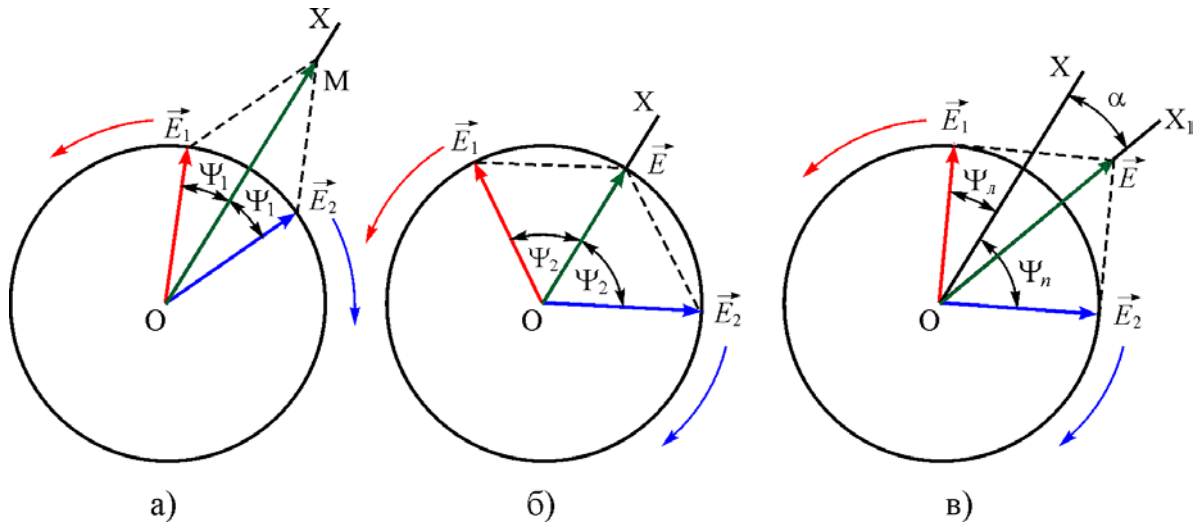


Рисунок 3 – Подання плоскополяризованої хвилі як суперпозиції поляризованих по колу ліво- та правополяризованої хвиль. Однакова швидкість поширення ліво- та правополяризованої хвиль (а, б); різні швидкості (в)

$$\Delta = l(n_l - n_n) \quad (3)$$

пов'язана з різницею фаз коливань на виході з оптично активної речовини як

$$\Delta\Psi = \frac{\omega}{c} l \cdot n_l - \frac{\omega}{c} l \cdot n_n = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (4)$$

де  $\lambda_0$  – довжина хвилі у вакуумі.

Таким чином, кут повороту площини поляризації буде описуватися залежністю

$$\alpha = \frac{\pi}{\lambda_0} l(n_l - n_n). \quad (5)$$

Для розчинів оптично активної речовини з концентрацією  $C$  для монохроматичного світла (5) переходить у відомий закон Біо

$$\alpha = [\alpha]Cl, \quad (6)$$

де  $[\alpha]$  – питоме обертання, що залежить від типу речовини.

Застосування закону Біо (6) дозволяє визначати концентрацію активної речовини в розчині шляхом вимірювання кута обе-

ртання площини коливань  $\alpha$ . Такий метод називають **поляриметричним** методом кількісного аналізу. Він є одночасно точнішим і швидшим за інші методи, тому має широке застосування як у лабораторних дослідженнях, так і в промисловості.

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Поляриметр.
- 2 Кювета з розчином відомої концентрації.
- 3 Дві кювети з розчином невідомої концентрації.

### 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Широка поширеність поляриметричного методу аналізу зумовила наявність великого набору вимірювальних пристроїв – **поляриметрів**, призначених для спостереження за обертанням площини коливань вектора  $\vec{E}$  у світловій хвилі. У найбільш типовому виконанні схема поляриметра має вигляд, як показано на рисунку 4а. Як правило, в якості поляризаторів використовують так звані **призми Ніколя**. (див. рисунок 4б). Кожна така призма являє собою кристал ісландського шпату (різновид кальциту,  $\text{CaCO}_3$ ), розрізаний навпіл під певним кутом, як показано на рисунку 4б. Дві половини кристала в подальшому склеюються за допомогою канадського бальзаму (екстракт ефірних олій та смол з рослин *Abies balsamea* – пихти бальзамічної, або *Abies canadensis* – канадської ялини). Склад речовин та геометрія виробу підібрані таким чином, що з утворених внаслідок подвійного променезаломлення двох плоскополяризованих променів один (незвичайний) вийде з призми, не змінюючи напрямку. Водночас звичайний промінь унаслідок повного відбивання на межі розділу ісландський шпат – канадський бальзам буде виходити через іншу грань призми і поглинатиметься поляриметром.

Від джерела  $S$  світло проходить через систему лінз та світлофільтр  $F$ , а потім потрапляє в поляризатор  $P$  та поляризатор  $P'$ .

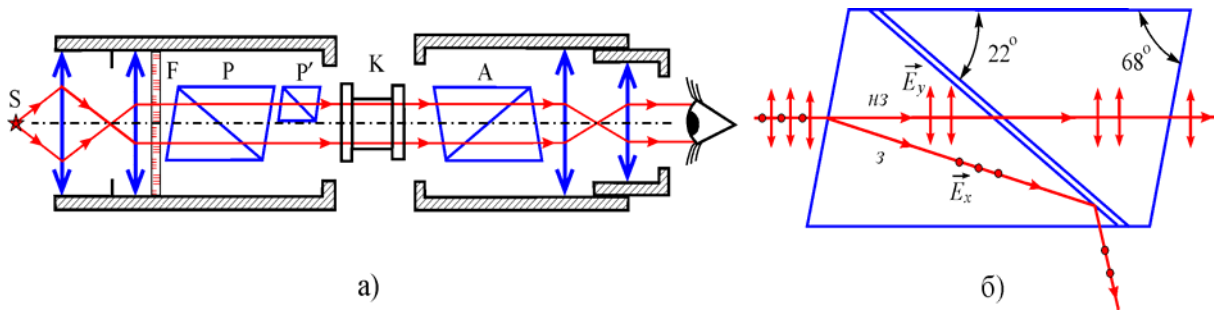


Рисунок 4 – Схема типового поляриметра (а); вид призми Ніколя та схема ходу світла через неї (б)

Останній закриває одну половину поляризатора Р. Площини пропускання цих двох поляризаторів утворюють невеликий кут  $2\beta$  (див. рисунок 5). За відсутності оптично активної речовини в кюветі К світло безперешкодно потрапляє на аналізатор А. **Аналізатором** називають поляризатор, призначений для визначення кута повороту між власною площиною пропускання та площиною коливань світла, що на нього потрапляє. Якщо площина пропускання аналізатора утворює однакові кути з площинами коливань світла, що пройшло через поляризатори Р та Р', то освітленість правої та лівої половин поля зору буде однаковою (див. рисунок 5б) внаслідок закону Малюса

$$I = I_0 \cos^2 \gamma . \quad (7)$$

Тут  $I$  – інтенсивність світла, що вийшло з аналізатора,  $I_0$  – початкова інтенсивність світла;  $\gamma$  – кут між площиною пропускання аналізатора та площиною коливань падаючого світла. У разі коли площина пропускання аналізатора утворює різні кути з площинами коливань світла, освітленості обох половин будуть різними (див. рисунок 5а, в). При цьому роздільна здатність такого методу є дуже високою внаслідок великої чутливості людського ока.

Наявність оптично активної речовини в кюветі К зумовить обертання площин коливань  $\vec{E}$  світлових хвиль від обох поляризаторів на однаковий кут  $\alpha$ . Щоб відновити зображення в окулярі, характерне для випадку відсутності оптично активної речовини,

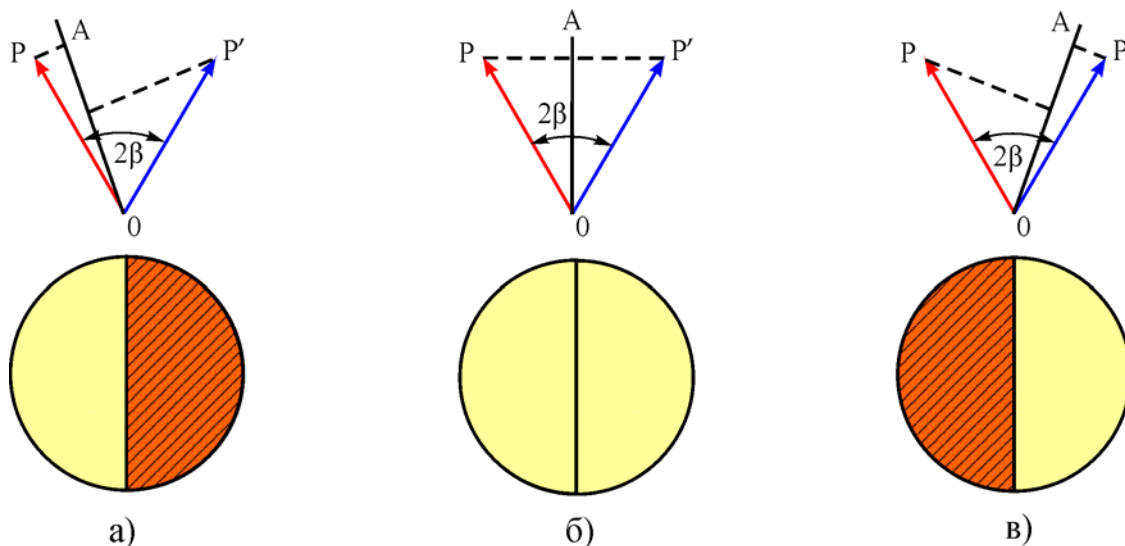


Рисунок 5 – Поле зору в окулярі поляриметра для різних кутів між площинами пропускання аналізатора та поляризаторів

потрібно повернути аналізатор на той самий кут  $\alpha$ . Даний факт є основою для вимірювання концентрації розчинів таких речовин. Нехай маємо кювету відомої довжини  $l_1$  з розчином відомої концентрації  $C_1$ . Згідно із законом Біо (6) кут повороту площини коливань для неї становить  $\alpha_1 = [\alpha] \cdot C_1 \cdot l_1$ . Даний кут можна виміряти за допомогою поляриметра, як і кут  $\alpha_2 = [\alpha] \cdot C_2 \cdot l_2$  для кювети довжиною  $l_2$  з розчином невідомої концентрації  $C_2$ . При цьому велика точність вимірювання кутів забезпечується наявністю шкали ноніуса (див. рисунок 6), яка знаходиться в полі зору другого окуляра поляриметра. Виключенням питомого обертання  $[\alpha]$  одержимо

$$C_2 = C_1 \frac{\alpha_2 l_1}{\alpha_1 l_2}. \quad (8)$$

Зауважимо, що досить часто конструкція поляриметра передбачає нерухоме положення аналізатора, а обертається площина коливань вектора  $\vec{E}$  за допомогою спеціального компенсатора.

Зовнішній вигляд лабораторної установки показаний на рисунку 7.

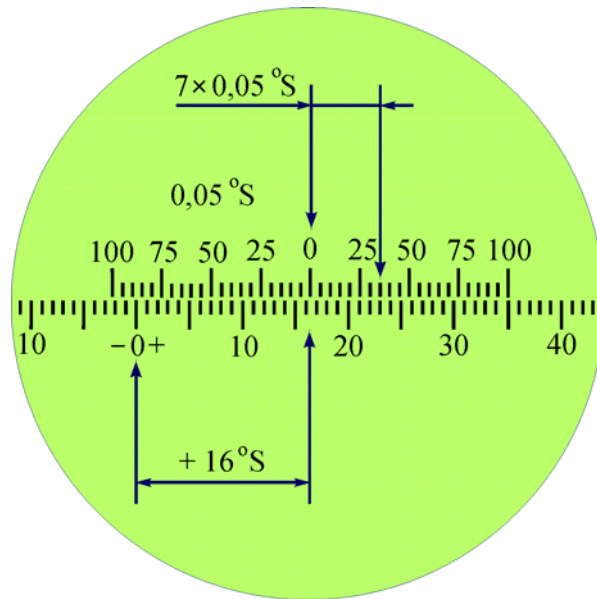


Рисунок 6 – Вигляд у вимірювальному окулярі

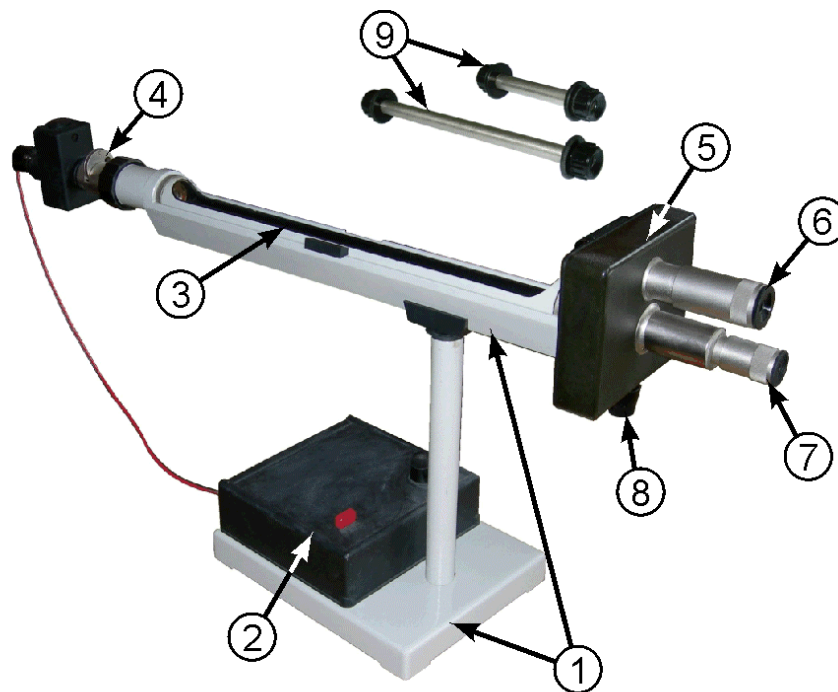


Рисунок 7 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – поляриметр; 2 – блок живлення поляриметра; 3 – камера; 4 – освітлювальний вузол та поляризатор; 5 – вимірювальний вузол; 6 – окуляр шкали ноніуса; 7 – окуляр; 8 – ручка компенсатора; 9 – кювети для рідини

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
- 2 Підключіть поляриметр (1) до мережі живлення. Встановіть чітке зображення ноніуса в окулярі (6) та зображення межі між по-різному освітленими частинами поля зору в окулярі (7).
- 3 Виміряйте значення нульового відліку  $\alpha_0$ . Для цього обертанням ручки компенсатора (8) досягніть однакового затемненого кольору обох половин зору в окулярі (7). Під час обертання ручки (8) освітленість двох частин поля зору в окулярі (7) змінюється. Кювета (9) з розчином при цьому має бути відсутньою в поляриметрі.
- 4 Повторіть дані вимірювання ще 4 рази, а результати занесіть до таблиці 1.
- 5 Проведіть аналогічні серії вимірювань для кювети з розчином еталонної концентрації та заповніть колонку  $\alpha_1$  таблиці 1.
- 6 Запишіть довжини кювет та похибки їх вимірювання до таблиці 1.
- 7 Проведіть аналогічні серії вимірювань для кювет з розчином невідомої концентрації та заповніть колонки  $\alpha_2$  та  $\alpha_3$  таблиці 1.

