

Міністерство освіти і науки України
Національний університет «Запорізька політехніка»
Кафедра фізики

**МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ
ДО ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ З ФІЗИКИ**

Оптика

Для студентів інженерно-технічних спеціальностей
денної форми навчання

Методичні вказівки до лабораторних робіт з фізики. Розділ Оптика. Для студентів інженерно-технічних спеціальностей денної форми навчання / Укладачі: Правда М.І. – Запоріжжя: ЗНТУ, 2019 . - 38с.

У к л а д а ч: Правда М.І., канд. фіз.-матем. наук, доцент.

ЗМІСТ

Вступ	4
1 Лабораторна робота № 61 Дослідження явища інтерференції світла	5
2 Лабораторна робота № 62 Дослідження явища дифракції світла.....	10
3 Лабораторна робота № 63 Дослідження поляризованого світла.....	22
4 Лабораторна робота № 64 Перевірка закону Стефана-Больцмана.....	28
5 Лабораторна робота № 65 Елементи спектрального аналізу.....	33
Додаток А Дисперсійна крива монохроматора УМ-2.....	37
Додаток В Спектри деяких елементів.....	38

ВСТУП

Методичні вказівки містять лабораторні роботи із розділу “Оптика” для студентів інженерно-технічних спеціальностей. Метою лабораторного практикуму із фізики в цілому та лабораторних робіт із розділу “Оптика” зокрема, представлених у даних методичних вказівках, є надання можливості студентам, які вивчають фізику, впевнитись у справедливості її законів на власному досвіді.

Згідно сучасних уявлень світлу, як і речовині в цілому, притаманний корпускулярно-хвильовий дуалізм. Це означає, що низка оптичних явищ, таких як інтерференція, дифракція, поляризація, пояснюються з хвильової точки зору на природу світла. Інша ж сукупність явищ, таких як закономірності теплового випромінювання, спектральні закономірності випромінювання та поглинання світла речовиною та інші явища, пояснюються із квантової точки зору на природу світла. Таким чином, світло з одного боку є електромагнітна хвиля, а з іншого боку світло є потік частинок – корпускул, квантів, фотонів.

У даних методичних вказівках хвильові властивості світла вивчаються на прикладі явищ інтерференції, дифракції, а також при дослідженні поляризованого світла. А квантові властивості світла ілюструються у роботах по перевірці закону Стефана-Больцмана та при дослідженні спектральних закономірностей випромінювання світла речовиною.

1 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 61. ДОСЛІДЖЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА

Мета роботи - дослідити явище інтерференції. Визначити експериментально і теоретично ширину інтерференційної смуги при інтерференції від двох точкових джерел..

Прилади і обладнання: лазер, подвійна щілина, екран, лінійка.

1.1 Теоретична частина

Явище інтерференції полягає у перерозподілі світлового потоку у просторі при накладанні когерентних хвиль. **Когерентними** називаються хвилі, які мають однакову частоту і стали у часі різницю фаз.

Розглянемо накладання хвиль від двох точкових джерел S_1 та S_2 , які випромінюють монохроматичне світло однакової частоти (рис. 1.1). Зафіксуємо у просторі довільну точку спостереження – $m.P$. Для того щоб потрапити у $m.P$

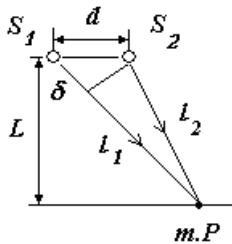


Рисунок 1.1

світло від джерела S_1 проходить шлях l_1 , а від джерела S_2 - шлях l_2 . Величина:

$$\delta = l_2 - l_1 \quad (1.1)$$

називається різницею ходу променів, а величина

$$\Delta = n \cdot \delta = n \cdot (l_2 - l_1) \quad (1.2)$$

називається **оптична різниця ходу**, де n - абсолютний показник заломлення середовища, в якому розповсюджується світло.

Якщо на оптичній різниці ходу Δ вміститься ціла кількість довжин хвиль, тобто якщо буде виконуватись умова

$$\Delta = k \cdot \lambda, \quad (1.3)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, то в довільну точку спостереження - $m.P$ хвилі від джерел S_1 та S_2 придуть в одній фазі і при накладанні посилять одна одну, так що в $m.P$ виникне максимум інтенсивності світла. Умова (1.3) називається **умова інтерференційного максимуму**.

Якщо на оптичній різниці ходу Δ вміститься навпіл ціла кількість довжин хвиль, тобто якщо буде виконуватись умова

$$\Delta = \left(k + \frac{1}{2}\right) \cdot \lambda, \quad (1.4)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$, то в довільну точку спостереження - $m.P$ хвилі від джерел S_1 та S_2 придуть у протилежних фазах і при накладанні послаблять одна одну, так що в $m.P$ виникне мінімум інтенсивності світла. Умова (1.4) називається **умова інтерференційного мінімуму**.

1.2 Експериментальна частина

Схема установки для експериментального дослідження явища інтерференції представлена на рис.1.2. Направимо промінь лазера 1 на дві близько розташовані одна від одної щілини 2.

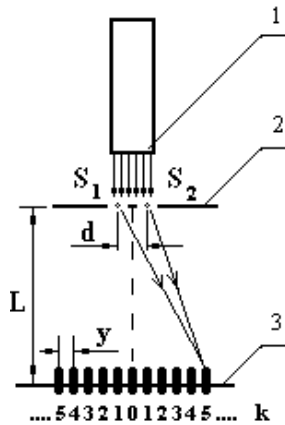


Рисунок 1.2

Ширина кожної щілини та відстань між ними дорівнюють приблизно 0,1 мм. Щілини освітлені лазером в такий спосіб являють собою два

когерентних джерела світла S_1 та S_2 . Світло, яке розповсюджується від джерел S_1 та S_2 інтерферує між собою і в результаті у просторі за щілинами утворюється сталий перерозподіл інтенсивності світла з максимумами та мінімумами інтенсивності. Якщо за щілинам розмістити екран Z , то на ньому утвориться інтерференційна картина максимумів та мінімумів інтенсивності світла, які чергуються. Аналіз показує, що ширина інтерференційного максимуму та мінімуму інтенсивності однакова і називається **ширина інтерференційної смуги**.

Для ширини інтерференційної смуги із геометрії задачі отримуємо формулу:

$$y_{teor} = \frac{\lambda \cdot L}{d}, \quad (1.5)$$

де y_{teor} - теоретичне значення ширини інтерференційної смуги; λ - довжина хвилі; L - відстань між щілинами та екраном; d - відстань між щілинами.

1.3 Хід роботи

1. Направити промінь лазера на дві близько розташовані щілини та отримати на екрані інтерференційну картину (рис.1.2).

2. Зафіксувати на міліметровому папері інтерференційну картину, яка б складалася щонайменше з трьох груп яскравих інтерференційних максимумів (рис. 1.3).

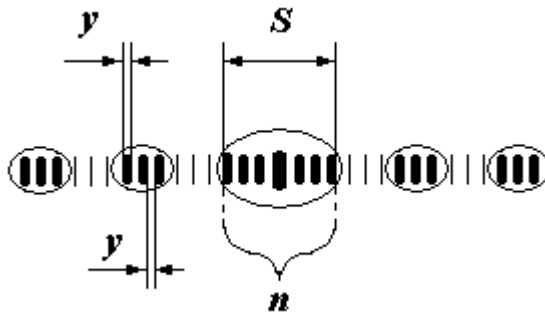


Рисунок 1.3

Інтерференційні максимуми розділяються на яскраві групи завдяки явищу дифракції, про яке йдеться пізніше.

3. Виміряти ширину S центральної групи яскравих максимумів, як це показано на рис.1.3 та підрахувати загальну кількість n максимумів та мінімумів інтенсивності в цій групі.

