**Лабораторна робота 61**

# БІПРИЗМА ФРЕНЕЛЯ

## 61.1. Мета роботи

Вивчити інтерференцію світла, що виникає при використанні біпризми Френеля, визначити довжину світлової хвилі і показника заломлення для світла даного кольору.

## 61.2. Загальні положення

Інтерференція світла – це взаємне підсилення, або послаблення світла при накладанні когерентних хвиль.

Когерентні хвилі – це хвилі, для яких різниця фаз $\Delta\varphi$ збуджених коливань залишається сталою за часом. Практично когерентні хвилі одержують, розділяючи світлову хвилю на дві частини і примушуючи їх пройти різні оптичні шляхи:

$$L=ns, \tag{61.1}$$

де $s$ – геометричний шлях хвилі, $n$ – абсолютний показник заломлення. При накладанні таких хвиль одна на одну і спостерігається явище інтерференції.

Розглянемо рівняння двох когерентних хвиль, одержаних розподілом світлової хвилі від одного джерела, які пройшли різні геометричні шляхи $s_1$ і $s_2$ в різних середовищах з показниками заломлення $n_1$ і $n_2$

$$a_1=A_1\cos(\omega t - k_1 s_1+\varphi), \tag{61.2}$$

$$a_2=A_2\cos(\omega t - k_2 s_2+\varphi), \tag{61.3}$$

де $k_1=\frac{2\pi}{\lambda_1}$, $k_2=\frac{2\pi}{\lambda_2}$ – хвильові числа, $A_1$ і $A_2$ – амплітуди, $\omega$ – циклічна частота.

Довжина хвилі $\lambda$ у середовищі з показником заломлення $n$ визначається співвідношенням

$$\lambda=\frac{\lambda_0}{n}, \tag{61.4}$$

де $\lambda_0$ – довжина хвилі у вакуумі.

При накладанні двох когерентних хвиль амплітуда результуючого коливання в даній точці простору визначається виразом

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + A_1 A_2 \cos(\Delta\varphi), \qquad (61.5)$$

де

$$\Delta\varphi = k_2 s_2 - k_1 s_1$$

– різниця фаз.

Використовуючи вирази (61.1)-(61.5), маємо співвідношення

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda}\Delta L, \qquad (61.6)$$

що встановлює зв'язок між різницею фаз $\Delta\varphi$ двох когерентних хвиль і оптичною різницею ходу $\Delta L$.

З формул (61.5) і (61.6) видно, що максимальна амплітуда результуючого коливання досягається за умови

$$\Delta L = \pm k\lambda, \qquad (61.7)$$

де $k=0, 1, 2, 3,\ldots$, а мінімальна амплітуда – за умови

$$\Delta L = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}, \qquad (61.8)$$

У тих точках простору, де виконується (61.7), виникають інтерференційні максимуми (світлі ділянки), а там, де виконується (61.8) – інтерференційні мінімуми (темні ділянки).

Біпризма Френеля являє собою дві прямі трикутні призми з малими кутами заломлення $\theta$, з'єднані найменшими гранями (див. рис. 61.1). Кут падіння променів на призму малий. Тому всі промені відхиляються біпризмою на однаковий кут

$$\delta = (n-1)\theta,$$

де $n$ – показник заломлення скла, з якого виготовлено біпризму.

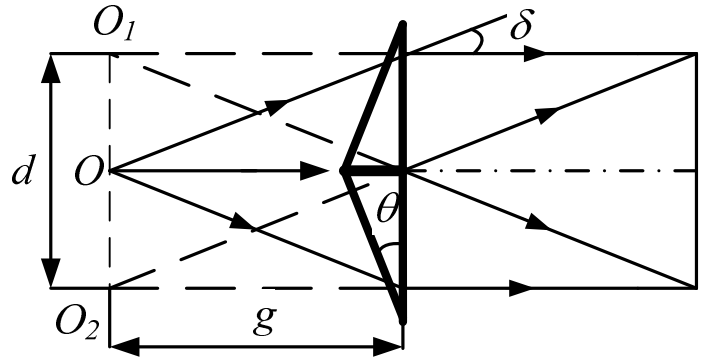



Рис. 61.1

Падаючий від щілини $O$ пучок світла після заломлення у біпризмі розділяється на два пучки, що немовби виходять з двох уявних щілин $O_1$ і $O_2$ . З рис. 61.1 видно, що відстань $d$ між уявними джере-