Таблиця 1 – Вимірювання концентрації цукрового розчину

№	Кути				Похибки				$l_1 =$	$\Delta l_1 =$
	$\alpha_0$	$\alpha_1$	$\alpha_2$	$\alpha_3$	$\Delta\alpha_0$	$\Delta\alpha_1$	$\Delta\alpha_2$	$\Delta\alpha_3$		
1									$l_2 =$	$\Delta l_2 =$
2										
3										
4									$l_3 =$	$\Delta l_3 =$
5										
$\langle \dots \rangle$										
$\Delta_i\alpha = 0,05^\circ\text{S}$	$C_1 = \dots \pm \Delta C_1$				$C_2 = \dots \pm \Delta C_2$				$C_3 = \dots \pm \Delta C_3$	

- 8 Знайдіть середні значення кутів  $\alpha_i$  та відхилення результатів кожного вимірювання від середньоарифметичного  $\Delta\alpha_{ij} = | \alpha_{ij} - \langle \alpha_i \rangle |$ . Заповніть відповідні колонки таблиці 1.



- 9 Визначте невідомі концентрації розчинів згідно з даними таблиці 1 з урахуванням поправки на зміщення нульової позначки

$$C_i = C_1 \frac{(\langle \alpha_i \rangle - \langle \alpha_0 \rangle) l_1}{(\langle \alpha_1 \rangle - \langle \alpha_0 \rangle) l_i}. \quad (9)$$

- 10 Оцініть похибки з урахуванням як систематичної, так і випадкової складових за формулою

$$\Delta C_i = C_i \left[ \frac{\Delta \alpha_i}{(\langle \alpha_i \rangle - \langle \alpha_0 \rangle)} + \frac{\langle \Delta \alpha_1 \rangle}{(\langle \alpha_1 \rangle - \langle \alpha_0 \rangle)} + \frac{\Delta l_1}{l_1} + \frac{\Delta l_i}{l_i} \right], \quad (10)$$

де

$$\Delta \alpha_i = \max[\langle \Delta \alpha_i \rangle, \langle \Delta \alpha_0 \rangle] + \Delta_i \alpha. \quad (11)$$

- 11 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

### На оцінку “задовільно”

- 1 Яке світло називають поляризованим? Перерахувати типи поляризації.
- 2 Які речовини називають оптично активними?
- 3 Як за допомогою поляриметра можна виміряти концентрацію цукрового розчину?
- 4 Що називають площиною поляризації?
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### На оцінку “добре”

- 6 Навести приклади застосування поляриметричного аналізу. В чому його перевага над іншими методами?
- 7 Пояснити загальну будову та принцип роботи поляриметра.

- 8 Що таке призма Ніколя? Яка її роль у поляриметрії?
- 9 Що таке звичайний та незвичайний промені?
- 10 Одержати робочу формулу для визначення невідомої концентрації цукрового розчину.

### **На оцінку “відмінно”**

- 11 Пояснити, чому відбувається подвійне променезаломлення?
- 12 У чому сутність явища обертання площини коливань вектора напруженості у світловій хвилі згідно з теорією Френеля?
- 13 Сформулювати та обґрунтувати закон Малюса.
- 14 Показати за допомогою закону Малюса, що природне світло під час проходження через поляризатор втрачає половину своєї інтенсивності.
- 15 Класифікувати похибки, що виникають у процесі вимірювань, та викласти методику їх врахування.

## **7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ**

- 1 Савельев И.В. Курс физики. Том 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика. – М.: Наука, 1989.
- 2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми, 2003.
- 3 Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики. У 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990.
- 5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
- 6 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М: Наука, 1980.
- 7 Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. Том 3. Волновые процессы. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Высш. шк., 1977.

## Лабораторна робота 6.1

# ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

## 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Експериментально вивчити основні закони теплового випромінювання.
- 2 Ознайомитися з принципом роботи оптичного пірометра.
- 3 Визначити коефіцієнт чорноти вольфрамового дроту.

## 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Електромагнітне випромінювання, яке виникає внаслідок хаотичного теплового руху структурних елементів речовини називають **тепловим випромінюванням**. За умови ненульової абсолютної температури хаотичний рух атомів або молекул завжди наявний у будь-якому тілі. Тому цей вид випромінювання неможливо усунути.

Його механізми досить складні й залежать від температури та агрегатного стану речовини. За відносно низьких температур ( $T < 500\text{-}600\text{ K}$ ) теплове випромінювання для рідин та газів зумовлене коливально-обертальним рухом молекул, а для твердих тіл – коливаннями атомів або іонів у вузлах кристалічної решітки. Заряджені частинки, з яких складаються атоми, при цьому рухаються з прискоренням, а отже, згідно з класичними уявленнями, повинні випромінювати електромагнітні хвилі. Крім того, в металах випромінювати можуть вільні електрони, що під час руху змінюють свою швидкість за рахунок зіткнень з вузлами кристалічної решітки. Енергія випромінювання в рамках означених механізмів незначна, і практично весь спектр знаходиться в інфрачервоній області.

Для високих температур механізм випромінювання є дещо іншим. Кінетична енергія хаотичного теплового руху спричиняє переведення електронів, що знаходяться на зовнішніх електронних оболонках атомів, на збуджені енергетичні рівні. Згодом електрони самочинно повертаються зі збуджених рівнів на стаціонарні, що супроводжується випромінюванням електромагнітних

хвиль. Спектр такого випромінювання може охоплювати інфрачервону, видиму та ультрафіолетову області.

У процесі випромінювання тіло втрачає теплову енергію та охолоджується. Для підтримання температури на сталому рівні необхідно брати енергію ззовні – за рахунок нагрівання електричним струмом, зовнішнім джерелом тепла та ін. Якщо температура тіла, що випромінює, стала – це означає, що воно знаходиться в стані *термодинамічної рівноваги*, який є особливістю саме теплового випромінювання.

Для кількісного описання теплового випромінювання вводяться такі характеристики.

**Потік енергії** – енергія, що випромінюється з усієї поверхні тіла за одиницю часу

$$\Phi = \frac{dW}{dt} . \quad (1)$$

**Енергетична світність** – потік енергії, що випромінюється з одиниці поверхні тіла в усіх напрямках

$$R = \frac{d\Phi}{dS} = \frac{dW}{dS \cdot dt} . \quad (2)$$

Зважаючи на складний механізм теплового випромінювання, воно складається із великої кількості монохроматичних електромагнітних хвиль різної довжини. Весь діапазон довжин таких хвиль називають **спектром випромінювання**. При цьому амплітуди хвиль спектра не зобов'язані бути однаковими. Відомо, що енергія, яка переноситься монохроматичною хвилею, пропорційна квадрату її амплітуди. Відповідно внесок у загальну енергію, що випромінюється тілом, від хвиль різних довжин буде різним. Для того щоб охарактеризувати даний внесок, використовують так звану **випромінювальну здатність**, або **спектральну густину енергетичної світності**, – величину, яка за даної температури  $T$  визначає потік енергії  $d\Phi_{\lambda T}$ , що випромінюється з одиниці поверхні тіла в усіх напрямках в *одиночному* діапазоні довжин хвиль

$$r_{\lambda T} = \frac{d\Phi_{\lambda T}}{dS \cdot d\lambda} = \frac{dR_{\lambda T}}{d\lambda}. \quad (3)$$

Тут  $dR_{\lambda T}$  – енергетична світність тіла в діапазоні довжин хвиль від  $\lambda$  до  $\lambda + d\lambda$  за даної температури  $T$ . Енергетична світність та випромінювальна здатність знаходяться між собою у такому самому співвідношенні, як маса тіла та його густина

$$R = \int_0^{\lambda_{\max}} r_{\lambda T} d\lambda. \quad (4)$$

Кожне тіло здатне не лише випромінювати, але й *поглинати* та *відбивати* енергію, що падає на нього. Для того, щоб кількісно охарактеризувати співвідношення між поглинутим та відбитим випромінюванням, вводять спеціальну величину – поглинальну здатність тіла. **Поглиналина здатність**, або **коефіцієнт чорноти**,  $a_{\lambda T}$  визначає ту частину падаючого потоку, яка поглинається тілом

$$a_{\lambda T} = \frac{d\Phi'_{\lambda T}}{d\Phi_{\lambda T}}, \quad (5)$$

де  $d\Phi'_{\lambda T}$  – величина потоку, що поглинається, із загального потоку  $d\Phi_{\lambda T}$ , що падає на тіло. Індокси в (5) вказують на те, що поглиналина здатність (як і випромінювальна здатність  $r_{\lambda T}$ ) залежить від довжини хвилі падаючого випромінювання та температури тіла. Також  $a_{\lambda T}$  значною мірою залежить від матеріалу, форми та структури поверхні тіла, що опромінюється.

Встановлено, що відношення випромінювальної та поглинальної здатностей не залежить від природи тіла і є для всіх тіл однією й тією самою функцією довжини хвилі та температури

$$\frac{r_{\lambda T}}{a_{\lambda T}} = \varphi(\lambda, T). \quad (6)$$

Останнє твердження становить зміст **закону Кірхгофа**. Він вказує на те, що механізми випромінювання та поглинання електромагнітних хвиль пов'язані та є *зворотними* один до одного.

Для зручності теоретичного описання теплового випромінювання використовують абстрактне поняття **абсолютно чорного тіла**. Таким тілом вважають об'єкт, який поглинає все падаюче на нього випромінювання незалежно від діапазону довжин хвиль та температури, для нього  $a_{\lambda T} \equiv 1$ . Зручність даної моделі в тому, що згідно з (6) випромінювальна здатність для абсолютно чорного тіла є *незалежною* від його природи. Зауважимо, що абсолютно чорних тіл у природі не існує. Максимально близькими до них можна вважати тіла з різко неоднорідною поверхнею, яка передбачає багатократне відбивання електромагнітної хвилі. Під час кожного відбивання її енергія буде втрачатися, а ймовірність її повного поглинання пропорційна до кількості відбивань.

Для багатьох тіл спектр випромінювання є подібним до спектра абсолютно чорного. При цьому поглинальна здатність тіла не залежить від довжини хвилі, тобто  $a_{\lambda T} \equiv a_T$ . Такі тіла називають **сірими**. Випромінювальна здатність сірого тіла визначається як випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла, помножена на відповідний коефіцієнт чорноти  $a_T$ .

Встановлено, що енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого степеня абсолютної температури

$$R_T = \sigma T^4, \quad (7)$$

де  $\sigma = 5,7 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4)$  – стала Стефана-Больцмана, а вираз (7) носить назву закону **Стефана-Больцмана**. Також із експериментів відомо, що енергетична світність  $r_{\lambda T} = 0$ , коли  $\lambda \rightarrow 0$  і  $r_{\lambda T} \rightarrow 0$ , якщо  $\lambda \rightarrow \infty$  (див. рисунок 1). При цьому положення максимуму залежить від температури таким чином, що

$$T \lambda_{\max} = b. \quad (8)$$

Тут  $\lambda_{\max}$  – довжина хвилі, що відповідає максимуму випромінювальної здатності за даної температури  $T$ ;  $b = 2,90 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$ . Вираз (8) називають **законом зміщення Віна**. Він вказує на те,

що максимум випромінювальної здатності тіл з більшою температурою відповідає меншим довжинам хвиль (див. рисунок 1). Даний факт на якісному рівні підтверджується повсякденним досвідом: металеві предмети під час нагрівання спочатку світяться червоним світлом, а із зростанням температури їх колір стає яскраво-жовтим та білим.

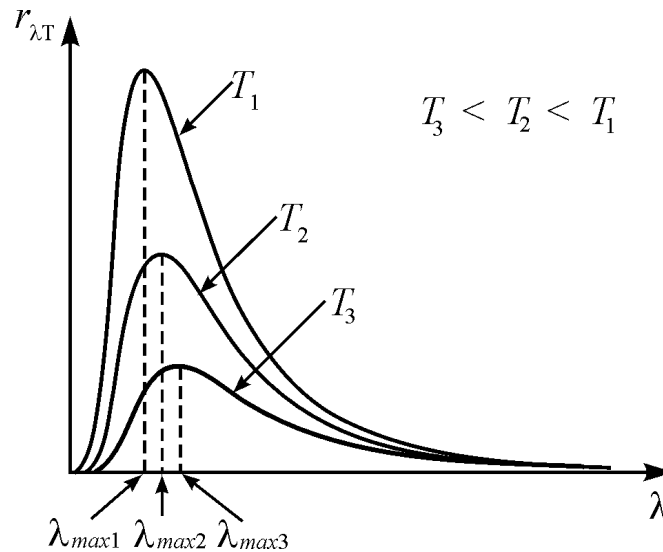


Рисунок 1 – Випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла для різних температур

Закони теплового випромінювання мають послідовне пояснення в рамках гіпотези про **квантову природу випромінювання**, висунуту німецьким вченим М. Планком в 1900 р. Сутність її у тому, що електромагнітна енергія випромінюється у вигляді окремих порцій (квантів), енергія яких  $h\nu$ . Тут  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – **стала Планка**, фізичний зміст якої у тому, що вона визначає найменший крок дискретизації енергії. Енергія, яка випромінюється на даній частоті, буде визначатися кількістю квантів  $n$

$$\varepsilon_n = n \cdot h\nu . \quad (9)$$

Грунтуючись на виразі (9), можна показати, що випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла має вигляд

$$r_{\lambda T} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{\exp(hc/k_B T \lambda) - 1} , \quad (10)$$

де  $c$  – швидкість світла;  $k_B$  – стала Больцмана.

Вираз (10) ще називають *формулою Планка*. За її допомогою шляхом інтегрування можна одержати закон Стефана-Больцмана (7) та закон зміщення Віна (8) шляхом знаходження екстремуму функції. Отже, положення про дискретний спектр енергій дозволяє поєднати теорію з експериментом і водночас є абсолютно безпідставним з точки зору класичної фізики. Таким чином, проблема теплового випромінювання та шлях її вирішення ознаменували початок розвитку нового розділу фізики – квантової фізики.

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Пірометр.
- 2 Лампа розжарювання.
- 3 Вольтметр.
- 4 Амперметр.
- 5 Блок живлення.

### 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Закон Стефана-Больцмана (7) покладений в основу зручного способу визначення температур тіл. Енергетична світність є величиною, яку достатньо легко вимірювати за допомогою технічних засобів. Також з огляду на достатньо велику чутливість людське око здатне розрізнити яскравість свічення тіл, температури яких є близькими. Тому неважко шляхом порівняння яскравості свічення певного тіла зі свіченням еталона (тобто тіла із заданою температурою) визначити невідому температуру. Даний спосіб вимірювання є безконтактним, що надає йому суттєвих переваг. Так, за надто високих температур контактні методи є неприйнятними, оскільки вимірювальні засоби будуть руйнуватися в процесі вимірювання. Крім того, контактним способом неможливо визначити температуру недосяжних об'єктів (наприклад, небесних тіл). Означені принципи реалізовані у вимірювальному приладі, який називають *оптичним пірометром* (див. рисунок 2).