4. Виміряти відстань L між щілинами та екраном.

5. Визначити експериментальне значення ширини інтерференційної смуги за формулою:

$$y_{\text{exp er}} = \frac{S}{n}. \quad (1.6)$$

6. Визначити теоретичне значення ширини інтерференційної смуги за формулою (1.5)

7. Результати вимірювань та розрахунків занесемо в таблицю 1.1.

Таблиця 1.1

$L, \text{ мм}$	$S, \text{ мм}$	$d, \text{ мм}$	$\lambda, \text{ нм}$	$y_{\text{теор}}, \text{ мм}$	$y_{\text{exp er}}, \text{ мм}$
		0,22	630		

Порівняти між собою теоретичне $y_{\text{теор}}$ та експериментальне $y_{\text{exp er}}$ значення ширини інтерференційної смуги.

6. Похибки вимірювань обчислити за формулами (1.8) – (1.12).

$$E = \frac{\Delta y}{y} = \sqrt{\left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2}; \quad (1.7)$$

$$\Delta \lambda = \alpha \cdot \nu, \quad \text{де } \nu = 5 \text{ нм}; \quad (1.8)$$

$$\Delta L = \sqrt{\left(t_{\infty} \cdot \frac{\delta}{3}\right)^2 + (\alpha \cdot \nu)^2}, \quad \text{де } \delta = 10 \text{ мм}, \quad \nu = \frac{\delta}{2}; \quad (1.9)$$

$$\Delta d = \alpha \cdot \nu, \quad \text{де } \nu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}; \quad (1.10)$$

$$\Delta y = E \cdot y_{\text{теор}}. \quad (1.11)$$

6. Остаточний результат вимірів ширини інтерференційної смуги представити у вигляді:

$$y = \bar{y} \pm \Delta y. \quad (1.12)$$

Контрольні запитання

1. В чому полягає явище інтерференції світла?
2. Які джерела хвиль називають когерентними?
3. Що таке оптична різниця ходу?
4. Якими формулами визначаються умови інтерференційного максимуму та мінімуму?

Література

1. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976.- с. 62 – 94.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. – т. 4. – М.: Наука, 1980.- с 188- - 256.
3. Савельев И. В. Курс общей физики.– т. 2. – М.: Наука, 1982.- с. 347 – 374.

2 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 62. ДОСЛІДЖЕННЯ ЯВИЩА ДИФРАКЦІЇ СВІТЛА

2.1 Теоретичні відомості

В початковому вузькому сенсі **дифракція** це є **огинання хвилями перешкод**, у сучасному, більш широкому – **будь-яке відхилення від законів геометричної оптики при розповсюдженні хвиль**. Дифракція спостерігається при розповсюдженні світла в середовищі з різкими неоднорідностями, такими як маленький круглий отвір, вузька щілина, дифракційна решітка тощо. В звичайних умовах дифракцію світла спостерігають у вигляді нерізкої розмитої границі тіні освітленого предмета.

Між явищами інтерференції та дифракції немає принципової фізичної різниці. Обидва ці явища полягають у перерозподілі світлового потоку у просторі при суперпозиції (накладанні) когерентних хвиль. Але при суперпозиції когерентних хвиль від точкових джерел говорять про інтерференцію, а при суперпозиції когерентних хвиль від джерел, які мають певні кінцеві розміри говорять про дифракцію.

Явища дифракції зазвичай класифікують в залежності від відстаней між джерелом і точкою спостереження (екраном) та перешкодою, що розташована на шляху світла. Якщо ці відстані великі (нескінченно великі) то говорять про дифракцію в паралельних променях – дифракцію Фраунгофера. У протилежному випадку говорять про дифракцію в непаралельних променях – дифракцію Френеля.

Проникнення світлових хвиль у область геометричної тіні може бути пояснено за допомогою **принципа Гюйгенса**, який полягає в наступному: **кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль**. Але явище дифракції світла принцип Гюйгенса пояснити не в змозі. Френель доповнив принцип Гюйгенса уявленнями про інтерференцію вторинних хвиль. Розвинутий в такий спосіб принцип Гюйгенса отримав назву **принципа Гюйгенса-Френеля**, який полягає в наступному: **кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль, притому інтенсивність**

світла у довільній точці простору можна розглядати як результат інтерференції вторинних хвиль, які випромінюються нескінченно малими ділянками хвильової поверхні.

2.2 Дифракція Фраунгофера на довгій прямокутній щілині

Мета роботи: дослідити явище дифракції світла на довгій прямокутній щілині. Перевірити умову дифракційного мінімуму при дифракції на довгій прямокутній щілині. Визначити ширину щілини.

Прилади і обладнання: лазер, щілини сталої ширини, екран, лінійка.

2.2.1 Теоретична частина

Простим для розрахунку та практично важливим випадком дифракції є дифракція на довгій прямокутній щілині. Світлове поле за щілиною знайдеться за принципом Гюйгенса-Френеля. При застосуванні принципу Гюйгенса-Френеля на випадок довгої прямокутної щілини, будемо розглядати інтенсивність світла у довільній точці спостереження як результат інтерференції когерентних вторинних хвиль, що випромінюються різними ділянками хвильового фронту на щілині.

Нехай на щілину шириною b нормально падає плоска монохроматична хвиля довжиною λ . Розглянемо інтерференційну картину на екрані, який розташований на відстані $L \gg b$ від щілини – ця умова є умовою дифракції Фраунгофера (рис.2.1).

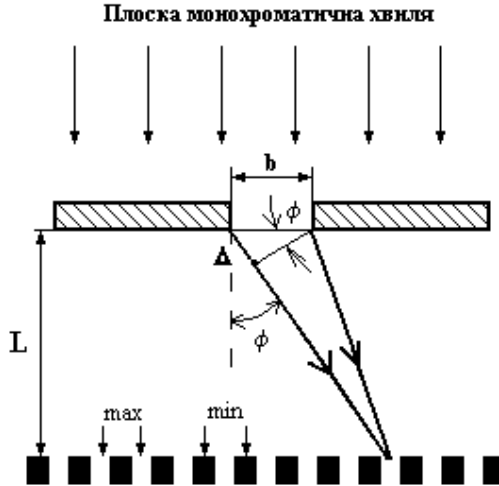


Рисунок 2.1

Інтерференційна картина буде являти собою чергування на екрані світлих (max), та темних (min) смуг. Умова дифракційного мінімуму в цьому випадку має вигляд

$$b \cdot \sin \phi = k \lambda, \quad (2.1)$$

де ϕ - кут дифракції; k - порядок дифракційного мінімуму; $k = 1, 2, \dots$

Умова (2.1) означає: різниця ходу Δ між хвилями, що випромінюються крайніми точками щілини, повинна містити ціле число довжин хвиль:

$$\Delta = k \cdot \lambda, \quad (2.2)$$

В той же час з геометрії задачі маємо:

$$\Delta = b \cdot \sin \phi. \quad (2.3)$$

Одержаний результат легко пояснити без будь-яких розрахунків. Припустимо, з початку, що $k = 1$ і формула (2.1) приймає вигляд

$$b \cdot \sin \phi = \lambda. \quad (2.4)$$

Розділимо щілину на дві рівні частини – дві зони Френеля. Тоді хвилі від цих зон прийдуть в певну точку спостереження, для якої

виконується умова $L \gg b$, в протилежних фазах і погасять одна одну при інтерференції – утвориться міні інтенсивності 1-го порядку. Якщо ж виконується умова (2.1) для довільного значення $k \geq 2$, то щілину треба розділити на $2k$ ділянок однакової ширини - $2k$ зон Френеля. Хвилі від зон з непарними номерами придуть в певну точку спостереження в фазах, протилежних фазам хвиль, що прийшли від зон з парними номерами, погасять одна одну при інтерференції – утвориться міні інтенсивності k -го порядку.