лами світла $O_1$ і $O_2$ визначається відстанню $g$ від джерела світла до біпризми і кутом заломлення біпризми $\theta$:

$$d = 2\,g\,tg\,\delta \approx 2\,g\,\delta(n-1)\theta - 1. \qquad (61.9)$$

Оскільки джерела $O_1$ і $O_2$ когерентні, то у просторі за біпризмою спостерігатиметься інтерференційна картина, що локалізована у всій області $AB$ перетинання пучків. Таким чином, інтерференційна картина, що спостерігається на екрані за допомогою біпризми Френеля, еквівалентна інтерференційній картині, одержаної в досліді Юнга з двома когерентними джерелами світла, і являє собою систему темних і світлих смуг, що чергуються між собою.

Відстань $\Delta x$ між сусідніми максимумами (або мінімумами) інтенсивності в досліді Юнга визначається формулою

$$\Delta x = \frac{\ell\lambda}{d}. \qquad (61.10)$$

Відстані $\Delta x$ між сусідніми темними смугами і $\ell$ – між джерелом світла і площиною спостереження можна виміряти в досліді. Для визначення відстані $d$ між уявними джерелами світла розмістимо між біпризмою і площиною спостереження збиральну лінзу (див. рис. 61.2) так, щоб у площині спостереження з'явилося чітке зображення джерел світла $Q_1$ та $Q_2$ (яскраві світлі смуги).

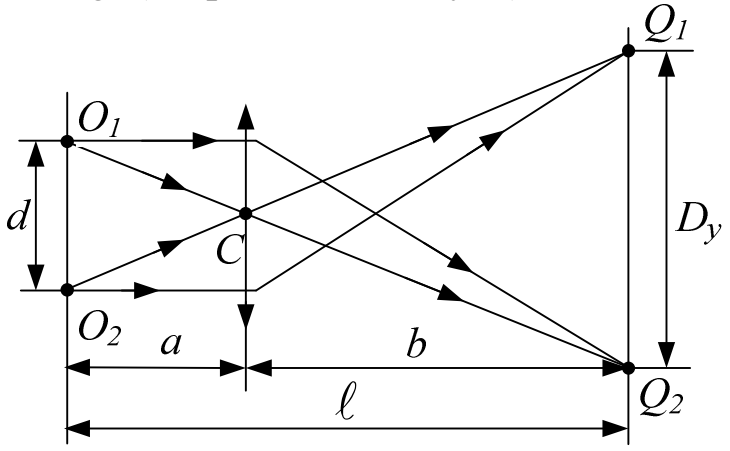



Рис. 61.2

Із подібності трикутників $O_1O_2C$ і $Q_1Q_2C$ випливає

$$d = D_y\frac{a}{b} = \frac{a\,D_y}{\ell - a}. \qquad (61.11)$$

Відстані $a$ від джерела світла до лінзи і $D_y$ – між зображеннями уявних джерел світла можуть бути виміряні дослідним шляхом.

Таким чином, із співвідношень (61.10) і (61.11) одержуємо вираз для визначення довжини хвилі світла:

$$\lambda = \frac{\Delta x\, a\, D_y}{\ell\,(\ell - a)}. \qquad (61.12)$$

Знаючи $\theta$ – кут заломлення біпризми, можна із співвідношення (61.9) встановити показник заломлення скла, з якого виготовлено біпризму, для світла з визначеною раніше довжиною хвилі $\lambda$

$$n = \frac{b\lambda}{(2\, g\, \theta\, \Delta x) + 1}. \qquad (61.13)$$

## 61.3. Опис лабораторної установки

Лабораторну установку схематично показано на рис. 61.3.