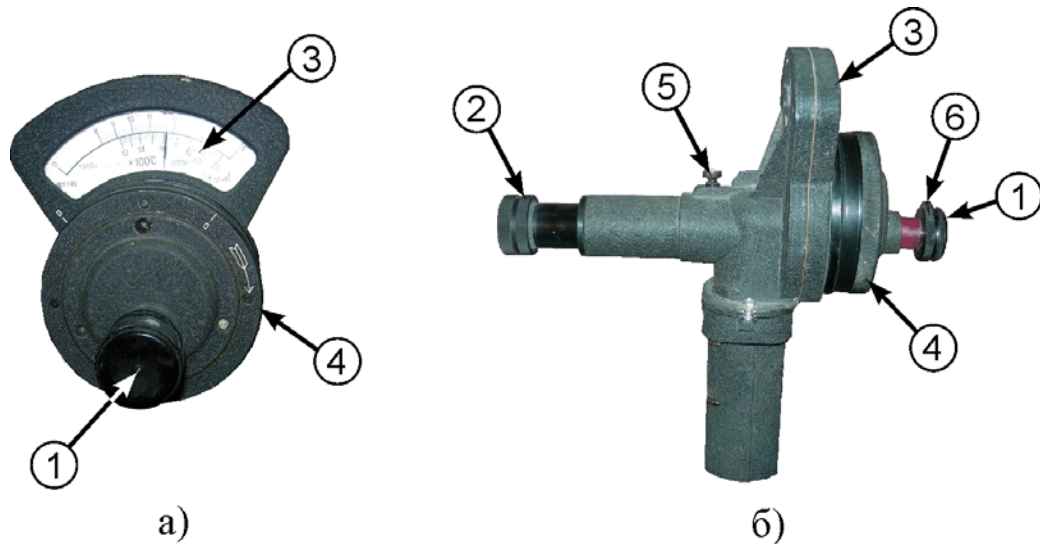


Рисунок 2 – Зовнішній вигляд пірометра: вигляд спереду (а); вигляд збоку (б): 1 – окуляр; 2 – об’єктив; 3 – шкала приладу; 4 – ручка реостата; 5 – перемикач температурних діапазонів вимірювання; 6 – ручка світлофільтру

Усередині корпусу приладу знаходиться еталонна металева дуга, по якій проходить електричний струм. Залежно від сили струму дуга буде змінювати свою температуру, а отже, яскравість свічення. Струм змінюється за допомогою реостата (4), ручка якого виготовлена у формі рифленого кільця. Зважаючи на однозначний зв’язок між температурою та силою струму через еталонну дугу, шкала амперметра (3) відразу проградуєрована в градусах Цельсія. За допомогою об’єктива на фоні зображення тіла, температура якого підлягає вимірюванню, спостерігач може бачити також і еталонну дугу. Зміною опору реостата (4) яскравість свічення дуги прирівнюється до яскравості свічення досліджуваного тіла. Шкала (3) при цьому вкаже його температуру. Слід відзначити, що в окулярі (1) пірометра видно не саме досліджуване тіло, а його зображення. Зрозуміло, що світність зображення менша світності самого тіла внаслідок втрат в об’єктиві (2). Відповідна поправка врахована під час конструювання пірометра та калібрування його шкали.

В якості досліджуваного тіла в даній роботі використовується вольфрамова спіраль лампи розжарювання (2) (див. рисунок 3), струм через яку можна задавати за допомогою блока живлення (1). Потік енергії, що випромінюється з поверхні спіралі, визначається як

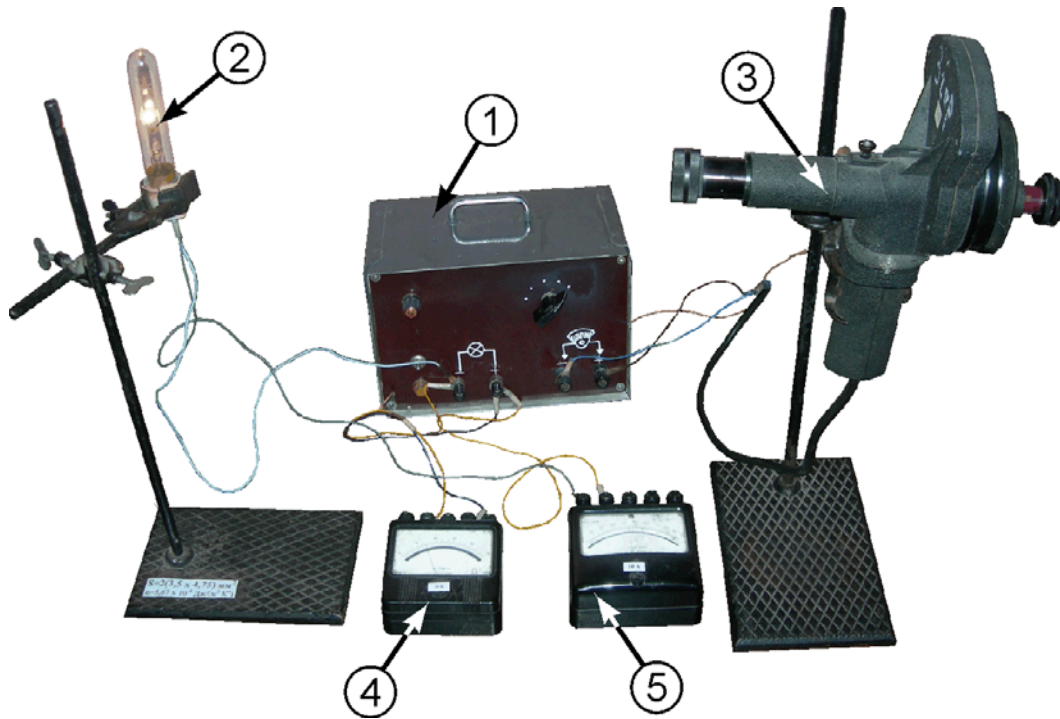


Рисунок 3 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – блок живлення; 2 – лампа розжарювання; 3 – пірометр; 4 – вольтметр; 5 – амперметр

$$\Phi = RS = IU, \quad (11)$$

де  $S$  – площа поверхні спіралі;  $I$  – сила струму через спіраль;  $U$  – падіння напруги на ній. З урахуванням виразів (7) та (4), а також того, що випромінювальна здатність сірого тіла є добутком випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла та коефіцієнта чорноти  $a_T$ , енергетична світність спіралі становить

$$R = a_T \sigma T^4. \quad (12)$$

З виразів (11) та (12) коефіцієнт чорноти вольфрамової спіралі дорівнює

$$a_T = \frac{UI}{\sigma T^4 S}. \quad (13)$$

Температура спіралі вимірюється за допомогою пірометра згідно з методом, описаним вище. Технічні подробиці вимірювання зрозумілі з рисунка 4.

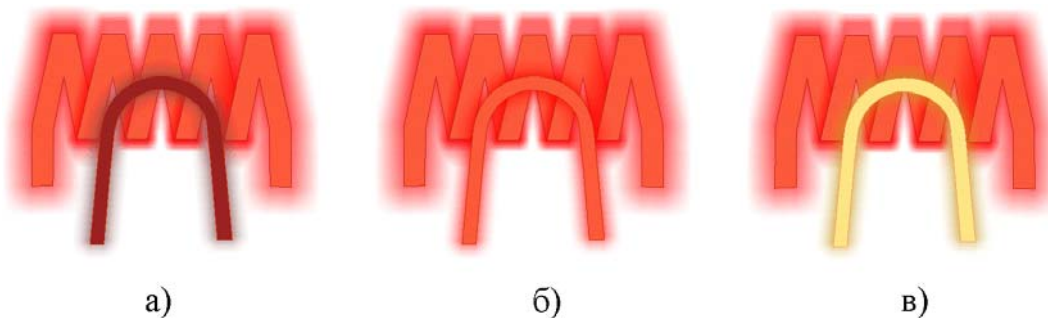


Рисунок 4 – Зображення спіралі лампи та еталонної дуги в окулярі: температура дуги менша за температуру спіралі (а); температура дуги збігається з температурою спіралі (б); температура дуги більша за температуру спіралі (в)

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи. Запишіть величину площі поверхні спіралі лампи, яка вказана на стенді, та інструментальні похибки приладів до таблиці 1. Похибка кожного електровимірювального приладу знаходиться за формулою

$$\Delta X = \frac{\delta X \cdot X_{\max}}{100}, \quad (14)$$

де  $X$  – величина, що вимірюється;  $\delta X$  – клас точності приладу, вказаний на корпусі або на шкалі;  $X_{\max}$  – верхня межа вимірювання приладу.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Перемикач	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$		№ Дослід					$\langle T \rangle, \text{К}$	$\Delta_2 T, \text{К}$	$\Delta T, \text{К}$	$a_T$	$\Delta a_T$
				1	2	3	4	5					
1			$t, ^\circ\text{C}$										
			$T, \text{К}$										
...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...	...
5			$t, ^\circ\text{C}$										
			$T, \text{К}$										
$S =$			$\Delta U =$						$\Delta I =$	$\Delta_1 T =$			

- 2 Підключіть пірометр та лампу розжарювання до блока живлення (1) та ввімкніть його в електричну мережу.
- 3 Якісно перевірте закон зміщення Віна. Для цього відкрийте червоний світлофільтр в окулярі, і ручкою реостата (4) (рисунок 2) поступово збільшуйте струм через еталонну дугу. Переконайтеся, що світло від дуги спочатку має червоний відтінок, а потім жовто-білий.
- 4 Перемикачем на блоці встановіть мінімальну яскравість свічення лампи, а перемикач (5) (рисунок 2) переведіть у положення “ ”. Закрийте червоним світлофільтром (6) зображення еталонної дуги.
- 5 Перепишіть показання вольтметра (4) та амперметра (5) (див. рисунок 3).
- 6 Наведіть об’єктив пірометра на лампу так, щоб взаємне розміщення зображень спіралі та еталонної дуги було подібним до рисунка 4.
- 7 Ручкою реостата (4) (рисунок 2) прирівняйте яскравість свічення дуги до яскравості свічення спіралі. Виміряну температуру запишіть до таблиці 1.

*Слід враховувати інертність пірометра: набуття еталонною дугою яскравості свічення, відповідної заданому положенню ручки реостата, відбувається не відразу, а через декілька секунд.*

- 8 Повторіть вимірювання на даному положенні перемикача блока живлення ще 4 рази. Результати занесіть до таблиці 1.
- 9 Переведіть перемикач діапазонів вимірювань пірометра (5) (рисунок 2) в положення “20”.
- 10 Проведіть наступні 4 серії вимірювань температури для різних положень перемикача блока живлення. Результати занесіть до таблиці 1. При цьому до таблиці слід щоразу записувати показання амперметра та вольтметра.
- 11 Розрахуйте середні значення абсолютних температур та відповідні їм значення коефіцієнта чорноти  $\alpha_T$  за формулою (13).
- 12 Оцініть похибки визначення  $\alpha_T$  за формулою

$$\Delta a_{Ti} = a_{Ti} \left[ \frac{\Delta U}{U_i} + \frac{\Delta I}{I_i} + 4 \frac{\Delta T_i}{T_i} \right]. \quad (15)$$

Абсолютну похибку вимірювання температури в  $i$ -му положенні перемикача блока живлення  $\Delta T_i$  слід визначати як суму інструментальної  $\Delta_1 T_i$  та випадкової  $\Delta_2 T_i$  складових. Випадкова складова абсолютної похибки –  $\Delta_2 T_i$  може бути оцінена як середнє арифметичне значення відхилення  $j$ -го експерименту від середнього арифметичного значення

$$\Delta_2 T_i = \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \left| \langle T \rangle_i - T_{ij} \right|. \quad (16)$$

- 13 Побудуйте графік  $a_T(T)$ . Переконайтесь у тому, що  $a_T$  повільно зростає з температурою.
- 14 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

### На оцінку “задовільно”

- 1 Що називають тепловим випромінюванням?
- 2 Що називають енергетичною світністю, випромінювальною здатністю?
- 3 Що таке поглинальна здатність тіла?
- 4 Сформулювати закон Віна та закон Стефана-Больцмана.
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### На оцінку “добре”

- 6 Який зв'язок між енергетичною світністю та випромінювальною здатністю?
- 7 Як на якісному рівні можна переконатися в справедливості закону зміщення Віна?
- 8 Будова та принцип дії пірометра. В чому його переваги як інструмента з вимірювання температури?
- 9 Що називають абсолютно чорним тілом, сірим тілом?
- 10 Методика визначення коефіцієнта чорноти в даній роботі.

## На оцінку “відмінно”

- 11 Сформулювати та довести закон Кірхгофа.
- 12 Пояснити механізми теплового випромінювання.
- 13 Користуючись виразом для випромінювальної здатності (10), одержати закон Стефана-Больцмана (7).
- 14 Розкрийте сутність гіпотези Планка. На базі квантових уявлень вивести вираз для середньої енергії випромінювання з частотою  $\nu$ .
- 15 Вивести формулу для розрахунку похибок визначення коефіцієнта чорноти (15).

## 7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.
- 2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми, 2003.
- 3 Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики. У 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: Высш. шк., 1990.
- 5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
- 6 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М: Наука, 1980.
- 7 Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. Том 3. Волновые процессы. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Высш. шк., 1977.

## Лабораторна робота 6.2

### ДОСЛІДЖЕННЯ ЗОВНІШНЬОГО ФОТОЕФЕКТУ

#### 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Визначити величину сталої Планка.
- 2 Визначити роботу виходу електрона з металу.

#### 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Розрізняють два типи фотоефекту – зовнішній та внутрішній. **Зовнішнім фотоефектом** називають вихід електронів з поверхні матеріалу в навколишній простір під дією світла. Як правило, він спостерігається у провідниках. На відміну від цього **внутрішній фотоефект** має місце насамперед у напівпровідниках і полягає у вивільненні електронів від зв'язків з атомами під дією світла та набутті ними якості вільних зарядів без виходу за межі матеріалу. Обидва типи фотоефекту широко застосовуються в техніці. Так, зовнішній фотоефект є основою для роботи так званих фотоелектричних помножувачів та електронно-оптичних підсилювачів, які є складовими приладів нічного бачення. Матриці чутливих до світла напівпровідникових діодів є базовим елементом сучасних пристроїв для фото- та відеозйомки.

Механізми зовнішнього та внутрішнього ефектів пояснює рисунок 1. В об'ємі провідника існують вільні заряди, які можуть рухатися в межах провідника, проте не можуть самовільно його залишати. Щоб подолати сили притягання з боку позитивно заряджених іонів у вузлах кристалічної решітки, потрібно надати електрону додаткової кінетичної енергії. Одним з варіантів отримання необхідної енергії електроном є поглинання світлового випромінювання. Аналогічним чином відбувається і внутрішній фотоефект.

Російським фізиком О.Г. Столетовим (1889 р.) експериментально встановлено, що характер протікання зовнішнього фотоефекту визначається трьома законами:

- 1) Кількість електронів, що вибиваються світлом з поверхні металу за одну секунду (так званих фотоелектронів), прямо пропорційна до інтенсивності світлового потоку.
- 2) Швидкість фотоелектронів визначається виключно частотою падаючого випромінювання та не залежить від інтенсивності світлового потоку.
- 3) Існує мінімальна частота світлового випромінювання, за якої фотоэффект ще є можливим. Цю частоту (або відповідну довжину хвилі) називають **червоною границею фотоэффекту**.