2.2.2 Хід роботи

Схему лабораторної установки для дослідження явища дифракції світла на довгій прямокутній щілині представлено на рис. 2.2

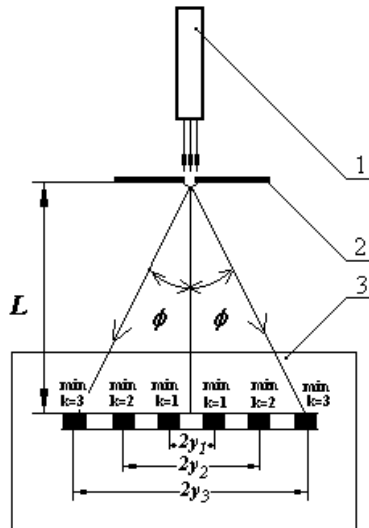


Рисунок 2.2

1. Направити промінь лазера 1 на щілину 2 та отримати на екрані 3 інтерференційну картину мінімумів та максимумів інтенсивності світла, що чергуються.

2. Виміряти відстань від щілини до екрану L .

3. Зафіксувати на міліметровому папері інтерференційну картину, яка повинна містити не менше трьох мінімумів та

максимумів інтенсивності світла в обидві сторони від центрального – нульового максимуму (рис.2.2). Виміряємо відстані між двома мінімумами 1-го порядку - $2y_1$, 2-го порядку - $2y_2$, та 3-го порядку - $2y_3$. Величини y_1, y_2, y_3 занесемо в таблицю 2.1.

Таблиця 2.1

k	$y, \text{мм}$	$b, \text{мм}$	$L, \text{мм}$	$\lambda, \text{мм}$	$\bar{b}, \text{мм}$
1				$6,3 \cdot 10^{-4}$	
2					
3					

4. Враховуючи, що при малих кутах $\sin \phi \approx \text{tg} \phi = \frac{y}{L}$, формула (2.1) може бути записана у вигляді:

$$\frac{b \cdot y}{L} = k \cdot \lambda, \quad (2.5)$$

звідки для ширини щілини одержуємо

$$b = \frac{k \cdot L \cdot \lambda}{y}. \quad (2.6)$$

5. За формулою (2.6) для $k = 1, 2, 3$ розрахувати три значення b та знайти середнє значення ширини щілини \bar{b} .

6. Розрахувати відносну похибку вимірювань E за формулою

$$E = \frac{\Delta b}{b} = \sqrt{\left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2 + \left(\frac{\Delta y}{y_1}\right)^2}. \quad (2.7)$$

Абсолютні похибки величин $\Delta L, \Delta \lambda, \Delta y$ визначити за формулами

$$\Delta L = \sqrt{\left(t_{\infty} \cdot \frac{\delta}{3}\right)^2 + (\alpha \cdot \nu)^2}, \quad \text{де } \delta = 10 \text{мм}, \nu = \frac{\delta}{2}; \quad (2.8)$$

$$\Delta\lambda = \alpha \cdot \nu, \quad \text{де } \nu = 5 \cdot 10^{-6} \text{ мм}; \quad (2.9)$$

$$\Delta y = \sqrt{\left(t_{\infty} \cdot \frac{\delta}{3}\right)^2 + (\alpha \cdot \nu)^2}, \quad \text{де } \delta = 1 \text{ мм}, \nu = \frac{\delta}{2}. \quad (2.10)$$

7. Оцінити абсолютну похибку вимірювань ширини щілини за формулою:

$$\Delta b = E \cdot \bar{b}, \quad (2.11)$$

8. Остаточний результат вимірів представити у вигляді:

$$b = \bar{b} \pm \Delta b, \quad (2.12)$$

порівняти \bar{b} із табличним значенням $b_{\text{табл}}$.

2.3 Дифракція на щілині змінної ширини

Мета роботи: Дослідити залежність інтерференційної картини при дифракції на щілині від її ширини. Перевірити умову мінімуму при дифракції на щілині.

Прилади і обладнання: лазер, щілина змінної ширини, екран, лінійка.

2.3.1 Хід роботи

1. Схему експериментальної установки представлено на рис.2.2. Направити промінь лазера - 1 на щілину - 2, ширину якої можна регулювати за допомогою мікрометричного гвинта, та отримати на екрані - 3 інтерференційну картину мінімумів та максимумів інтенсивності світла, що чергуються.

2. Дослідити спочатку якісно залежність інтерференційної картини від ширини щілини. Із зменшенням ширини щілини відстань кожного мінімуму від центра картини зростає, центральна світла смуга розширюється і захоплює все більшу частину екрана, а освітленість прямує стати рівномірною по всьому екрану. І навпаки,

при збільшенні ширини щілини положення перших мінімумів присується все ближче до центру картини, а центральні максимуми стають все більш чіткими.

3. Виміряти відстань L від щілини до екрана.

4. Встановити за допомогою мікрометричного гвинта ширину щілини $b = 0$. Обертаючи мікрометричний гвинт, збільшувати щілину і слідкувати за змінами дифракційної картини на екрані. Намалювати на міліметровому папері дифракційну картину при п'яти значеннях b в діапазоні $b = 0,05 \dots 0,25$ мм з кроком $0,05$ мм (рис.2.3).

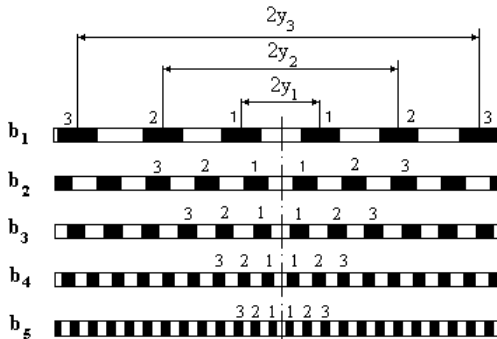


Рисунок 2.3

3. Виміряти відстані між мінімурами 1 – 3 порядків: $2y_1, 2y_2, 2y_3$ (рис.2.3). Експериментальні значення величин y_1, y_2, y_3 занести в таблицю 2.2.

Таблиця 2.2

№	b , мм	Експеримент			Теорія			L , мм
		y , мм			y , мм			
		$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	$k = 1$	$k = 2$	$k = 3$	
1	0.05							
2	0.10							
3	0.15							
4	0.20							
5	0.25							

5. Умова дифракційного мінімуму в цьому випадку має вигляд:

$$b \cdot \sin \phi = k\lambda, \quad (2.13)$$

Приймаючи до уваги, що у формулі (2.13) при малих кутах

$\sin \phi \approx \text{tg} \phi = \frac{y}{L}$, для величини y одержуємо:

$$y = \frac{k \cdot \lambda \cdot L}{b}. \quad (2.14)$$

Використовуючи формулу (2.14), розрахувати теоретичні значення величин y_1, y_2, y_3 в залежності від b . Прийняти, що довжина хвилі випромінювання лазера дорівнює $\lambda = 6,3 \cdot 10^{-4}$ мм.

Данні занести в таблицю 2.2.

4. Побудувати три графіка залежностей $y_{1,2,3} = f(b)$ для мінімумів перших трьох порядків при $k = 1, 2, 3$ (рис. 2.4). У висновку відобразити результати експериментальної перевірки умови дифракційного мінімуму - формули (2.13).