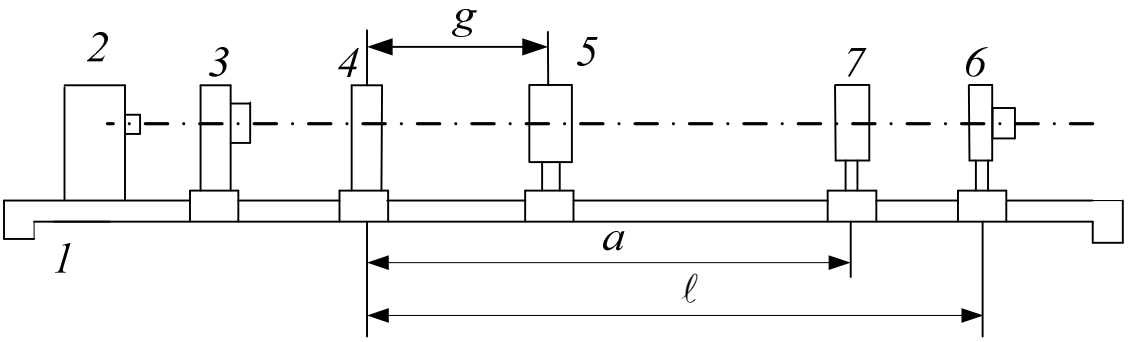



Рис. 61.3

Вона складається з оптичної лави 1, на якій закріплено джерело світла 2 із змінними світлофільтрами 3, щілина з регульованим зазором 4, біпризма Френеля 5, окуляр з відліковим пристроєм 6 у площині спостереження. Відліковий пристрій має мікрометричний гвинт, що дозволяє вимірювати відстань між мінімумами інтенсивності (темними смугами) інтерференційної картини з точністю до 0,01 мм.

Між біпризмою і окуляром може бути розміщена збиральна лінза 7. Біпризма і збиральна лінза можуть вільно рухатися уздовж оптичної лави.

## 61.4. Обладнання

1. Оптична лава.
2. Джерело світла.
3. Комплект світлофільтрів.
4. Щілина з регульованим проміжком.
5. Біпризма Френзеля.
6. Окуляр з відліковим пристроєм.
7. Збиральна лінза.

## 61.5. Порядок виконання роботи

1. Встановити на оптичній лаві все обладнання крім збиральної лінзи в тому порядку, як це показано на рис. 61.3.
2. Увімкнути джерело світла і переконатися в тому, що в окулярі спостерігається чітка інтерференційна картина.
3. За допомогою відлікового пристрою навести візирну риску на одну з темних вертикальних ліній лівої частини інтерференційної картини і записати показ відлікового пристрою $x_1$ до табл. 61.1.
4. Обертаючи мікрометричний гвинт, пересунути риску на одну з темних ліній у правій частині інтерференційної картини, відрахувати при цьому $k=3$ проміжків між темними лініями. Одержаний таким чином показ відлікового пристрою $x_2$ занести до табл. 61.1.
5. Дії, зазначені у пп. 3,4, повторити ще 2 рази, розрахувати різниці відліків $D_x = |x_1 - x_2|$ і знайти їхнє середнє значення $\overline{D}_x$.
6. Виконати пп. 3-5 ще два рази для інших значень $k$ ($k=4, 5$).
7. Обчислити відстань між сусідніми темними лініями (мінімумами інтенсивності) $\Delta x = \overline{D}_x / k$. Знайти середнє значення $\overline{\Delta x}$.
8. Встановити збиральну лінзу 7 на оптичній лаві між біпризмою і відліковим пристроєм 1 (див. рис. 61.3) і пересувати її доти, поки не з'являться у полі зору окуляра дві паралельні яскраві лінії, що відповідають зображенню джерел світла.
9. За допомогою відлікового пристрою три рази виміряти відстань між цими двома яскравими лініями (зображеннями уявних джерел) $D_y = |y_1 - y_2|$, де $y_1$ і $y_2$ – відліки, що відповідають наведенню риски на ліву лінію – $y_1$ і на праву яскраву лінію – $y_2$. Потім визначити середнє значення $\overline{D}_y$.
10. За допомогою лінійки виміряти відстань $g$ від щілини до біпризми, $a$ – від щілини до збиральної лінзи 1, $\ell$ – від щілини до окуляра 3 з відліковим пристроєм.
11. Обчислити за формулою (61.12) довжину хвилі світла, що визначається використаним світлофільтром.
12. Обчислити за формулою (61.13) показник заломлення скла біпризми для світла з даною довжиною хвилі. Значення кута заломлення біпризми $\theta$ одержати на робочому місці або спитати у викладача.
13. Усі одержані результати занести до табл. 61.1.