Вольт-амперні характеристики (ВАХ) фотоелемента – приладу, в основу роботи якого покладено явище фотоэффекта, – показані на рисунку 2. Наявність частини ВАХ в області від’ємних напруг свідчить про те, що електрони

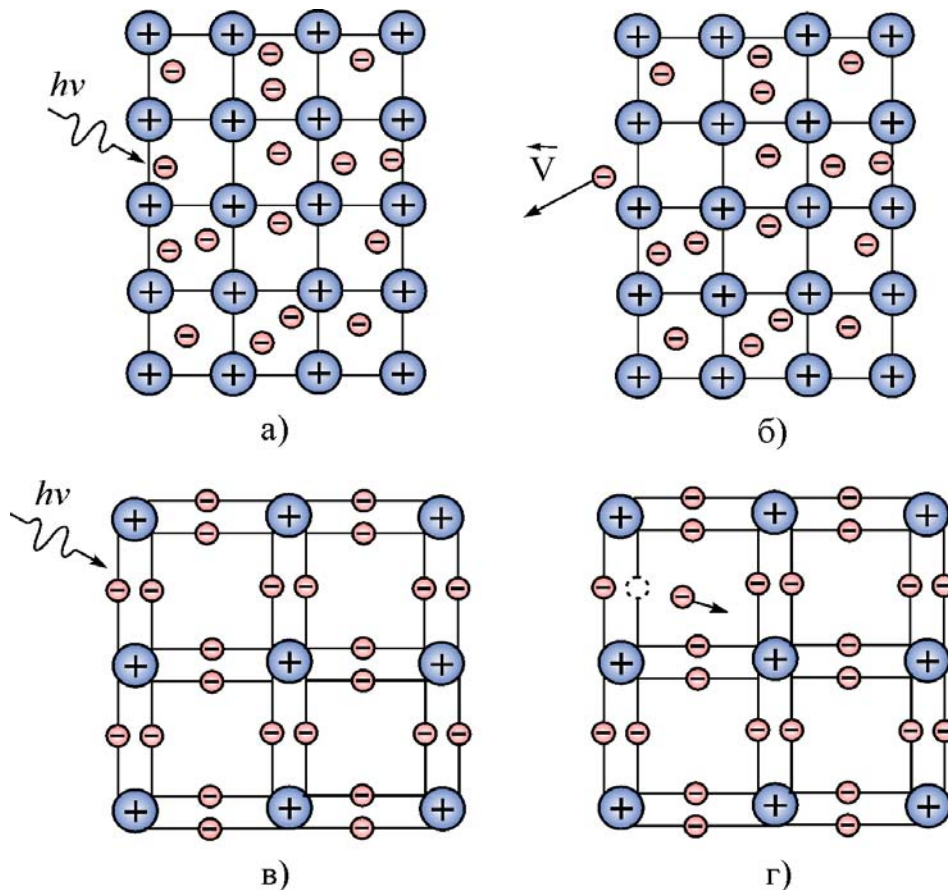


Рисунок 1 – Зовнішній фотоэффект супроводжується виходом електрона за межі матеріалу, що опромінюється (а, б). Внутрішній фотоэффект полягає у виході електрона, що зв'язаний з іоном, у простір між вузлами кристалічної решітки (в, г)



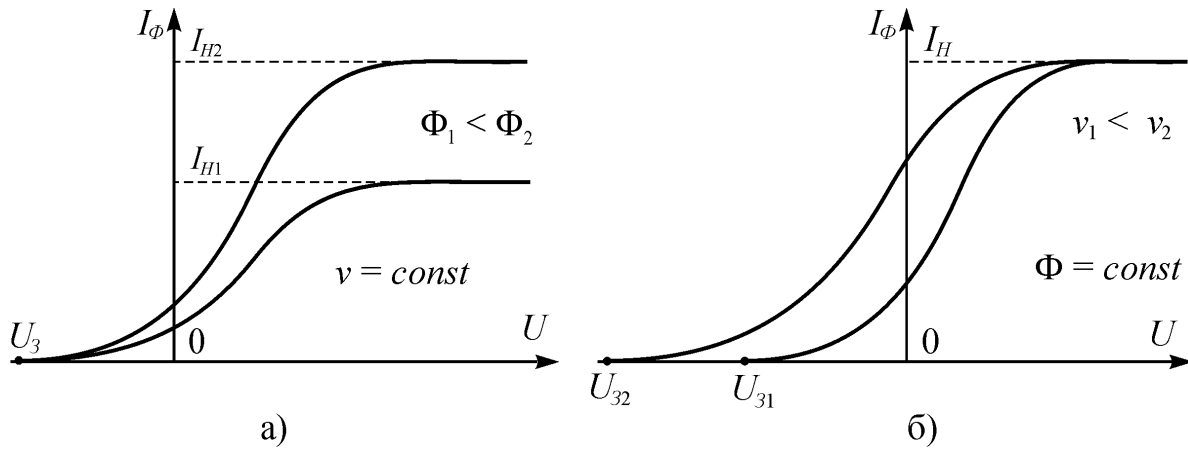


Рисунок 2 – Вольт-амперні характеристики фотоелемента а) для різних величин світлового потоку  $\Phi$ , б) для різних частот світлового випромінювання  $\nu$

вилітають із катода фотоелемента з деякою початковою швидкістю. Максимальне значення швидкості  $V$  буде визначати так звану **затримувальну напругу**  $U_3$  – напругу, яку потрібно прикласти між анодом і катодом для припинення фотоструму

$$\frac{m_e V^2}{2} = eU_3, \quad (1)$$

де  $e$  – модуль заряду електрона ( $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$  Кл);  $m_e$  – маса електрона ( $m_e = 9,11 \cdot 10^{-31}$  кг). З рисунка 2 бачимо, що швидкості фотоелектронів залежать від частоти падаючого випромінювання і не залежать від інтенсивності. У той самий час інтенсивність світлового потоку визначає величину струму насичення.

Явище фотоефекту є експериментальним підтвердженням корпускулярної природи світла, суть якої в тому, що світло випромінюється, поширюється та поглинається неподільними порціями або **фотонами**. Енергію фотона визначають його частотою  $\nu$  як

$$\varepsilon = h\nu, \quad (2)$$

де  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – одна з фундаментальних фізичних констант, яку називають **сталою Планка**. Вважаючи, що електрон поглинає лише один фотон, закони фотоефекту легко пояснюються з міркувань закону збереження енергії

$$h\nu = A + \frac{m_e V^2}{2}, \quad (3)$$

де  $A$  – так звана **робота виходу** – енергія, яку необхідно надати електрону на подолання сил притягання з боку кристалічної решітки. Саме наявність  $A$  зумовлює існування червоної межі фотоефекту. Якщо частота випромінювання  $\nu < \nu_0 = A/h$ , то після поглинання фотона електрон не отримує енергії, необхідної для виходу з матеріалу катода. Вираз (3) ще називають **рівнянням Ейнштейна для фотоефекту**.

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Фотоелемент.
- 2 Освітлювач.
- 3 Реостат.
- 4 Набір світлофільтрів.
- 5 Вольтметр.
- 6 Гальванометр.
- 7 Два ключі.

### 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

З урахуванням (1) рівняння Ейнштейна (3) можна переписати у вигляді

$$h\nu = A + eU_3. \quad (4)$$

Останній вираз є більш зручним з точки зору проведення експерименту. Вимірювати швидкість фотоелектронів дуже важко, в той час як процедура визначення затримувальної напруги  $U_3$  є достатньо простою. Установка для дослідження фотоефекту зображена на рисунку 3, а її принципова схема – на рисунку 4а.

З означення випливає, що  $U_3$  – така напруга, прикладена у зворотному напрямку, за якої не буде протікати струм через фотоелемент.

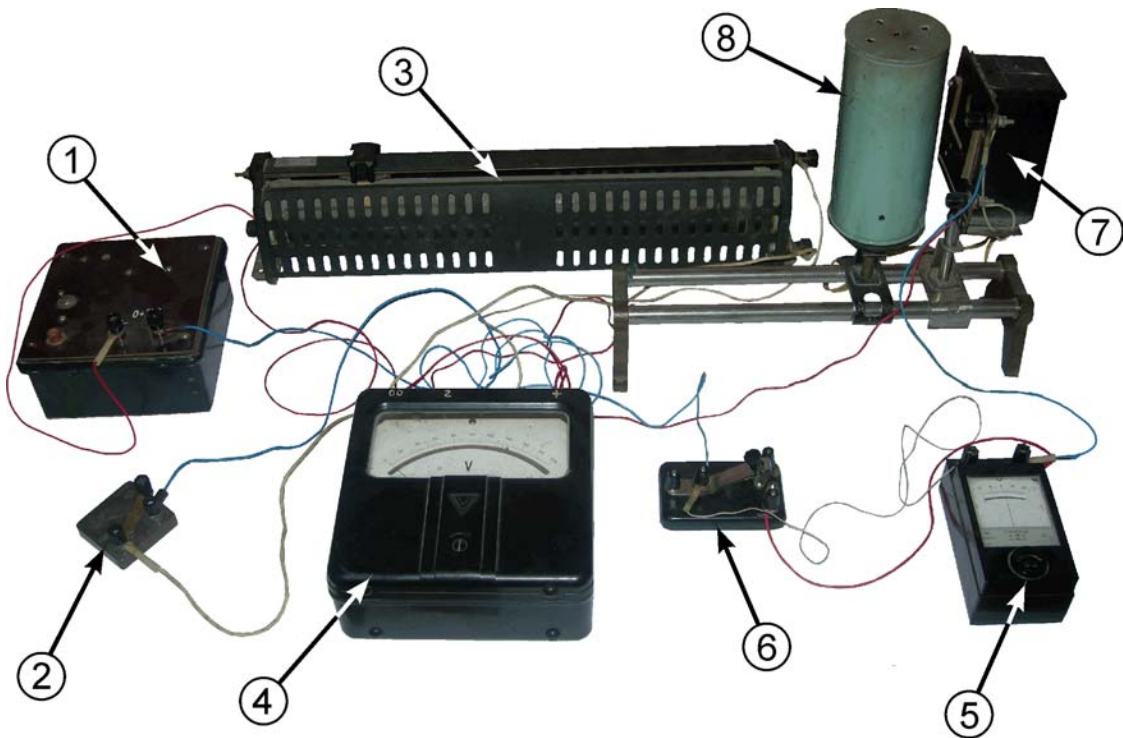


Рисунок 3 – Лабораторна установка: 1 – блок живлення; 2 – ключ  $K_1$ ; 3 – реостат; 4 – вольтметр; 5 – гальванометр; 6 – ключ  $K_2$ ; 7 – фотоеlement; 8 – освітлювач

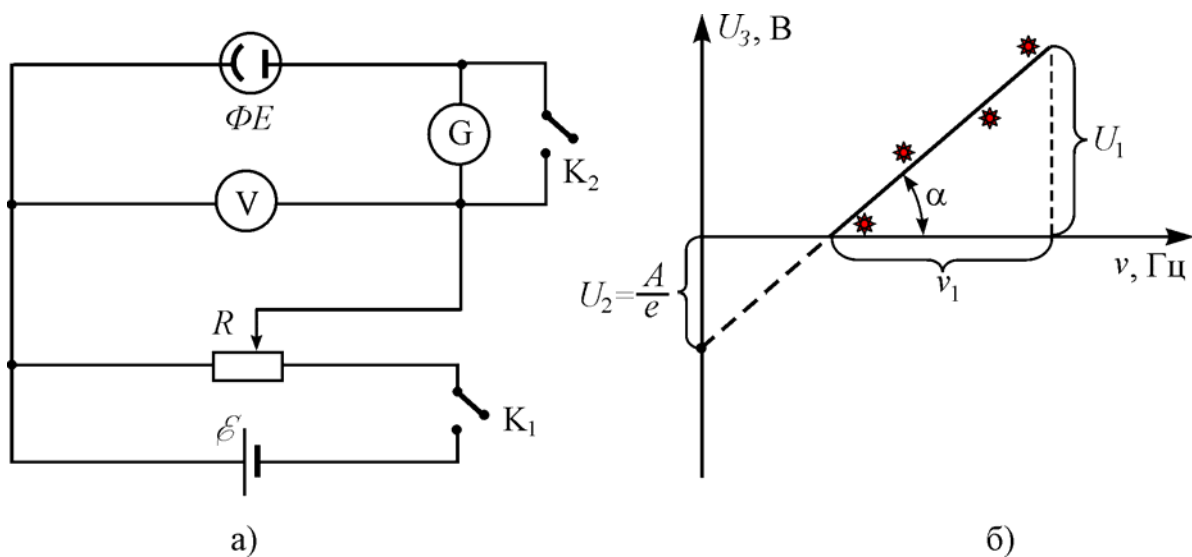


Рисунок 4 – Принципова схема установки (а); залежність затримувальної різниці потенціалів від частоти (б)

Відсутність струму в електричному колі фіксується за допомогою чутливого гальванометра (5). При цьому вольтметр покаже шукану величину  $U_3$ . Природно, що різним частотам відповідатимуть

різні значення затримувальної напруги, а з (4) випливає, що залежність  $U_3(\nu)$  матиме лінійний характер

$$U_3 = \frac{h}{e} \nu - \frac{A}{e}. \quad (5)$$

У виразі (5)  $h/e$  не є нічим іншим, як тангенсом кута нахилу, а  $A/e$  – точка перетину прямої з віссю ординат. Для освітлення фотоелемента світлом, близьким до монохроматичного, використовуються світлофільтри із заданою смугою пропускання. Шляхом заміни світлофільтрів на шляху між освітлювачем (8) та фотоелементом (7) можна одержати набір експериментальних значень  $U_3(\nu)$ , який має репрезентувати пряму лінію (див. рисунок 4б). Згідно з (5) тангенс кута нахилу одержаної прямої визначить вимірне значення сталої Планка

$$\frac{h}{e} = \operatorname{tg} \alpha \Rightarrow h = e \operatorname{tg} \alpha, \quad (6)$$

а точка перетину графіка з віссю  $U_3$ , у свою чергу, визначить роботу виходу  $A$  для матеріалу катода.

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
- 2 Підключіть реостат до джерела живлення (1). Увімкніть освітлювач (8) у мережу живлення та зробіть відстань між ним та фотоелементом (7) якомога меншою.
- 3 Візьміть світлофільтр із запропонованого набору та розмістіть його між освітлювачем та фотоелементом.
- 4 Шляхом переміщення бігунка реостата компенсуйте струм у колі фотоелемента. При цьому стрілка гальванометра вказуватиме на нульову позначку. Запишіть значення затримувальної напруги до таблиці 1.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Колір фільтра		Червоний	Помаранчевий	Жовтий	Зелений	Синій	Фіолетовий
$\lambda$ , нм		630	580	560	525	470	430
$\Delta\lambda$ , нм		2	2	2	2	2	2
$\nu$ , Гц $\cdot 10^{14}$							
$\Delta\nu$ , Гц $\cdot 10^{14}$							
$U_3$ , В	№	1					
		2					
		3					
		4					
		5					
$\langle U_3 \rangle$ , В							
$\Delta\nu_{max} =$		$\Delta U_3 =$					

*Процес правильного позиціонування бігунка є трудомістким і передбачає рух в обох напрямках. При цьому стрілка гальванометра буде зазнавати коливань. Для їх гасіння в схему вмонтований ключ  $K_2$ . Короткочасним натисканням на  $K_2$  стрілка гальванометра швидко виводиться на свій рівноважний рівень.*

- 5 Повторіть вимірювання для того самого світлофільтра ще 4 рази. Результати запишіть до таблиці 1.
- 6 Повторіть операції, наведені у пунктах 4 та 5 для решти світлофільтрів з набору. Результати запишіть до таблиці 1.
- 7 Визначте похибку вимірювання затримувальної напруги  $\Delta U_3$  за формулою

$$\Delta U_3 = \frac{\delta U \cdot U_{\max}}{100}, \quad (7)$$

де  $\delta U$  – клас точності вольтметра, зазначений на корпусі або на шкалі приладу;  $U_{\max}$  – його верхня межа вимірювання. Занесіть одержане значення до таблиці 1.