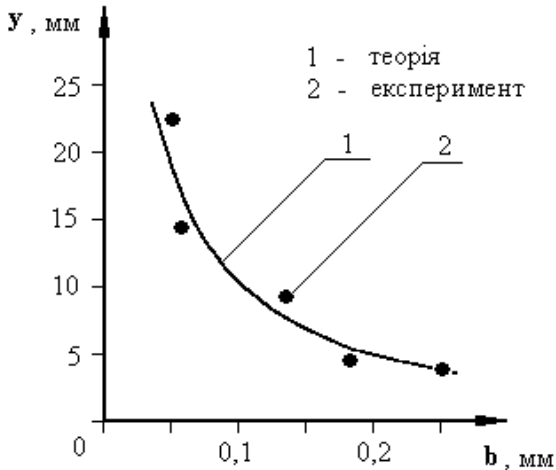


Рисунок 2.4

2.4 Дифракція на дифракційній решітці

Мета роботи: Перевірити умову дифракційного максимуму при дифракції на дифракційній решітці. Визначити довжину хвилі лазерного випромінювання.

Прилади і обладнання: лазер, дифракційна решітка, екран, лінійка.

2.4.1 Теоретична частина

Важливою для практичного застосування є дифракція на дифракційній решітці – оптичному приладі, який являє собою періодичну структуру, яка складається з великої кількості регулярно розташованих елементів, наприклад паралельних штрихів, які знаходяться на однаковій відстані один від одного. Дифракційні решітки, що застосовуються для роботи в різних областях спектру, відрізняються розмірами, формою, матеріалом поверхні, профілем штрихів та їх частотою (від 6000 штрих / мм для рентгенівських променів до 0,25 штрих / мм для інфрачервоного діапазону). Головна властивість дифракційної решітки – її здатність розкладувати складне світло по довжинам хвиль, тому дифракційна решітка застосовується у якості диспергуючого елемента в спектральних приладах. На дифракційній решітці здійснюється багатопроменева інтерференція когерентних пучків дифрагованого світла, які випромінюються щілинами решітки при її освітленні. Нехай на дифракційну решітку нормально до її поверхні падає плоска монохроматична хвиля. Різниця ходу між вторинними хвилями, що випромінюються сусідніми щілинами решітки буде дорівнювати:

$$\delta = d \sin \varphi, \quad (2.15)$$

де d – період дифракційної решітки (сума довжин прозорого та непрозорого проміжків решітки), а φ - кут дифракції. У напрямках,

що визначаються формулою:

$$d \sin \varphi = m \lambda, \quad (2.16)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ утворюються максимумами інтенсивності, які в N^2 разів перевершують інтенсивності хвилі від однієї щілини в тому самому напрямку. Ці максимума називаються головними максимумами. Ціле число m називається порядком головного максимуму, або порядком спектру. Знаючи положення головних максимумів, можна розрахувати довжину хвилі λ .

Якщо кут φ малий, то буде виконуватись умова:

$$\sin \phi \approx \operatorname{tg} \phi = \frac{x}{L}. \quad (2.17)$$

При цьому формула (2.17) може бути записана у вигляді:

$$\frac{d \cdot x}{L} = m \lambda, \quad (2.18)$$

Звідки для довжини хвилі одержуємо:

$$\lambda = \frac{d \cdot x}{m \cdot L}. \quad (2.19)$$

2.4.2 Хід роботи

1. Схема лабораторної установки представлена на рис. 2.5. Промінь лазера 1 освітлює щілини дифракційної решітки 2 так, що у просторі за решіткою утворюються мінімуми та максимумами інтенсивності світла, спостерігати які можна на екрані 3.

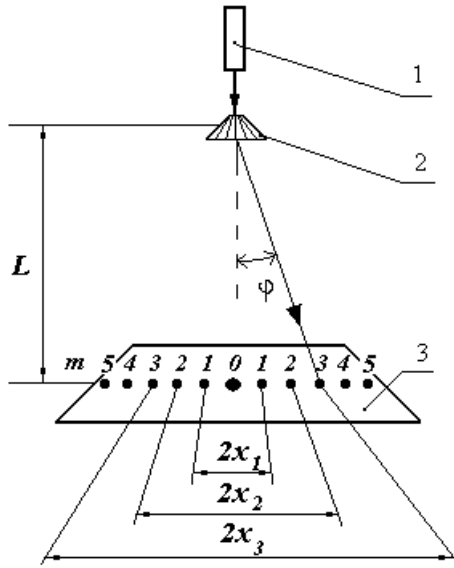


Рисунок 2.5

2. Виміряти відстань від дифракційної решітки до екрану L .
3. Зафіксувати в зошиті положення максимумів 1-го, 2-го, ..., 5-го порядків. Виміряти відстань між максимумами 1-го, 2-го, ..., 5-го порядків $2x_1, 2x_2, \dots, 2x_5$. Величини x_1, x_2, \dots, x_5 занести в таблицю 2.3.
4. За формулою 2.19 розрахувати λ для максимумів 1-го, 2-го, ..., 5-го порядків. Знайти середнє значення $\bar{\lambda}$. Данні занести в таблицю 2.3.

Таблиця 2.3

m	$x_i, \text{мм}$	$\lambda, \text{нм}$	$d, \text{мм}$	$L, \text{мм}$	$\bar{\lambda}, \text{нм}$
1			0.032		
2					
3					
4					

5					
---	--	--	--	--	--

8. Розрахувати відносну похибку вимірювань довжини хвилі E за формулою:

$$E = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} = \sqrt{\left(\frac{\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta L}{L}\right)^2 + \left(\frac{\Delta x_1}{x_1}\right)^2}. \quad (2.20)$$

Абсолютні похибки величин Δd , ΔL , Δx_1 визначити за формулами:

$$\Delta d = \alpha \cdot \nu, \quad \text{де } \nu = 5 \cdot 10^{-3} \text{ мм}; \quad (2.21)$$

$$\Delta L = \sqrt{\left(t_\infty \cdot \frac{\delta}{3}\right)^2 + (\alpha \cdot \nu)^2}, \quad \text{де } \delta = 10 \text{ мм}, \nu = \frac{\delta}{2}; \quad (2.22)$$

$$\Delta x_1 = \sqrt{\left(t_\infty \cdot \frac{\delta}{3}\right)^2 + (\alpha \cdot \nu)^2}, \quad \text{де } \delta = 1 \text{ мм}, \nu = \delta/2. \quad (2.23)$$

9. Оцінити абсолютну похибку вимірювань довжини хвилі $\Delta\lambda$ за формулою

$$\Delta\lambda = E \cdot \bar{\lambda}, \quad (2.24)$$

10. Остаточний результат вимірів довжини хвилі λ представити у вигляді:

$$\lambda = \bar{\lambda} \pm \Delta\lambda. \quad (2.25)$$

Порівняти одержаний результат з табличним значення $\lambda_{\text{табл}} = 630 \text{ нм}$.

Контрольні запитання

1. Яке явище називається дифракцією світла?

2. Що таке різниця ходу світових хвиль?
3. Умова мінімуму при дифракції на щілині..
4. Як формулюється принцип Гюйгенса-Френеля?
5. Що таке дифракційна решітка, для чого вона призначена?
6. Чому дифракційна решітка розкладає світло в спектр?
7. Умова максимуму при дифракції на дифракційній решітці.

Література

1. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976.- с. 198 – 204.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. – т. 4. – М.: Наука, 1980.- с. 302 – 312.
3. Савельев И. В. Курс общей физики.– т. 2. – М.: Наука, 1982.- с. 407 – 415.
4. Физический энциклопедический словарь.- М.: СЭ, 1999.- с. 169.

3 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 63. ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА

Мета роботи: Ознайомитись з явищем поляризації світла. Перевірити закон Малюса.

Прилади і обладнання: лазер, поляроїд-аналізатор, фотодіод, міліамперметр.

3.1 Теоретична частина

Світло являє собою електромагнітну хвилю, в якій у взаємно перпендикулярних площинах відбуваються коливання векторів напруженості електричного \vec{E} та магнітного \vec{H} полів. Вектор швидкості хвилі \vec{c} перпендикулярний обом цим векторам, так що вектори $\vec{E}, \vec{H}, \vec{c}$ складають правобічну трійку векторів. Тобто розповсюдження електромагнітної хвилі відбувається у напрямку, який перпендикулярний площинам в яких відбуваються коливання напруженості електричного та магнітного полів. Це означає, що електромагнітна хвиля поперечна (рис.3.1).

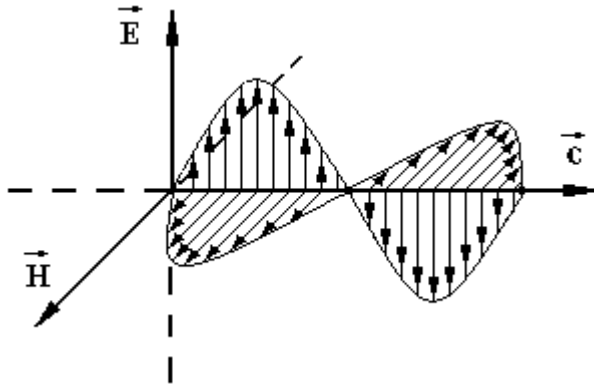


Рисунок 3.1

Перехрестя векторів \vec{E} та \vec{H} може бути зорієнтоване у просторі як завгодно відносно напрямку розповсюдження променя – вектора \vec{c} . В природному світлі ця орієнтація змінюється хаотично (осьова симетрія). Площина в якій водночас знаходяться вектори \vec{E} та \vec{c} називається площиною коливань, або площиною поляризації. У площині поляризації відбуваються коливання вектора \vec{E} і у природному світлі ці коливання відбуваються рівно ймовірно по всіх напрямках (рис.3.2а).

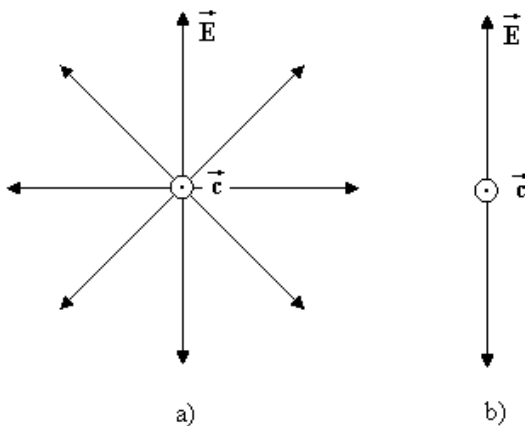


Рисунок 3.2

Світло, в якому площина коливань не змінюється хаотично, а має певну орієнтацію у просторі (рис.3.2b), називається поляризованим. Таке світло можна одержати, якщо природне світло пропустити через деякі природні кристали, які поглинають світлові промені у котрих електричний вектор перпендикулярний до їх оптичної осі. Промені ж, у яких електричний вектор паралельний до оптичної осі кристала, проходять через нього практично без поглинання. Таку ж саму властивість мають штучно виготовлені поляроїди. Тобто після проходження через поляроїд природне світло (рис.3.2a) перетворюється на поляризоване (рис.3.2b). Поляроїд, який використовується для одержання поляризованого світла називається поляризатор, а поляроїд, який використовується для дослідження поляризованого світла називається аналізатор.

Поставимо на шляху природного світла два поляроїди – 1 і 2 (рис.3.3a). Після проходження через поляроїд 1 природне світло 3 перетворюється на поляризоване 4. Позначимо через \vec{E}_0, I_0 електричний вектор та інтенсивність світлової хвилі, що після проходження через поляризатор 1 падає на аналізатор 2; а через \vec{E}, I - електричний вектор та інтенсивність світлової хвилі, яка пройшла через два поляроїди.

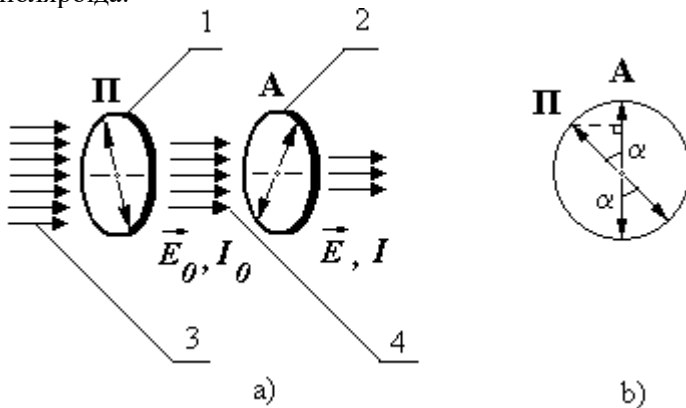


Рисунок 3.3

Коливання вектора \vec{E}_0 відбуваються у оптичній площині

поляризатора, а коливання вектора \vec{E} - у оптичній площині аналізатора, тому, як видно з рис.3.3b між величинами E та E_0 повинно існувати співвідношення:

$$E = E_0 \cdot \cos \alpha , \quad (3.1)$$

де α - це кут між площиною поляризації падаючого світла та оптичною площиною аналізатора. Оскільки інтенсивність I пропорційна квадрату амплітуди E^2 , то для інтенсивності світла I одержуємо:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha . \quad (3.2)$$

Співвідношення (3.2) називається законом Малюса.

3.2 Експериментальна частина

Для експериментальної перевірки закону Малюса використовується пристрій, схему якого зображено на рис. 3.4. Промінь від лазера 1 відбивається від дзеркала 2, проходить через поляроїд 3, і потрапляє на фотодіод 4, який генерує фотострум I_ϕ , що фіксується міліамперметром 5.

Світло більшої інтенсивності призводить до генерації більшого фотоструму. Дослід показує, що фотострум I_ϕ лінійно залежить від інтенсивності світла I , що потрапляє на фотодіод. Позначимо через $I_{\phi 0}$ максимальне значення фотоструму. Тоді будуть виконуватись співвідношення:

$$I_\phi = a \cdot I \quad \text{та} \quad I_{\phi 0} = a \cdot I_0 , \quad (3.3)$$

де a – певний коефіцієнт пропорційності між інтенсивністю світла та фотострумом. З рівнянь (3.3) одержуємо:

$$\frac{I_\phi}{I_{\phi 0}} = \frac{I}{I_0} . \quad (3.4)$$

З іншого боку відношення I / I_0 згідно закону Малюса дорівнює $\cos^2 \alpha$.

3.3 Хід роботи

1. Направимо промінь від лазера 1 за допомогою дзеркала 2 через

поляроїд 3 на фотодіод 4. При цьому міліамперметр 5 покаже певний

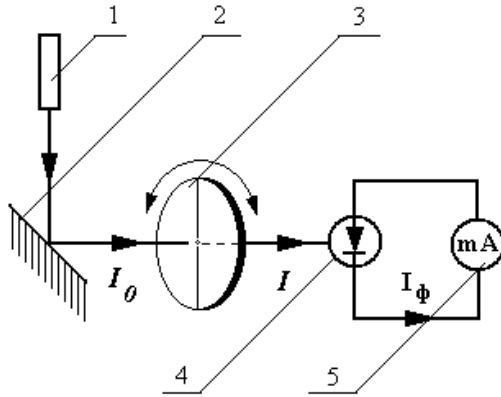


Рисунок 3.4

струм, сила якого залежатиме від інтенсивності світлового потоку.

2. Будемо повільно обертати поляроїд 3 навколо власної осі у якийсь один бік (за або проти годинної стрілки) з метою встановити на міліамперметрі 5 максимальне значення струму. Коли фотострум досягне максимального значення $I_{\phi 0}$, це означатиме, що площина поляризації лазерного променя співпала з власною оптичною площиною поляроїда, при цьому у формулі (3.2) кут $\alpha = 0^{\circ}$.