- 8 Обчисліть значення частот, що відповідають значенням відповідних довжин хвиль.

- 9 Підготуйте координатну площину  $U_3(\nu)$  на міліметровому папері в такому масштабі, щоб експериментальні дані займали усе її поле.
- 10 Обчисліть середні значення  $U_3$  та нанесіть точки, що відповідають експериментально знайденим даним  $\langle U_3(\nu) \rangle$ , на координатну площину.
- 11 За допомогою лінійки проведіть пряму лінію так, щоб кожна одержана експериментально точка лежала якомога ближче до неї.
- 12 Знайдіть тангенс кута нахилу одержаної прямої  $\alpha$ , як показано на рисунку 4б,

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{U_1}{\nu_1}, \quad (8)$$

та розрахуйте сталу Планка за виразом (6).

- 13 Зробіть оцінку похибки вимірювань

$$\Delta h = h \left[ \frac{\Delta U_1}{U_1} + \frac{\Delta \nu_1}{\nu_1} \right]. \quad (9)$$

Тут в якості  $\Delta U_1$  слід брати інструментальну похибку  $\Delta U_3$ , а в якості  $\Delta \nu_1$  – максимальне значення похибки визначення частоти  $\Delta \nu_{\max}$  з ряду  $\Delta \nu$ , що відповідають кожному світлофільтру,

$$\Delta \nu = \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \nu. \quad (10)$$

- 14 Підготуйте другу координатну площину  $U_3(\nu)$  на міліметровому папері в такому масштабі, щоб одержати точку перетину експериментального графіка з віссю  $U_3$ .
- 15 Знайдіть відстань  $U_2$  між точкою перетину графіка з віссю  $U_3$  та нулем координат і визначте роботу виходу  $A$  електронів з матеріалу катода

$$A = eU_2. \quad (11)$$

- 16 Зробіть оцінку похибки визначення  $A$  за формулою

$$\Delta A = \frac{\Delta U_3}{U_2} A. \quad (12)$$

17 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

### На оцінку “задовільно”

- 1 У чому сутність явища фотоефекту?
- 2 Що називають затримувальною напругою?
- 3 Записати рівняння Ейнштейна для фотоефекту.
- 4 Нарисувати принципову схему установки та пояснити призначення її елементів.
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### На оцінку “добре”

- 6 Сформулювати три закони фотоефекту.
- 7 Що називають роботою виходу? Як її визначають та від чого вона залежить?
- 8 Яку форму має залежність затримувальної напруги від частоти? Відповідь аргументувати.
- 9 Нарисувати якісну типову вольт-амперну характеристику фотоелемента та пояснити процеси, що відбуваються на її основних ділянках.
- 10 Навести приклади застосування фотоефекту.

### На оцінку “відмінно”

- 11 Пояснити різницю між внутрішнім та зовнішнім фотоефектами.
- 12 Розкрити методику визначення сталої Планка в лабораторній роботі.
- 13 Який фізичний зміст має стала Планка?
- 14 Як пояснюються закони фотоефекту з позицій корпускулярного уявлення про світло?
- 15 Вивести формулу визначення сталої Планка.

## 7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

- 1 Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.
- 2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми, 2003.
- 3 Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики. У 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.:Высш. шк., 1990.
- 5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
- 6 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М.: Наука, 1980.
- 7 Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. Том 3. Волновые процессы. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Высш. шк., 1977.



## Лабораторна робота 6.3

# ДОСЛІДЖЕННЯ ВИДИМОГО СПЕКТРА АТОМАРНОГО ВОДНЮ

## 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Експериментально переконатися у тому, що спектр випромінювання атомарного водню є дискретним.
- 2 Ознайомитися з принципом роботи монохроматора УМ-2.
- 3 Визначити сталу Рідберга.

## 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

**Спектр випромінювання** – це сукупність довжин (або частот) електромагнітних хвиль, які здатна випромінювати речовина. Також, коли говорять про спектр, автоматично мають на увазі характер розподілу енергії випромінювання за довжинами хвиль. Надалі будемо мати на увазі лише **оптичні спектри**, або спектри, що відповідають **оптичному** діапазону довжин хвиль (~ 400-700 нм).

Дослідження спектрів випромінювання різних хімічних елементів та їх сполук має велике значення як з фундаментальної, так і з практичної точок зору. Механізми випромінювання напряму пов'язані з будовою атома та принципами взаємодії його структурних елементів. Випромінювання атомом електромагнітної хвилі є наслідком зміни його стану, а енергія випромінювання слугує кількісною характеристикою таких змін. Таким чином, спектр випромінювання відображає хімічну та фізичну індивідуальність атомів і молекул та дає однозначну інформацію про їх внутрішню будову.

Практичне значення даного питання є прямим продовженням його фундаментальної цінності. Оскільки спектр є фактично “паспортом” хімічного елемента або сполуки, дослідження спектра випромінювання може дати якісну та кількісну інформацію про склад речовини. Метод визначення хімічного складу речо-

вини за допомогою вивчення спектра її випромінювання називають *спектральним аналізом*. У переважній більшості випадків спектральний аналіз точніший, швидший та більш чутливий за хімічні методи і тому широко застосовується у сучасному виробництві та наукових дослідженнях. Особливу роль даний метод відіграє в астрофізиці: тут це єдиний експериментальний метод визначення хімічного складу речовин зірок та міжзоряного середовища, а також швидкості руху космічних об'єктів.

Історія сучасних уявлень про мікроскопічну будову речовини починається з початку 20-го сторіччя і свідчить про ключову роль аналізу спектрів випромінювання. У 1911 р. англійський фізик Е. Резерфорд на основі аналізу даних відомого експерименту з розсіювання  $\alpha$ -частинок на тонкому шарі золота запропонував так звану планетарну модель атома. Згідно з цією моделлю атом складається з позитивно зарядженого ядра, навколо якого обертаються електрони. При цьому майже вся маса атома зосереджена в ядрі, а характерні відстані електронів від центра ядра набагато більші від його діаметра. Класична електродинаміка передбачає безперервне випромінювання електромагнітної хвилі зарядженою частинкою, що рухається з прискоренням за рахунок її енергії. Для електрону, що обертається навколо ядра, втрати енергії за рахунок випромінювання повинні зумовити поступове зменшення радіуса його орбіти до нульового значення. Останнє означає падіння електрона на ядро та припинення існування атома. Проте досвід показує, що час стабільного існування атомів може бути необмежено довгим.

З іншого боку, електрон, що обертається по орбіті змінного радіуса, повинен випромінювати хвилю змінної частоти безперервного спектра. Проте експериментально встановлено, що атомарні спектри хімічних елементів є *дискретними*. В цьому і полягає сутність другого протиріччя планетарної моделі атома з точки зору класичних уявлень про матерію.

Перша спроба розв'язати дану проблему була зроблена датським фізиком Н. Бором у 1913 р. В її основу покладено два постулати, які просто стали узагальненням експериментальних фактів та вважалися правильними, незважаючи на їх несумісність із класичною фізикою.

**Перший постулат Бора** пояснює можливість стабільного існування атомів і формулюється так: атом здатен необмежено довгий час перебувати лише в особливих стаціонарних станах, кожному з яких відповідає своя енергія  $W_n$ . Тут індекс  $n$  позначає номер стану,  $n = 1, 2, 3 \dots$  – ціле додатне число, яке ще називають **головним квантовим числом**. У стаціонарних станах атом не випромінює та не поглинає енергію. Для планетарної моделі атома це означає, що електрон в атомі може рухатися лише по строго визначених колових стаціонарних орбітах. Радіуси стаціонарних орбіт визначаються з так званого **правила квантування моменту імпульсу**

$$L_n = m_e V_n r_n = 2\pi n h, \quad (1)$$

де  $L_n$  – момент імпульсу електрона;  $r_n$  – радіус орбіти електрона в  $n$ -му стані;  $V_n$  – швидкість руху електрона;  $m_e$  – маса електрона;  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка. Таким чином, момент імпульсу має бути дискретною величиною.

**Другий постулат Бора:** випромінювання або поглинання атомом енергії відбувається лише при переходах з одного стаціонарного енергетичного рівня на інший. Частота випромінювання  $\nu_{nm}$  при цьому визначається значеннями енергії в станах  $n$  та  $m$

$$h \nu_{nm} = W_n - W_m. \quad (2)$$

Для планетарної моделі атома даний постулат зумовлює те, що випромінювання енергії відбувається під час переходу електрона з орбіти з більшим радіусом на орбіту з меншим радіусом. Перехід же електрона з орбіти з меншим радіусом на орбіту з більшим радіусом відбувається за рахунок поглинання енергії. Даний постулат необхідний для пояснення здатності атома випромінювати і поглинати хвилі, спектр яких є дискретним.

Знайдемо зв'язок між постулатами Бора та дискретністю спектра випромінювання атома водню. Будемо вважати електрон та ядро атома зарядженими матеріальними точками, динаміка яких відбувається за класичними законами. Оскільки маса ядра набагато більша від маси електрона, ядро можна вважати нерухомим.

На електрон з боку ядра буде діяти сила Кулона. За другим законом Ньютона рух електрона по стаціонарній орбіті описується таким рівнянням:

$$\frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n^2} = \frac{m_e V_n^2}{r_n}, \quad (3)$$

де  $\epsilon_0 = 8,85 \cdot 10^{-12}$  Ф/м – електрична стала. Сумісне розв'язання співвідношень (1) та (3) відносно радіуса та швидкості дасть

$$V_n = \frac{e^2}{2\epsilon_0 n h}, \quad r_n = \frac{\epsilon_0 h^2}{\pi m_e e^2} n^2. \quad (4)$$

Повна енергія електрона визначається сумою кінетичної та потенціальної складових

$$W_n = W_n^{\text{кін}} + W_n^{\text{пот}} = \frac{m_e V_n^2}{2} - \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 r_n}. \quad (5)$$

Підстановкою (4) в (5) одержимо вираз для енергії електрона

$$W_n = W(n) = -\frac{m_e e^4}{8\epsilon_0^2 h^2} \frac{1}{n^2}. \quad (6)$$

З урахуванням (2) та співвідношення між циклічною частотою та довжиною хвилі  $\nu = c/\lambda$  одержимо вираз, який задає дискретну послідовність довжин хвиль спектра атома водню

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{R}{c} \left( \frac{1}{m^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (7)$$

де  $m = 1, 2, 3 \dots$  – додатне ціле число, а

$$R = \frac{m_e e^4}{8h^3 \epsilon_0^2} = 3,29 \cdot 10^{15} \text{ (с}^{-1}\text{)} \quad (8)$$

називають *сталю Рідберга*. Зауважимо, що у планетарній моделі атома ціле число  $n$  позначає номер орбіти, з якої електрон переходить на нижчу орбіту, номер якої, у свою чергу, позначається числом  $m$ .

Вираз (7) визначає можливі довжини хвиль випромінювання атома водню, які напрочуд добре узгоджуються з експериментальними даними. Проте, спроби описати за допомогою теорії Бора спектри більш складних атомів не дали позитивного результату. Тому на сьогодні дана теорія має виключно історичне значення як перехідний етап від класичної фізики до квантової.

Більш складний та послідовний підхід, який дозволяє у принципі описати спектри випромінювання усіх без винятку атомів базується на так званому рівнянні Шредінгера. Дискретний спектр енергії валентних електронів у атомах впливає безпосередньо з умови існування розв'язку вказаного рівняння. Цікаво, що серіальна формула (7) виявляється справедливою з позицій нової теорії, що, за великим рахунком, є випадковим збігом.

Спектральні лінії атома водню можна об'єднати у групи згідно зі значенням величини  $m$  у співвідношенні (7). Усі довжини хвиль випромінювання атомів, що відбувається при переході електронів з будь-якої орбіти на певну, яка визначається величиною  $m$ , називають **серією**. Серії в спектрі атома водню отримали свої назви.

- $m = 1$  – серія **Лаймана** ( $n = 2, 3, 4\dots$ ), вона належить до ультрафіолетової частини спектра;
- $m = 2$  – серія **Бальмера** ( $n = 3, 4, 5\dots$ ) – ця серія вивчається в даній роботі, вона лежить у видимій частині спектра;
- $m = 3$  – серія **Пашена** ( $n = 4, 5, 6 \dots$ ), лежить у близькій інфрачервоній (ІЧ) області;
- $m = 4$  – серія **Брекета** ( $n = 5, 6, 7\dots$ ), лежить у близькій ІЧ області;
- $m = 5$  – серія **Пфунда** ( $n = 6, 7, 8 \dots$ ), лежить у далекій ІЧ області.

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Монохроматор УМ-2.
- 2 Блок живлення.
- 3 Капілярна трубка з воднем.
- 4 Індукційна високовольтна котушка.
- 5 Графік залежності довжини хвилі від показів барабана монохроматора (дисперсійна крива).

### 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Перепишемо співвідношення (7) у такому вигляді

$$\lambda = \frac{c}{R} \cdot \frac{m^2 n^2}{n^2 - m^2}. \quad (9)$$

Для експериментальної перевірки справедливості виразу (9) в межах видимої частини спектра ( $m = 2$ ) потрібно показати лінійність залежності

$$\lambda = \lambda(r) = Ar, \quad (10)$$

де

$$r = r(n) = \frac{4n^2}{n^2 - 4}, \quad (11)$$

а константа  $A$  дорівнює  $c/R$ . Тут  $n = 3, 4, 5, 6$ , оскільки у лабораторній роботі спостерігаються 4 спектральних лінії.

За кімнатних температур водень перебуває у молекулярному стані ( $H_2$ ). Крім того, електрони у молекулах перебувають в основних станах, тому випромінювання відсутнє. У найпростіший спосіб одержати атомарний водень, електрони якого перебувають у збуджених станах, можна шляхом прикладання високої напруги до розрідженого молекулярного водню. В даній лабораторній роботі газ знаходиться у спеціальній капілярній трубці (2) (див. рисунок 1), до якої підводиться напруга від індукційної високовольтної котушки (3). Наявні внаслідок спонтанної іонізації електрони

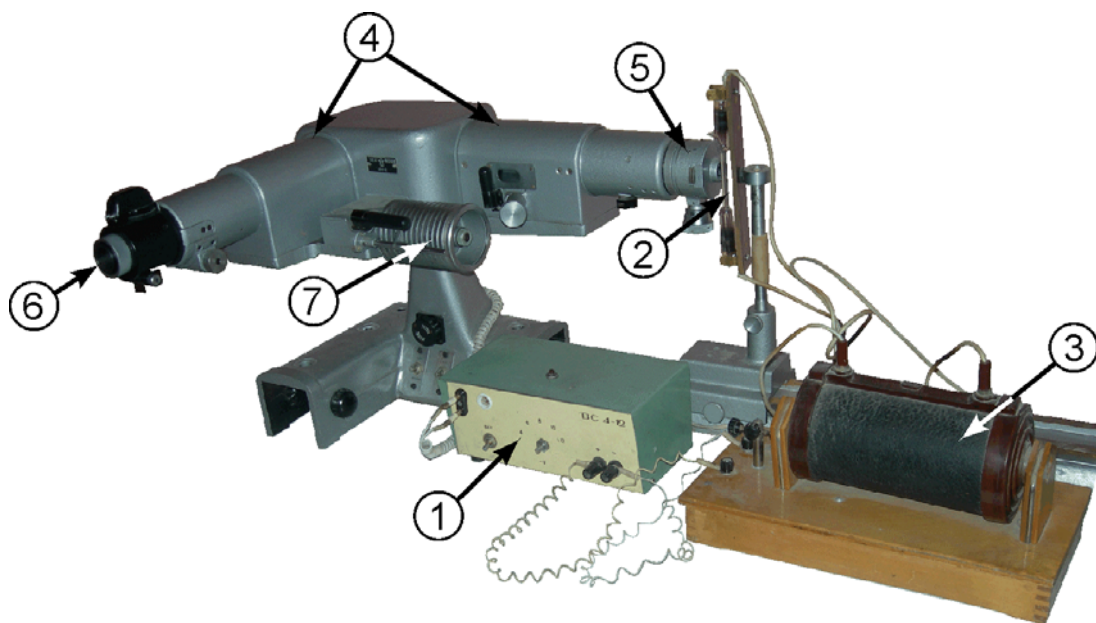


Рисунок 1 – Зовнішній вигляд лабораторної установки: 1 – блок живлення; 2 – капілярна трубка з воднем; 3 – індукційна високовольтна котушка; 4 – монохроматор УМ-2; 5 – коліматор; 6 – окуляр; 7 – барабан

та іони водню розганяються полем та стикаються з молекулами водню. Внаслідок цього з'являються нові іони та електрони, які, у свою чергу, також розганяються полем і т.д. Таким чином, має місце лавинний розряд, наслідком якого є утворення окремих атомів водню у збудженому стані. Самочинний перехід електронів зі збуджених станів до основного супроводжується випромінюванням світлових хвиль, і газ у трубці світиться яскраво-бузковим кольором.

Таке забарвлення свідчить про те, що джерело світла є **немонохроматичним**. Щоб одержати інформацію про спектральний склад даного світла, достатньо пропустити його вузький пучок через скляну призму. За рахунок того, що швидкість поширення електромагнітної хвилі в середовищі залежить від довжини хвилі (дане явище називають **дисперсією**), заломлене світло для різних довжин хвиль буде виходити з призми під різними кутами (див. рисунок 2а). Залежність кута виходу променя з призми є тією інформаційною ознакою, за якою можна виміряти довжину хвилі. Дана ідея реалізована у вимірювальному приладі, який на-

зивають **монохроматором** (див. рисунок 1). У даній роботі використовується монохроматор типу УМ-2. Незважаючи на свій “поважний” вік (його було спроектовано у 50-х роках 20-го століття), дана модель використовується до сьогодні через свою вдалу конструкцію. Оптична схема приладу наведена на рисунку 2б). Завдяки вхідній щілині (1) та системі лінз конденсора (2), що входять до коліматора, на систему призм (3) потрапляє вузький пучок світла від джерела. Система призм може обертатися у площині рисунка таким чином, що у полі зору окуляра (6) виявляються лише промені з того чи іншого діапазону довжин хвиль. Призми (3) повертаються шляхом обертання барабана (7) (див. рисунок 1), на якому є шкала в градусах. Кожній поділці на барабані відповідає та довжина хвилі видимого діапазону, на яку вказує візир (5) (рисунок 2). Зображення візира можна бачити у центрі поля зору окуляра (6) (див. рисунок 3а). Безпосереднє значення довжини хвилі залежно від показання барабана визначається за допомогою спеціального графіка – дисперсійної кривої даного монохроматора (див. рисунок 3б).

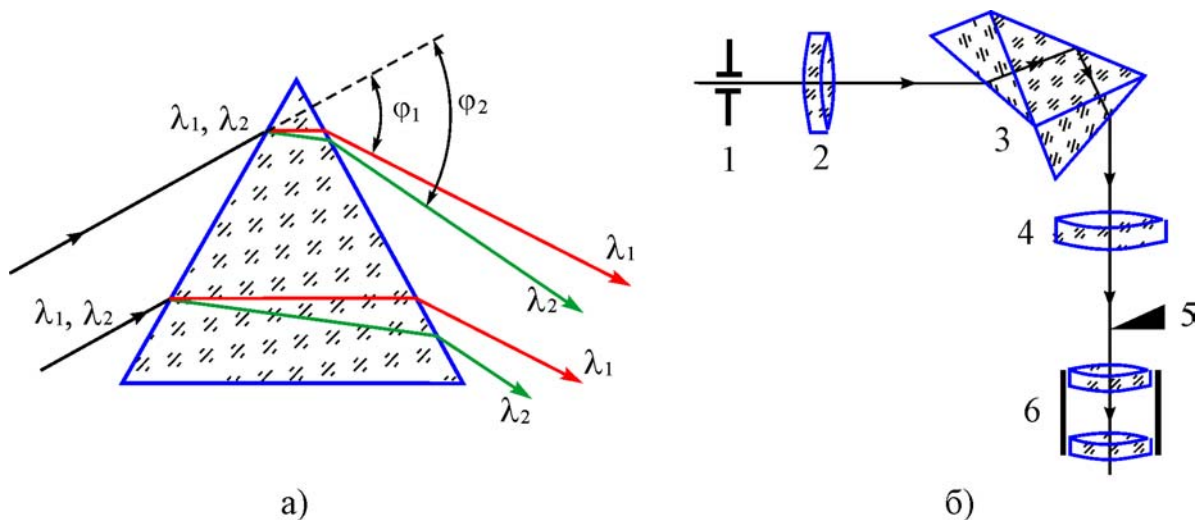


Рисунок 2 – Хід світлових хвиль з різною довжиною через призму (а). Оптична схема монохроматора УМ-2 (б): 1 – вхідна щілина коліматора; 2 – конденсор; 3 – дисперсійний елемент (призма Аббе); 4 – об’єктив; 5 – візир; 6 – окуляр



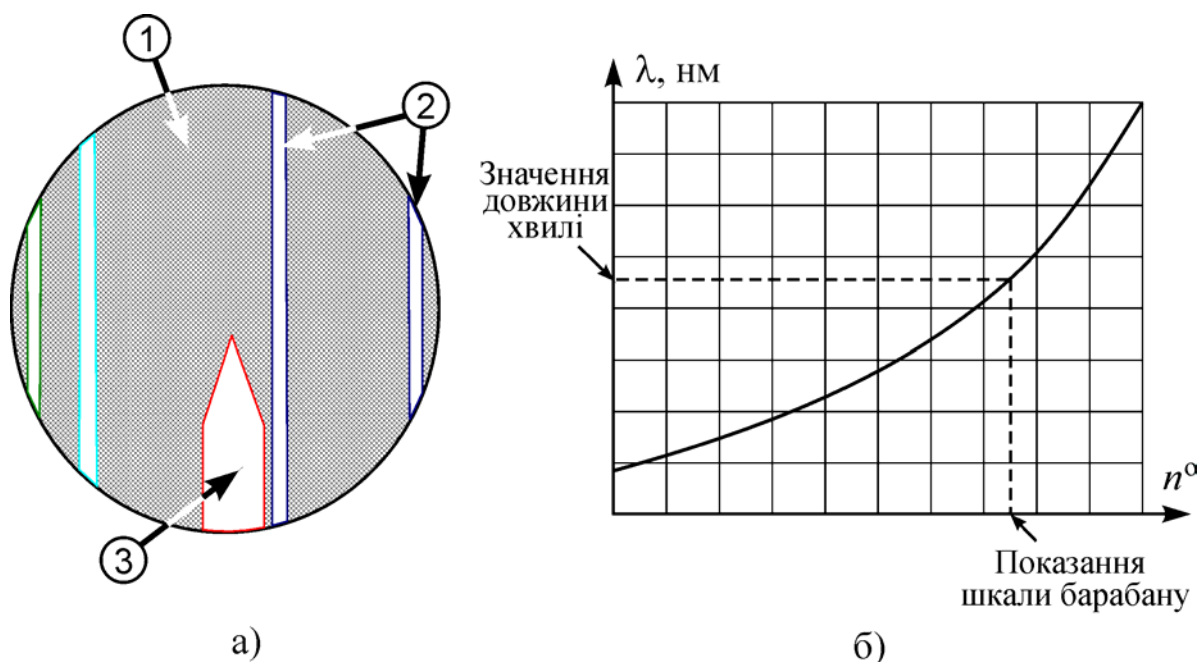


Рисунок 3 – Поле зору окуляра (а): 1 – темний фон; 2 – спектральні лінії; 3 – візир. Характерний вигляд дисперсійної кривої (б)

Якісний аналіз спектра випромінювання водню показує, що даний елемент дійсно випромінює лише хвилі на окремих частотах, що є прямим доказом дискретності спектра енергій електрона в атомі.

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з будовою установки та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.

**УВАГА!** Окремі елементи лабораторної установки знаходяться під високою напругою. Тому заборонено знімати кожух з капілярної трубки та контактувати з індукційною котушкою (3) (див. рисунок 1).

- 2 Увімкніть установку в мережу. Натисканням пускової кнопки на блоці живлення (1) подайте напругу на трубку з воднем (5). Обертаючи барабан (7), позиціонуйте першу (червону) спектральну лінію точно по візир. Показання на барабані запишіть до таблиці 1.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

Колір лінії	$n$	$r(n)$	Кількість поділок					Середнє, в поділках	$\lambda$ , нм
			№ досліду						
			1	2	3	4	5		
Червоний	3								
Зелено-блакитний	4								
Синій	5								
Слабко-фіолетовий	6								

*Для запобігання виходу з ладу капілярної трубки не слід довго тримати пускову кнопку у ввімкненому положенні.*

- 3 Повторіть дослід зі знаходження першої лінії ще 4 рази. Результат занесіть до таблиці 1.
- 4 Знайдіть решту спектральних ліній та виміряйте відповідні їм кількості поділок, як було сказано у попередніх пунктах. Результати занесіть до таблиці 1.
- 5 Визначте середні значення показів барабана монохроматора для кожної спектральної лінії та за дисперсійною кривою знайдіть відповідні значення довжин хвиль.

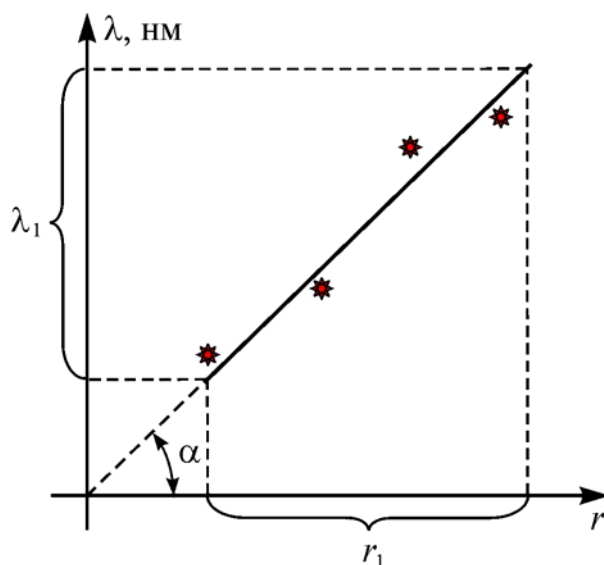


Рисунок 4 – До визначення сталої Рідберга за експериментальними даними

- 6 Заповніть решту таблиці 1. Значення  $r(n)$  слід знаходити за формулою (11).
- 7 Одержані значення нанесіть на графік  $\lambda(r)$  (див. рисунок 4) та проведіть пряму лінію так, щоб кожна одержана експериментально точка лежала якомога ближче до неї.
- 8 Знайдіть тангенс кута нахилу одержаної прямої  $\alpha$  згідно з рисунком 4

$$\operatorname{tg} \alpha = \lambda_1 / r_1 . \quad (12)$$

- 9 Визначте сталу Рідберга як

$$R = c / \operatorname{tg} \alpha . \quad (13)$$

- 10 Порівняйте одержане за формулою (13) значення з теоретичним, що дається виразом (8).
- 11 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

### На оцінку “задовільно”

- 1 Описати планетарну модель атома.
- 2 Сформулювати постулати Бора.
- 3 Що називають дисперсійною кривою монохроматора?
- 4 Що таке спектроскопія?
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### На оцінку “добре”

- 6 Пояснити механізм випромінювання електромагнітної хвилі атомом. Чому спектр випромінювання є дискретним?
- 7 В чому суть явища дисперсії? Її роль у роботі монохроматора.
- 8 Описати будову та принцип роботи монохроматора УМ-2.
- 9 У чому переваги спектроскопії над іншими методами? Навести приклади.

- 10 Як у даній роботі за експериментальними даними визначається стала Рідберга?

**На оцінку “відмінно”**

- 11 Які протиріччя містить теорія Бора?  
12 Яким чином водень у капілярній трубці починає світитися? Якими процесами це супроводжується?  
13 Розрахувати енергію, швидкість та радіус орбіти електрона в атомі водню.  
14 Розрахувати для воднеподібного атома потенціал іонізації та роботу іонізації.  
15 Вивести формулу теоретичного визначення сталої Рідберга (8).

**7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ**

- 1 Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М.: Наука, 1989.  
2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми, 2003.  
3 Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики. У 2 книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001  
4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.:Высш. шк., 1990.  
5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.  
6 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М.: Наука, 1980.  
7 Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. Том 3. Волновые процессы. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Высш. шк., 1977.

## Лабораторна робота 6.4

# ВИЗНАЧЕННЯ ПАРАМЕТРІВ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРА

## 1 МЕТА РОБОТИ

- 1 Ознайомитись із будовою та принципом дії лазера.
- 2 Експериментально переконатися у тому, що лазерне випромінювання є монохроматичним.
- 3 Визначити період, роздільну здатність та кутову дисперсію дифракційної решітки.

## 2 ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

### 2.1 Принцип дії лазера

**Лазери**, або **оптичні квантові генератори**, – це джерела когерентного електромагнітного випромінювання, що працюють на довжинах хвиль від інфрачервоного до ультрафіолетового діапазону включно. Високий ступінь монохроматичності та сфокусованості випромінювання лазерів зробив їх дуже поширеними у наукових дослідженнях, багатьох галузях промисловості та у побутових й офісних пристроях. Жодне інше джерело світла не може забезпечити такі властивості випромінювання. Слово «лазер» є транслітерацією латинської аббревіатури LASER, яка складена з початкових літер словосполучення англійською «Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation», у перекладі – «підсилення світла вимушеним випромінюванням».

Зазначені властивості лазерного випромінювання є наслідком узгодженого, кооперативного випромінювання світла атомами речовини випромінювача. За електромагнітне випромінювання в оптичному діапазоні в атомі, як правило, відповідають валентні (або оптичні) електрони. Згідно з квантовими уявленнями спектр енергій електронів у атомах є дискретним. Рівень із найменшою енергією називають **основним**, а всі інші – **збудженими**. На ос-

новному рівні електрон може знаходитись як завгодно довго, у той час як на збудженому – лише скінченний, як правило, дуже малий проміжок часу ( $\tau \sim 10^{-8}$  с). Випромінювання відбувається при переході електрона зі стану з більшою енергією до стану з меншою енергією, а поглинання світла супроводжується зворотними переходами електрона (див. рисунок 1). Частота  $\omega_{nm}$  електромагнітного випромінювання, яке виникає внаслідок переходу електрона з рівня з енергією  $W_n$  на рівень з енергією  $W_m$  ( $< W_n$ ), визначається співвідношенням

$$h \nu_{nm} = W_n - W_m, \quad (1)$$

де  $h = 6,63 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка.

Крім того, перехід електрона між будь-якими станами може супроводжуватися перетворенням надлишкової енергії на енергію хаотичного теплового руху. Такі переходи називають **тепловими**, і вони також відбуваються в обох напрямках.