3. Повільно обертаючи поляроїд у якийсь один бік, будемо фіксувати значення фотоструму I_{ϕ} через кожні 10° в інтервалі $\alpha = [0^{\circ}, 90^{\circ}]$. Данні занесемо в таблицю.

4. Тепер, повільно обертаючи поляроїд на невеликі кути за та проти годинної стрілки, встановимо на міліамперметрі мінімальне значення струму. Це означатиме, що кут $\alpha = 90^{\circ}$. Повертаючи поляроїд у той самий бік, пройдемо інтервал кутів $\alpha = [90^{\circ}, 0^{\circ}]$, фіксуючи значення фотоструму I_{ϕ} через кожні 10° . Знайдемо середнє значення фотоструму \bar{I}_{ϕ} для кожного кута.

5. Розрахуємо відношення $\bar{I}_{\phi} / \bar{I}_{\phi 0}$, де $\bar{I}_{\phi 0}$ - середнє максимальне значення фотоструму при $\alpha = 0$. Данні занесемо в таблицю.

6. Побудуємо графік залежності величини $\bar{I}_\phi / \bar{I}_{\phi 0}$ від $\cos^2 \alpha$ (рис.3.5). Лінійний характер графіку підтверджуватиме справедливність закону Малюса.

Таблиця 3.1

α	$\cos \alpha$	$\cos^2 \alpha$	I_ϕ, mA		\bar{I}_ϕ	$\bar{I}_\phi / \bar{I}_{\phi 0}$
0	1	1				
10	0,98	0,97				
20	0,94	0,88				
30	0,87	0,75				
40	0,76	0,59				
50	0,64	0,41				
60	0,50	0,25				
70	0,34	0,12				
80	0,17	0,03				
90	0	0				

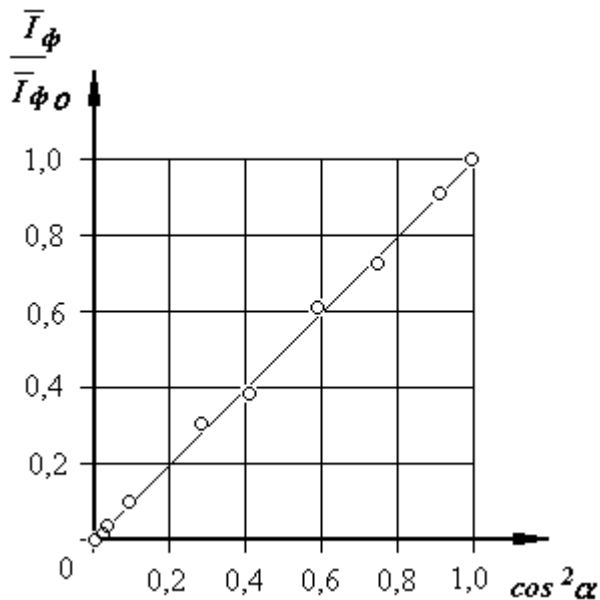


Рисунок 3.5

7. Зробити висновки щодо справедливості закону Малюса.

Контрольні запитання

1. Що таке світло з сучасної наукової точки зору?
2. Як в електромагнітній хвилі орієнтовані один відносно одного вектори \vec{E} , \vec{H} , \vec{c} ?
3. Що таке площина поляризації?
4. Чим поляризоване світло відрізняється від природного?
5. В чому полягає закон Малюса?

Література

1. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976.- с.370 – 379.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. – т. 4. – М.: Наука, 1980.- с. 397 – 400.
3. Савельев И. В. Курс общей физики.– т. 2. – М.: Наука, 1982.- с. 428 – 432.

4 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 64. ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ СТЕФАНА-БОЛЬЦМАНА

Мета роботи: Перевірити закон Стефана-Больцмана.

Прилади і обладнання: джерело струму, лампа розжарювання, термомостовпчик, міліамперметр.

4.1 Теоретична частина

Випромінювання світла відбувається в результаті переходів атомів і молекул із станів з більшою енергією в стани з меншою енергією. Теплове випромінювання відрізняється від інших видів випромінювання (люмінесценції) способом переходу систем, що випромінюють, у збуджені стани. При тепловому випромінюванні такий перехід відбувається за рахунок теплового руху атомів та молекул. Інтенсивність теплового випромінювання характеризується енергетичною світимістю R_e , яка визначається як кількість променевої енергії, що випромінюється одиницею поверхні тіла за одиницю часу, тобто

$$R_e = \frac{Q}{S \cdot \Delta t}, \quad (4.1)$$

де Q – енергія, що випромінюється тілом з площі S за час Δt .

Теплове випромінювання складається з хвиль різної довжини λ . Доля енергетичної світимості, яка припадає на елементарний інтервал $d\lambda$ має вигляд

$$dR_e = r_\lambda \cdot d\lambda, \quad (4.2)$$

тому енергетична світимість може бути представлена у вигляді:

$$R_e = \int_0^{\infty} r_\lambda d\lambda, \quad (4.3)$$

де r_λ – емісійна здатність тіла, або густина енергетичної світимості, яка визначається як:

$$r_\lambda = \frac{dR_e}{d\lambda}. \quad (4.4)$$

Нехай на елементарну площину dS в діапазоні хвиль $d\lambda$ падає потік променевої енергії $d\Phi_\lambda$. Частина цього потоку $d\Phi'_\lambda$ поглинається

тілом. Тоді величина:

$$\alpha = \frac{d\Phi'_\lambda}{d\Phi_\lambda} \quad (4.5)$$

називається поглинальною здатністю тіла.

Тіло, що поглинає випромінювання будь-якої довжини хвилі називається **абсолютно чорним**. Для абсолютно чорного тіла $\alpha = 1$ для всіх довжин хвиль. Якщо для деякого тіла $\alpha < 1$ і для всіх довжин хвиль λ стале, то таке тіло називається сірим.

Згідно з законом Стефана-Больцмана енергетична світимість абсолютно чорного тіла

$$R_e = \sigma \cdot T^4, \quad (4.6)$$

а для сірого тіла

$$R'_e = \alpha \cdot \sigma \cdot T^4, \quad (4.7)$$

де T – абсолютна температура, а σ – стала Стефана-Больцмана, яка дорівнює: $\sigma \approx 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{Bm}{m^2 \cdot K^4}$, а величина $\alpha < 1$, має назву коефіцієнта чорноти.

4.2 Експериментальна частина

Схема лабораторної установки представлена на рис.4.1. Джерело струму 1 живить лампу розжарювання 4. Струм та напруга на лампі

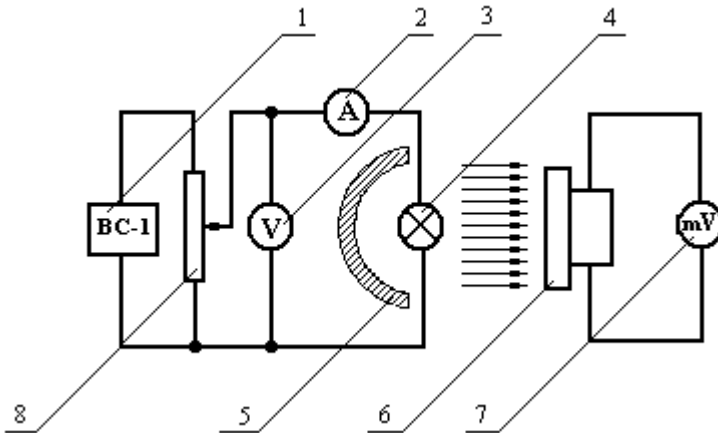


Рисунок 4.1

фіксуються відповідно амперметром 2 та вольтметром 3, що розташовані на джерелі струму 1. Світло від лампи розжарювання відбивається від екрану 5 і потрапляє на термостовпчик 6, що генерує напругу, яка вимірюється міліамперметром 7.