Оскільки будь-який збуджений стан є нестабільним, електрон, що опинився на ньому, з часом має перейти на основний. При цьому можливі як прямі переходи відразу до основного стану, так і складні переходи через проміжні енергетичні стани. Випромінювання, яке супроводжує такі переходи, має ймовірнісний характер і називається **спонтанним** (або **самочинним**). Однак наявність лише спонтанного випромінювання не може пояснити існування рівноваги між випромінюванням та речовиною. Спонтанне випромінювання залежить виключно від властивостей атомів-випромінювачів, у той час як процес поглинання визначається також й інтенсивністю падаючого випромінювання. Для того щоб рівновага була можливою, повинен існувати ще один тип випромінювання, який отримав назву **індукованого**. Ключовими властивостями останнього є не лише залежність від величини падаючого на активне середовище зовнішнього випромінювання, а й **абсолютна узгодженість** його за напрямком, фазою, поляризацією та частотою із зовнішнім. Тобто, якщо поруч зі збудженим атомом прямуватиме фотон із частотою, зв'язаною співвідношенням (1) із енергією збудження атома, то відбудеться випромінювання **абсолютно ідентичного** фотона, без поглинання падаючого.

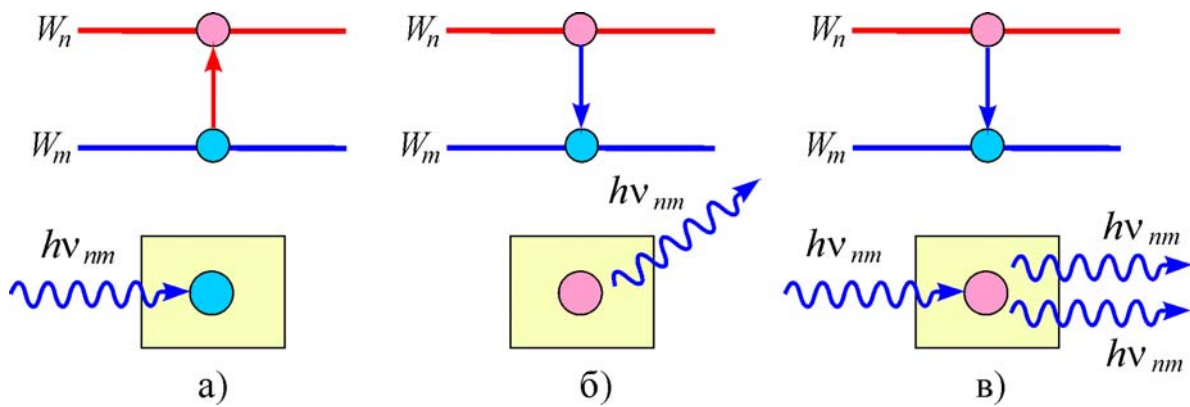


Рисунок 1 – Поглинання фотона та перехід атома на вищий енергетичний рівень (а); спонтанне випромінювання атомом фотона та перехід атому на нижчий енергетичний рівень (б); індуковане випромінювання (в)

Розглянемо шар прозорої речовини, атоми якої можуть бути у станах з енергіями  $W_n$  та  $W_m$ . Нехай дане середовище знаходиться у стані **термодинамічної рівноваги**, і у ньому поширюється монохроматичне світло з частотою  $\nu_{nm} = (W_n - W_m)/h$ . Згідно з розподілом Больцмана кількість атомів  $N_m$ , які знаходяться у стані з енергією  $W_m$ , буде перевищувати кількість атомів  $N_n$ , які знаходяться у стані з енергією  $W_n$ , у

$$\frac{N_m}{N_n} = \exp\left(\frac{W_n - W_m}{k_B T}\right) \quad (2)$$

разів. Тут  $k_B$  – стала Больцмана;  $T$  – термодинамічна температура тіла.

Під час проходження випромінювання через речовину матимуть місце одночасно три процеси: спонтанне та індуковане випромінювання, а також поглинання квантів світла. Для того щоб термодинамічна рівновага була можливою, ймовірність поглинання фотона атомом з енергією  $W_m$  має дорівнювати ймовірності індукованого випромінювання фотону атомом з енергією  $W_n$ . Оскільки  $N_m > N_n$ , то у кінцевому підсумку має спостерігатися поглинання випромінювання. Спонтанне ж випромінювання не буде мати істотного впливу на ситуацію. Такий стан речей є прямим наслідком наявної термодинамічної рівноваги.

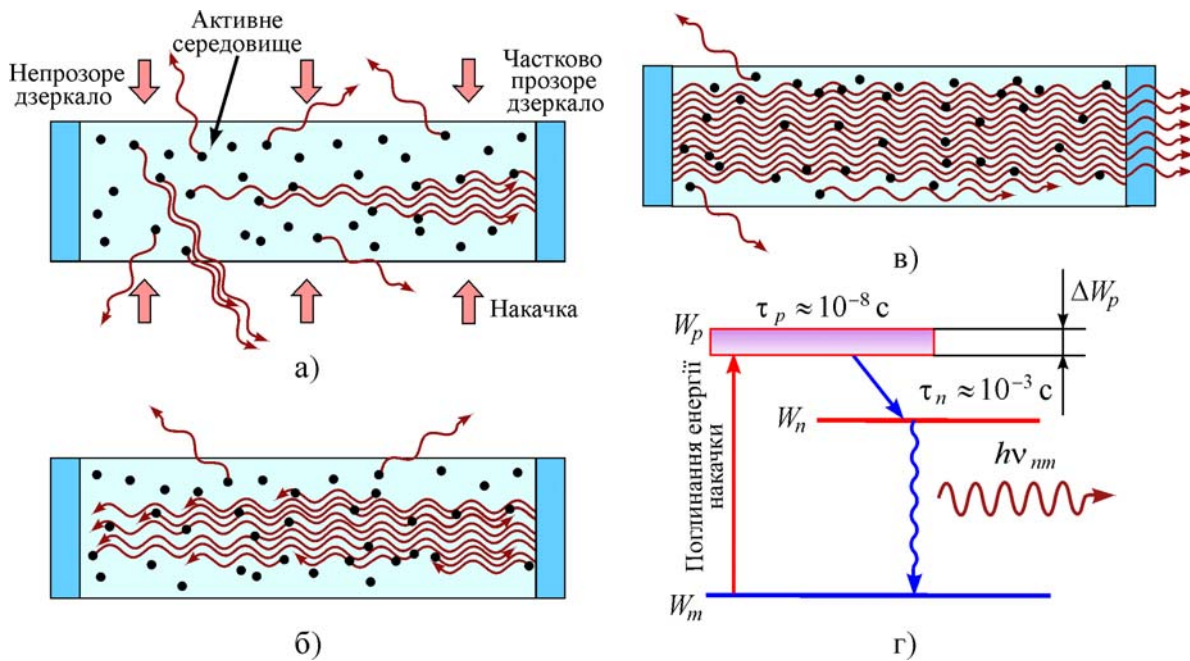


Рисунок 2 – Принцип роботи лазера та послідовність формування когерентного потоку фотонів (а, б, в); трирівнева схема роботи лазера (г)

Для того щоб стало можливим підсилення світла потрібно штучним чином порушити рівновагу і створити умови, коли  $N_n > N_m$ . Ситуацію, за якої кількість атомів  $N_n$  з більшою енергією  $W_n$  перевищує кількість атомів  $N_m$  з меншою енергією  $W_m$ , називають **інверсною населеністю рівнів**. Середовища з інверсною населеністю рівнів автоматично знаходяться у нерівноважному стані і називаються **активними**. Процес, завдяки якому виникає і підтримується інверсна населеність рівнів, називають **накачкою**. Щоб забезпечити генерацію та резонансне підсилення світла, необхідно використовувати **зворотний зв'язок**. Для цього активне середовище потрібно розмістити між двома високоякісними дзеркалами, площини яких ідеально паралельні одна одній. Тоді дзеркала відбивають падаюче світло строго назад, щоб воно багато разів пройшло через активне середовище, викликаючи лавиноподібний процес індукованої емісії когерентних фотонів (див. рисунок 2). Така система дзеркал являє собою оптичний **резонатор**. Одне (або обидва) дзеркала має бути частково прозорим для випромінювання енергії у зовнішнє середовище у момент, коли потік фотонів є сформованим. Зауважимо, що існують резонатори й інших конструкцій. Початком генерації може слугувати фотон, спонтан-



ним чином випромінений у напрямку, строго паралельному осі симетрії. Фотони, випромінені в усіх інших напрямках, вийдуть за межі активного середовища (див. рисунок 2б, г), не зазнавши підсилення. Тому спонтанне випромінювання під час генерації не матиме суттєвого впливу на загальний процес формування потоку фотонів. Механізми накачки можуть бути різноманітними. Наприклад, у пристроях, де активною речовиною є рубін (мінерал на основі оксиду алюмінію  $\text{Al}_2\text{O}_3$  з домішкою оксиду хрому  $\text{Cr}_2\text{O}_3$ ), застосовують так звану оптичну накачку, у якій інверсна населеність досягається освітленням активної речовини зовнішнім джерелом світла (кесоною лампою). У напівпровідникових лазерах накачка відбувається за рахунок проходження струму через контакт напівпровідників з різним типом провідності.

Оскільки процес резонансного підсилення потоку квантів світла потребує певного часу, необхідно щоб середній час перебування атома у збудженому стані був меншим за час процесу підсилення. Якщо накачка оптична, то для цього використовується *трирівнева* схема з так званим *метастабільним* станом (див. рисунок 2г). У метастабільному стані атом може знаходитися порівняно довго ( $\tau \sim 10^{-3}$  с). Завдяки процесу накачки атоми переходять спочатку до збудженого стану з енергією  $W_p$ , середній час перебування на якому дуже малий ( $\tau \sim 10^{-8}$  с). Внаслідок розширення  $\Delta W_p$  рівня  $W_p$  атоми можуть переходити на нього під час поглинання фотонів, частоти яких лежать у інтервалі  $(\nu; \nu + \Delta\nu)$ , де  $\nu = W_p/h$ :  $\Delta\nu = \Delta W_p/h$ . Це дозволяє збільшити населеність цього рівня. Зі стану  $W_p$  спонтанним чином атом може перейти як у стан з енергією  $W_m$ , так і у стан з енергією  $W_n$ . Однак ймовірність переходу у стан  $W_n$  набагато більша, тому домінуватимуть саме переходи  $W_p \rightarrow W_n$ . Надлишок енергії при цьому віддається активній речовині лазера, що зумовлює необхідність її примусового охолодження. В результаті в метастабільному стані  $W_n$  перебуватиме більша частина атомів, ніж у стані  $W_m$ , тобто матиме місце інверсна населеність рівнів. Якщо під час спонтанного переходу з метастабільного стану  $W_n$  до стану  $W_m$  випромінюється фотон, паралельний до осі симетрії лазера, він розпочинає лавиноподібний процес випромінювання когерентних фотонів за рахунок індукованих переходів  $W_n \rightarrow W_m$ .

## 2.2 Дифракційна решітка

**Дифракційною решіткою** називають оптичний прилад, робота якого базується на явищі дифракції світла. Конструкційно дифракційна решітка являє собою будь-яку систему регулярно розміщених просторових неоднорідностей. Якщо такою системою є набір паралельних прозорих та непрозорих смуг, що лежать у одній площині, дифракційну решітку називають **лінійною**. Основною характеристикою такого приладу є **стала решітки**, або сумарна ширина прозорої та непрозорої смуг.

Сутність явища **дифракції** полягає у тому, що під час поширення світла у середовищі з різкими неоднорідностями відбувається порушення законів геометричної оптики. Зокрема не виконуються закон прямолінійного поширення світла та закон незалежності світлових променів. Пояснення даного явища може бути зроблене на базі уявлень про світло як про хвилю в рамках принципу Гюйгенса-Френеля. Зміст **принципу Гюйгенса-Френеля** у наступному: кожен елемент хвильового фронту можна розглядати як центр вторинних сферичних хвиль, а результуюча амплітуда світлового вектора хвилі, що розглядається, у кожній точці простору буде визначатися **інтерференцією** вторинних хвиль. Цей принцип, можна пояснити в тому числі й закон прямолінійного поширення світла. Розглянемо плоску монохроматичну хвилю. В результаті інтерференції вторинних хвиль від системи точкових джерел, що розміщені на площині фронту первинної хвилі, наступний фронт цієї хвилі буде також плоским та паралельним до попереднього (див. рисунок 3а). У той самий час, якщо плоску хвилю пропускати через вузьку щілину, її фронт викривлятиметься біля країв щілини. Це відбувається завдяки тому, що діафрагма закриває ті вторинні джерела на фронті первинної хвилі, які компенсують вторинні хвилі джерел щілини у напрямку, відмінному від прямолінійного (див. рисунок 3б). Тому прямолінійність ходу хвилі порушується.

Для спостереження явища дифракції найбільш часто використовується дифракційна решітка. Розглянемо хід променів через цей прилад. Оскільки ширина кожної щілини мала порівняно із

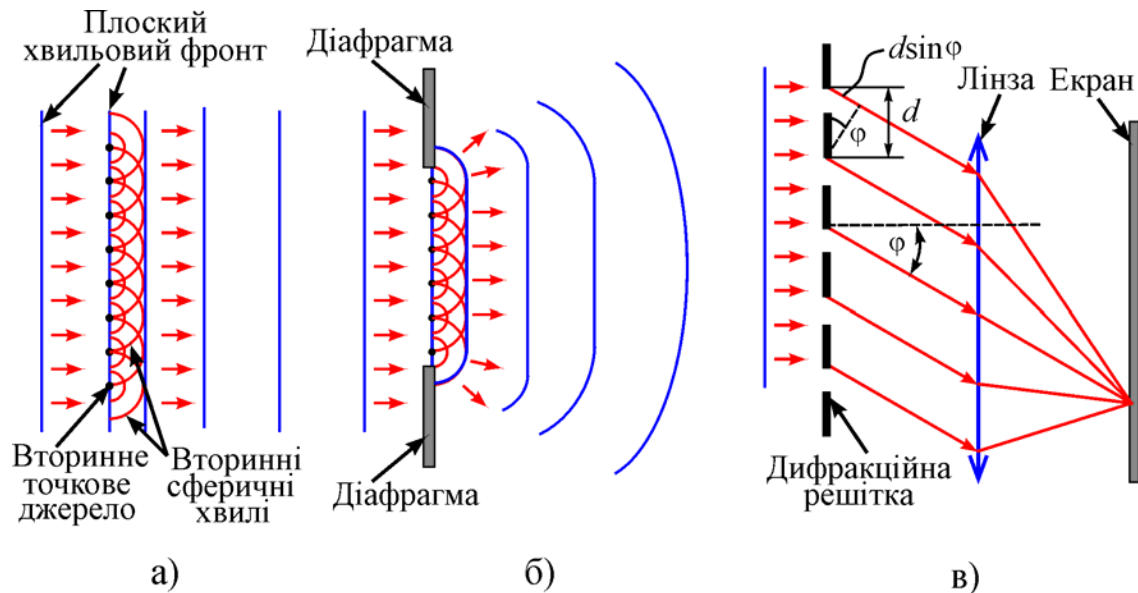


Рисунок 3 – Механізм поширення плоскої хвилі (а); проходження плоскої хвилі через щілину (б); проходження плоскої хвилі через дифракційну решітку (в)

відстанями від решітки до джерела світла та до екрана, на якому спостерігається дифракційна картина, кожен прозору смугу можна вважати лінією, що світиться (див. рисунок 3в). Розглянемо напрямок поширення світла, який характеризується кутом  $\varphi$ . Умовою головного максимуму освітленості заданої точки на екрані буде

$$\Delta = d \sin \varphi = \pm k\lambda, \quad (3)$$

де  $\Delta$  – оптична різниця ходу від сусідніх щілин;  $d$  – стала решітки;  $k$  – ціле число, що визначає порядок максимуму. Вираз (3) називають **формулою дифракційної решітки**.