4.3 Хід роботи

1. Перед тим як увімкнути джерело струму в мережу впевнимось, що потенціометр 8 джерела знаходиться у крайньому лівому положенні, при якому струм та напруга на лампі розжарювання дорівнюють нулю. Увімкнемо джерело струму в мережу і повільно обертаючи потенціометр джерела по годинній стрільці, встановимо максимальне значення струму через лампу 5А (**не більше!**).

2. Зачекаємо приблизно 1 хвилину поки в системі не встановиться стан рівноваги і мілівольтметр 7 покаже певне стає значення напруги, що генерується термостовпчиком 6.

3. Результати вимірів струму та напруги на лампі, а також напругу на термостовпчику занести в таблицю. Поступово зменшуючи струм через лампу, повторити виміри при значеннях сили струму в інтервалі від 5 до 1 ампера з кроком в 0,5 ампера. Після встановлення кожного нового значення струму напругу на термостовпчику - *u* записувати не раніше ніж через 1 хвилину для того, щоб система була в змозі прийти в стан рівноваги. Данні вимірювань занести в таблицю 5.1.

Таблиця 4.1

№	I, A	U, B	$R, Ом$	$t, ^\circ C$	T, K	$u, мВ$	$\ln T$	$\ln u$
1	5							
2	4,5							
3	4							
4	3,5							
5	3							
6	2,5							
7	2							
8	1,5							
9	1							

4. Для кожної пари значень сили струму I та напруги U

визначити по закону Ома опір нитки накалу лампи розжарювання R

$$R = \frac{U}{I}. \quad (4.8)$$

Данні занести в таблицю 4.1.

5. Опір лампи розжарювання пов'язаний з температурою її нитки формулою:

$$R = R_0 \cdot (1 + \alpha t^\circ), \quad (4.8)$$

де $R_0 = 0,35 \text{ Ом}$ - опір при 0° C ; α - температурний коефіцієнт опору, який дорівнює: $\alpha = 4,7 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{K}}$; t - температура по шкалі

Цельсія.

З формули (4.8) знаходимо температуру нитки лампи в градусах Цельсія

$$t = \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{R - R_0}{R_0} \quad (4.9)$$

і абсолютну температуру за формулою

$$T = t + 273 \quad (4.10)$$

6. Напряга, що виникає в термостовпчику практично лінійно залежить від енергетичної світимості нитки, тобто можна вважати, що

$$R_e = c \cdot u, \quad (4.11)$$

де c - певна стала величина. З іншого боку згідно закону Стефана-Больцмана енергетична світимість пропорційна четвертому ступеню температури. Для перевірки цього факту, користуючись формулами (4.6) та (4.11) для енергетичної світимості запишемо:

$$R_e = c \cdot u = \sigma \cdot T^N. \quad (4.12)$$

Після логарифмування формули (12) одержуємо:

$$\ln u = C + N \ln T, \quad (4.13)$$

де C - певна стала величина.

Візьмемо логарифми від напруги u , та температури T . Данні занесемо в таблицю.

7. Побудуємо графік залежності $\ln u$ від $\ln T$ (рис.4.2).

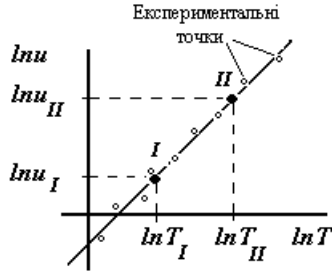


Рисунок 4.2

8. Користуючись побудованим графіком, визначимо показник N . Для чого виберемо на графіку (**але не із таблиці!**) дві будь-які довільні точки і розрахуємо N за формулою:

$$N = \frac{\ln u_{II} - \ln u_I}{\ln T_{II} - \ln T_I}. \quad (4.14)$$

Порівняймо одержане значення N з показником ступеня в законі Стефана-Больцмана.

Контрольні запитання

1. Яке випромінювання називається тепловим?
2. Що таке енергетична світимість?
3. Що таке густина енергетичної світимості?
4. Як пов'язані між собою енергетична світимість і густина енергетичної світимості?
5. Яке тіло називається абсолютно чорним?
6. В чому полягає закон Стефана-Больцмана?

Література

1. Ландсберг Г. С. Оптика. – М.: Наука, 1976.- с. 682 – 698.
2. Сивухин Д. В. Общий курс физики. – т. 4. – М.: Наука, 1980.- с. 685 – 687.
3. Савельев И. В. Курс общей физики.– т. 3. – М.: Наука, 1982.- с. 16 – 18.

5 ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 65. ЕЛЕМЕНТИ СПЕКТРАЛЬНОГО АНАЛІЗУ

Мета роботи: Ознайомитись з методом спектрального аналізу. Ідентифікувати невідому речовину по її спектру.

Прилади і обладнання: Монохроматор УМ-2, джерело живлення ЕПС-2, джерело світла.

5.1 Теоретична частина

Фізичний зміст абсолютного показника заломлення n полягає в тому, що він показує, в скільки разів швидкість розповсюдження світла в вакуумі більше швидкості розповсюдження світла у даному середовищі

$$n = \frac{c}{v}, \quad (5.1)$$

де v - швидкість розповсюдження світла в даному середовищі; c - швидкість розповсюдження світла у вакуумі, яка згідно сучасних уявлень, є найбільшою швидкістю, що відома в природі, вона приблизно дорівнює: $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Дослід показує, що показник заломлення залежить від довжини хвилі. Залежність показника заломлення світла від довжини хвилі називається **дисперсією**. Дисперсія притаманна всім середовищам за винятком абсолютного вакууму і вона виникає внаслідок вимушених коливань заряджених частинок речовини – електронів та іонів під впливом змінного поля електромагнітної хвилі.

Світло Сонця, електричної дуги чи лампочки розжарювання являє собою суміш електромагнітних хвиль різної довжини і, внаслідок дисперсії, після проходження скажімо через скляну призму (дисперсія Ньютона), розкладається в суцільну різнобарвну смугу з безперервним переходом одного кольору в інший. Так виникає неперервний спектр, який називають **спектром випромінювання**. Спектром випромінювання даної речовини називається сукупність частот (довжин хвиль), що випромінюється даною речовиною. Досліди показують що неперервний спектр випромінюють розжарені тверді і рідкі тіла.

Відповідно сукупність частот (довжин хвиль), що поглинаються даною речовиною, називається **спектром поглинання**. Дослід

показує, що спектри випромінювання і поглинання для кожної даної речовини співпадають.

Ізольовані атоми кожного хімічного елемента (тобто речовини у газоподібному стані) випромінюють цілком визначену, притаманну тільки даному хімічному елементу, сукупність спектральних ліній. На цьому явищі базується **спектральний аналіз** – дослідження хімічного складу та концентрації атомів та молекул, що входять у складну речовину, по її спектру. Методами спектрального аналізу концентрація даного хімічного елемента у складі складної речовини може бути визначена з дуже великим ступенем точності, для чого достатньою є дуже мала кількість речовини – до 10^{-13} кг !

Зокрема методами спектрального аналізу був визначений хімічний склад зірок.

5.2 Експериментальна частина

В роботі необхідно ідентифікувати світло, яке випромінюється невідомою речовиною по його спектру.