Важливими характеристиками дифракційної решітки є також кутова дисперсія та роздільна здатність. **Кутова дисперсія** визначає кутову відстань між двома спектральними лініями, що відрізняються за довжиною хвилі на одиницю

$$D = \delta\varphi / \delta\lambda. \quad (4)$$

Дана характеристика визначає ширину спектра, який дає дифракційна решітка на екрані. Щоб знайти  $D$ , про диференціюємо вираз (3). Одержимо співвідношення  $d \cos \varphi \cdot \delta\varphi = k \cdot \delta\lambda$ , за допомогою якого (4) набуває вигляду

$$D = \frac{k}{d \cos \varphi}, \text{ або } D \approx k/d \quad (\varphi \rightarrow 0, \cos \varphi \rightarrow 1). \quad (5)$$

**Роздільна здатність** дифракційної решітки  $R$  визначається відношенням довжини хвилі до мінімального інтервалу довжин хвиль  $\delta\lambda$ , які спостерігаються у спектрі окремо

$$R = \lambda/\delta\lambda. \quad (6)$$

Дана характеристика показує наскільки широким буде спектр певного порядку, одержаний на екрані за допомогою даної дифракційної решітки. Детальний аналіз показує, що

$$R = kN, \quad (7)$$

де  $N$  – загальне число смуг освітленої частини решітки ( $N = l/d$ ,  $l$  – ширина освітленої частини решітки). Таким чином, роздільна здатність приладу зростає зі збільшенням порядку максимуму.

### 3 КОМПЛЕКТАЦІЯ РОБОТИ

- 1 Лазер.
- 2 Оптична лава.
- 3 Екран зі шкалою.
- 4 Дифракційна решітка.
- 5 Лінійка.

### 4 ОПИС УСТАНОВКИ ТА ЕКСПЕРИМЕНТУ

Основні параметри дифракційної решітки вимірюються за допомогою установки, показаної на рисунку 4. З отвору (3) виходить лазерний промінь і потрапляє на дифракційну решітку (4). Лазерне випромінювання є монохроматичним, тому, згідно з формулою (3), на екрані (5) буде спостерігатися система максимумів у вигляді світних точок. За координатами максимумів можна визначити сталу решітки  $d$ . Так, для  $k$ -го максимуму з урахуванням

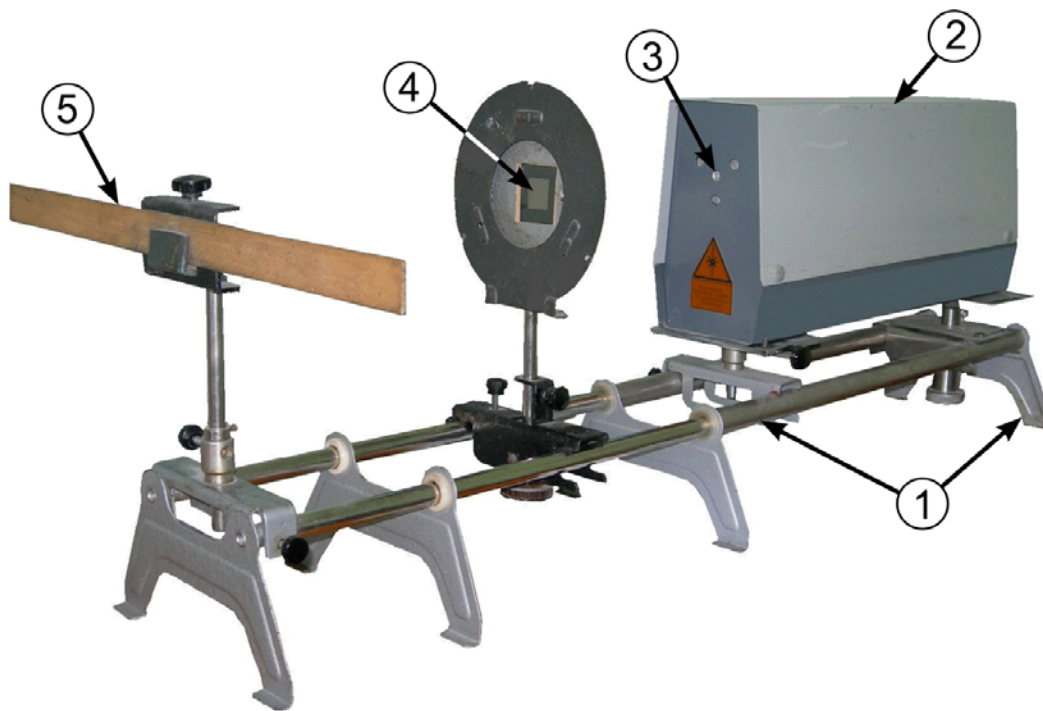


Рисунок 4 – Лабораторна установка з гелій-неоновим (He-Ne) лазером: 1 – оптична лава; 2 – лазер; 3 – отвір, з якого виходить лазерний промінь; 4 – дифракційна решітка; 5 – екран зі шкалою

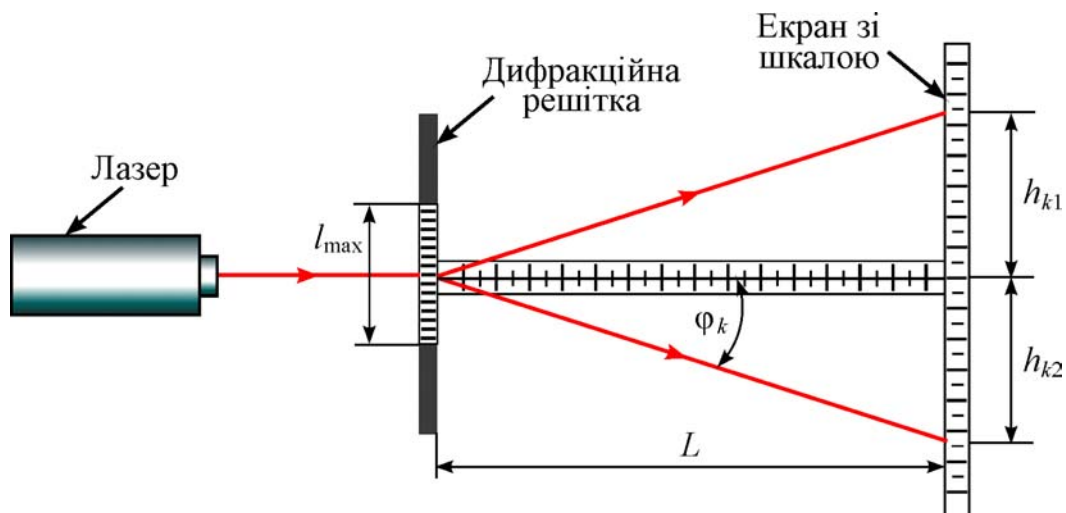


Рисунок 5 – До визначення параметрів дифракційної решітки

того, що  $\sin \varphi_k = h_k / \sqrt{L^2 + h_k^2}$  (див. рисунок 5), вираз (3) набуває вигляду

$$d_k = \frac{k\lambda\sqrt{L^2 + h_k^2}}{h_k}, \quad (8)$$

де  $d_k$  – значення сталої решітки, одержане для вимірювання  $k$ -го максимуму;  $h_k = (h_{k1} + h_{k2})/2$  – середня відстань від центра екрана до  $k$ -го максимуму;  $L$  – відстань між решіткою та екраном (див. рисунок 5).

Аналогічним чином значення кутової дисперсії (5) можна переписати у вигляді

$$D_k = h_k / \lambda L. \quad (9)$$

Тут враховано, що  $\cos \varphi_k = L / \sqrt{L^2 + h_k^2}$ , а  $d_k$  визначається згідно з виразом (8).

Максимальна роздільна здатність дифракційної решітки відповідає повній ширині решітки  $l_{\max} = 2$  см

$$R_{\max} = \frac{kl_{\max}}{d} = \frac{l_{\max} h_k}{\lambda \sqrt{L^2 + h_k^2}} = \frac{l_{\max}}{\lambda \sqrt{(L/h_k)^2 + 1}}. \quad (10)$$

## 5 ХІД РОБОТИ

- 1 Уважно ознайомтеся з будовою установки та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
- 2 Дізнайтеся про тип лазера у викладача чи лаборанта та запишіть довжину хвилі його випромінювання до таблиці 1 ( $\lambda_1 = 632,8 \cdot 10^{-9}$  м для гелій-неонового лазера та  $\lambda_2 = 677,5 \cdot 10^{-9}$  м для напівпровідникового).
- 3 Дізнайтеся у викладача щонайменшою мірою два значення відстані  $L$  (див. рисунок 4) між дифракційною решіткою (4) і екраном (5), для яких необхідно виконати вимірювання, та запишіть їх до таблиці 1.
- 4 Запишіть до таблиці 1 інструментальну похибку  $\Delta L$  вимірювання відстані  $L$  та похибку  $\Delta h$  вимірювання положень дифракційних максимумів. В якості похибки  $\Delta L$  потрібно брати половину ціни поділки шкали, нанесеної на оптичну лаву, а в якості  $\Delta h$  – половину ширини найбільш широкого максимуму.

Таблиця 1 – Результати вимірювань

$L, \text{ м}$	$k$	$h_k, 10^{-3} \text{ м}$			$d \cdot 10^{-5} \text{ м}$	$\Delta d \cdot 10^{-5} \text{ м}$	$R$	$D, \text{ м}^{-1}$
		$h_{k1}$	$h_{k2}$	$\langle h_k \rangle$				
$L_1 =$	1							
	2							
	3							
$L_2 =$	1							
	2							
	3							
$\lambda =$		$\Delta \lambda = 10^{-10} \text{ м}$		$\langle d \rangle =$	$\max(\Delta d) =$	$\Delta L =$	$\Delta h =$	

- 5 Розмістіть дифракційну решітку на відстані  $L_1$  від екрана згідно з першим значенням  $L$  у таблиці 1.
- 6 Увімкніть установку до мережі живлення.
- 7 Одержіть на екрані чітке зображення на екрані щонайменшою мірою трьох дифракційних максимумів праворуч та ліворуч від центра екрана та запишіть їх положення  $h_{k1}, h_{k2}$  до таблиці 1.

**УВАГА!** Запобігайте потраплянню лазерного променя в очі та на відкриті ділянки шкіри, оскільки це шкодить вашому здоров'ю.

- 8 Розмістіть дифракційну решітку на відстані  $L_2$  від екрана згідно з другим значенням  $L$  у таблиці 1 та виконайте вимірювання, зазначені у попередньому пункті.
- 9 Повторіть вимірювання для інших значень  $L$ , якщо цього вимагає викладач.
- 10 Вимкніть лабораторну установку.
- 11 Визначте середні значення положень максимумів  $h_k$  та запишіть їх значення до таблиці 1.
- 12 Розрахуйте сталу решітки  $d_k$  для кожного вимірювання згідно з формулою (8) та знайдіть середнє значення  $\langle d \rangle$ .
- 13 Похибку визначення  $d_k$  оцініть як

$$\Delta d_k = d_k \left[ \frac{\Delta \lambda}{\lambda} + \frac{\Delta h}{\langle h_k \rangle} + \frac{L \Delta L + \langle h_k \rangle \Delta h}{L^2 + \langle h_k \rangle^2} \right]. \quad (11)$$

- 14 Результат визначення періоду решітки подайте у вигляді  $\langle d \rangle \pm \max(\Delta d)$ .
- 15 Розрахуйте кутову дисперсію  $D_k$  та максимальну роздільну здатність  $R_k$  дифракційної решітки для кожного вимірювання за співвідношеннями (9) та (10), відповідно. Результати занесіть до таблиці 1.
- 16 Порівняйте значення кутової дисперсії та максимальної роздільної здатності, виміряних для різних відстаней  $L$ .
- 17 Зробіть висновки до лабораторної роботи.

## 6 КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

### На оцінку “задовільно”

- 1 Що називають лазером?
- 2 Назвіть основні властивості лазерного випромінювання.
- 3 Що називають інверсною населеністю рівнів?
- 4 Що називають дифракційною решіткою?
- 5 Викласти послідовність виконання лабораторної роботи.

### На оцінку “добре”

- 6 Яке випромінювання називають індукованим або вимушеним? Чим воно відрізняється від спонтанного?
- 7 Пояснити зміст понять “активна речовина”, “резонатор”, “накачка”.
- 8 Розкрийте сутність трирівневої схеми роботи лазера.
- 9 Навести щонайменшою мірою три приклади застосування лазерів з поясненням, які саме властивості випромінювання при цьому відіграють ключову роль.
- 10 Назвати основні характеристики дифракційної решітки та дайте їм визначення.

### На оцінку “відмінно”

- 11 Пояснити загальний принцип генерації когерентного випромінювання за допомогою лазера з точки зору його внутрішньої будови.



- 12 Чому наявність лише спонтанного випромінювання не може пояснити існування рівноваги між випромінюванням та речовиною?
- 13 Пояснити процес поширення світла, користуючись принципом Гюйгенса-Френеля.
- 14 Одержати формулу дифракційної решітки (3). Охарактеризувати типи дифракційних решіток та навести приклади їх застосування.
- 15 Одержати формулу визначення похибки сталої решітки (11).

## **7 СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ**

- 1 Савельев И.В. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М: Наука, 1989.
- 2 Черняк Л.М. Лекції із загальної фізики: Навчальний посібник: У 3 книгах. Книга 3. Фізика атома, твердого тіла і ядра. – Суми, 2003.
- 3 Бушок Г.Ф., Венгер Е.Ф. Курс фізики. У 2-х книгах. Книга 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.: Либідь, 2001
- 4 Трофимова Т.И. Курс физики. – М.:Высш. шк., 1990.
- 5 Ландсберг Г.С. Элементарный учебник по физике. Том 3. Колебания и волны. Оптика. Атомная и ядерная. Физика. – М.: Физматлит, 2001.
- 6 Сивухин Д.В. Общий курс физики. Том 4. Оптика. – М.: Наука, 1980.
- 7 Детлаф А.А., Яворский Б.М., Милковская Л.Б. Курс физики. Том 3. Волновые процессы. Оптика. Атомная и ядерная физика. – М.: Высш. шк., 1977.

Навчальне видання

**Лютий** Тарас Володимирович, **Панченко** Людмила Миколаївна

## **Лабораторний практикум з фізики**

Розділ

**«ХВИЛЬОВА ТА КВАНТОВА ОПТИКА»**

Навчальний посібник

Дизайн обкладинки	Т.В. Лютого
Редактор	Н.А. Гавриленко
Комп'ютерне верстання	Т.В. Лютого

Підп. до друку 12.06.2008

Формат 60×84/16. Папір ксерокс. Гарнітура Times New Roman Cyr.

Друк офс.

Ум. друк. арк. 5,35. Обл.-вид. арк. 4,46.

Тираж 150 пр. Вид. № 272

Зам. №

Видавництво СумДУ при Сумському державному університеті

40007, Суми, вул. Р.-Корсакова, 2

Свідоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до Державного реєстру ДК № 3062 від 17.12.2007.

Надруковано у друкарні СумДУ

40007, Суми, вул. Р.-Корсакова, 2.