Основним приладом, що входить до складу лабораторної установки є монохроматор УМ-2 (універсальний монохроматор), який переважно використовується для дослідження видимого діапазону електромагнітного випромінювання. Спрощена схема монохроматора УМ-2 приведена на рис.5.1. На схемі:

- 1 – кожух монохроматора;
- 2 – система призм;
- 3 – конденсор;
- 4 – джерело світла;
- 5 – зорова труба з візиром;
- 6 – барабан;
- 7 – вхідна щілина монохроматора;
- 8 – мікрометричний гвинт вхідної щілини.

Досліджуване світло від джерела 4 проходить через вхідну щілину 7 і, після проходження через конденсор 3, плоским паралельним пучком направляється на систему призм 2, яку можна повертати на певні кути відносно осі, що проходить через т. О перпендикулярно до площини рисунку, за допомогою барабана 6. В наслідок явища дисперсії після проходження через призми світло розкладається в спектр, так що в зорову трубу 5 потрапляє тільки вузький спектральний інтервал, а решта випромінювання поглинається

чорними стінками кожуха 1 монохроматора. Спектр, що спостерігається в зоровій трубі монохроматора являє собою набір спектральних ліній, притаманний саме тій речовині, випромінювання якої досліджується. Кожна спектральна лінія виглядає як монохромна вертикальна смуга і по суті являє собою зображення вхідної щілини 7, яке спостерігається за допомогою зорової труби 5 і знаходиться в її фокальній площині.

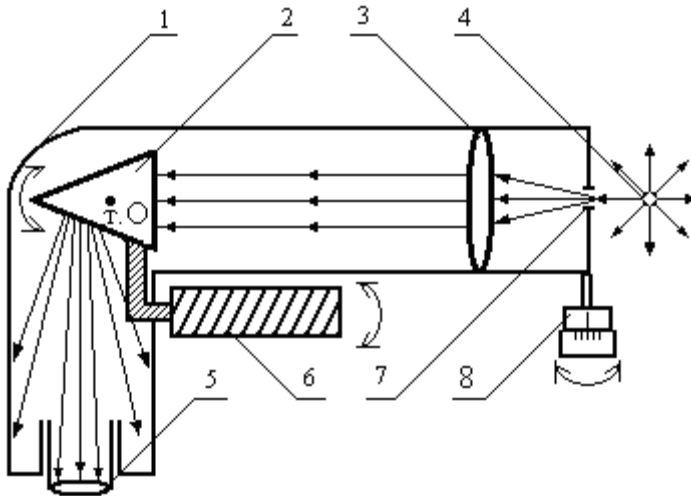


Рисунок 5.1

5.3 Хід роботи

1. Направити світло від джерела 4 на вхідну щілину монохроматора 7 (Рис.5.1). У зоровій трубі виникне досліджуваний спектр.
2. Повільно обертаючи кільце окуляра 5 монохроматора за або проти годинної стрілки, налаштувати зображення спектру під власний зір так, щоб воно було чітким.
3. Повільно обертаючи мікрометричний гвинт 8 вхідної щілини монохроматора домогтися того, щоб спектральні лінії мали оптимальну ширину: не були занадто широкими і, в той же час, були досить яскравими.
4. Повільно обертаючи барабан монохроматора за або проти годинної стрілки, спостерігати переміщення спектру праворуч або

ліворуч та досягти межі спектру, після якої спектральних ліній вже не видно.

5. Першу у спектрі спектральну лінію (неважливо з якого кінця спектру червоного або фіолетового) встановити навпроти візира окуляра. Записати в таблицю 5.1 відповідний кут по показанням шкали барабана монохроматора (ϕ , град) та колір лінії.

6. Повільно обертаючи барабан, сумістити наступну спектральну лінію з візором окуляра, зробити аналогічний запис і таким чином пройти весь спектр.

Таблиця 5.1

№	ϕ , град	Колір лінії	λ , нм	$\lambda_{\text{табл}}$, нм
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				
8				
9				
10				

7. За допомогою дисперсійної кривої монохроматора (доданок А) визначити довжину хвилі λ кожної спектральної лінії із таблиці 5.1.

8. Замалювати спектр у зошит в інтервалі довжин хвиль від 400 нм до 750 нм за зразком та у такому самому масштабі, який запропоновано у доданку 2.

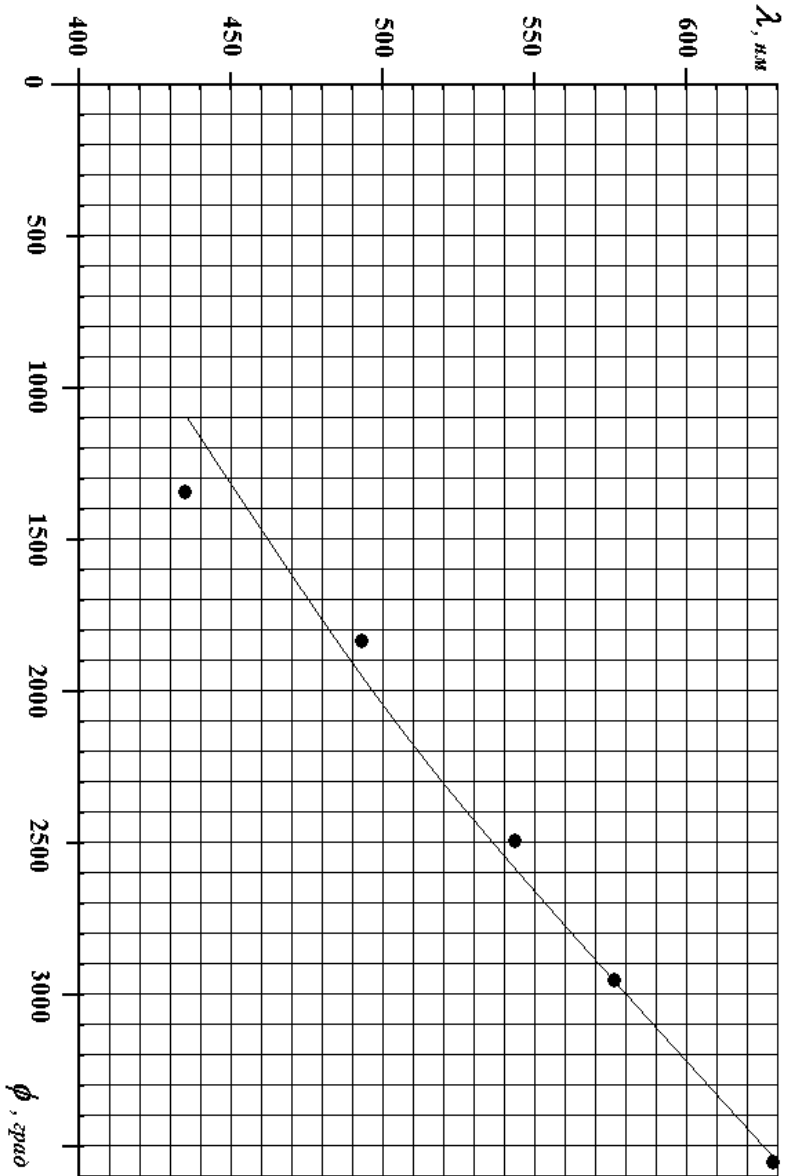
9. Порівняти отриманий спектр невідомої речовини із спектрами відомих речовин, приведених у доданку В шляхом накладання свого спектру на приведені спектри. Ідентифікувати невідому речовину по її спектру і записати в таблицю табличні значення $\lambda_{\text{табл}}$ для відповідних спектральних ліній. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. В чому полягає фізичний зміст абсолютного показника заломлення?
2. Що таке дисперсія світла?

3. Які спектри називаються спектрами випромінювання та поглинання?
4. В чому полягає спектральний аналіз речовини і на якому явищі він заснований?

Додаток А
Дисперсійна крива монохроматора УМ-2



Додаток В

Спектри деяких елементів