14. Змінити світлофільтр і повторити пп. 3-12 для нового світлофільтра. Дані записати у іншу аналогічну таблицю.

Таблиця 61.1

| $N$ досліду | $k$ | $x_1$ | $x_2$ | $D_x$ | $\overline{D}_x$ | $\Delta x$ | $\overline{\Delta x}$ | $y_1$ | $y_2$ | $D_y$ | $\overline{D}_y$ | $g$ | $a$ | $\ell$ | $\lambda$ | $n$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 2 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | |
| 3 | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | |
| | | | | | | | | | | | | | | | | |

## 61.6. Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Які джерела світла називаються когерентними?
3. Як утворюються дві когерентні хвилі?
4. Чому тупий кут біпризми Френеля повинен бути близьким до *180*°?
5. Яка повинна бути різниця фаз і оптична різниця ходу двох когерентних хвиль для одержання максимуму (мінімуму) інтенсивності світла?
6. Виведіть формулу (61.12) для визначення довжини хвилі за допомогою біпризми Френеля.

## 61.7. Література

1. Савельев И.В. Курс общей физики.–М.:Наука, 1978.–т.2, гл.17,§119-121; гл.20,§ 142-144.с.338-352, 442-452; т.3, гл.3, §16-18; гл.7, §43-45.с.72-90, 228-236.

## Лабораторна робота 62

# КІЛЬЦЯ НЬЮТОНА

### 62.1. Мета роботи

Вивчити інтерференцію світла при відбитті від тонких пластинок змінної товщини на прикладі кілець Ньютона, визначити радіус кривини збиральної лінзи і довжини світлової хвилі.

### 62.2. Загальні положення

Взаємне підсилення чи послаблення інтенсивності світла при накладанні когерентних хвиль називається інтерференцією світла.

Когерентні хвилі – це хвилі, для яких різниця фаз залишається сталою за часом.

Практично когерентні хвилі одержують, розділяючи світлову хвилю на дві частини і примушуючи їх пройти різні оптичні шляхи. При накладанні таких хвиль одна на одну спостерігається явище інтерференції.

Якщо оптична різниця ходу $\Delta L$ дорівнює цілому числу довжин хвиль $\lambda$ у вакуумі

$$\Delta L = m\,\lambda \qquad (m = 0, 1, 2,\ldots),$$

то спостерігається інтерференційний максимум; а якщо напівцілому

$$\Delta L = \pm(m+1/2)\,\lambda, \tag{62.1}$$

– інтерференційний мінімум.

Прикладом інтерференційної картини можуть бути кільця Ньютона. Вони спостерігаються у тому разі, коли опукла поверхня лінзи малої кривини торкається до плоскої поверхні так, що повітряний прошарок, який залишається між ними, потупово збільшується від центра до країв.

Якщо на лінзу падає пучок монохроматичного світла $S$, то світлові хвилі, відбиті від верхньої і нижньої меж цього повітряного прошарку, будуть інтерферувати між собою (рис. 62.1). При цьому спостерігається така картина: темна пляма знаходиться у центрі концентричних світлих і темних кілець (див. рис. 62.2).

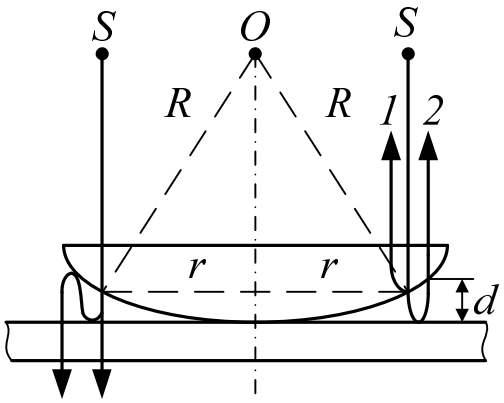



Рис. 62.1

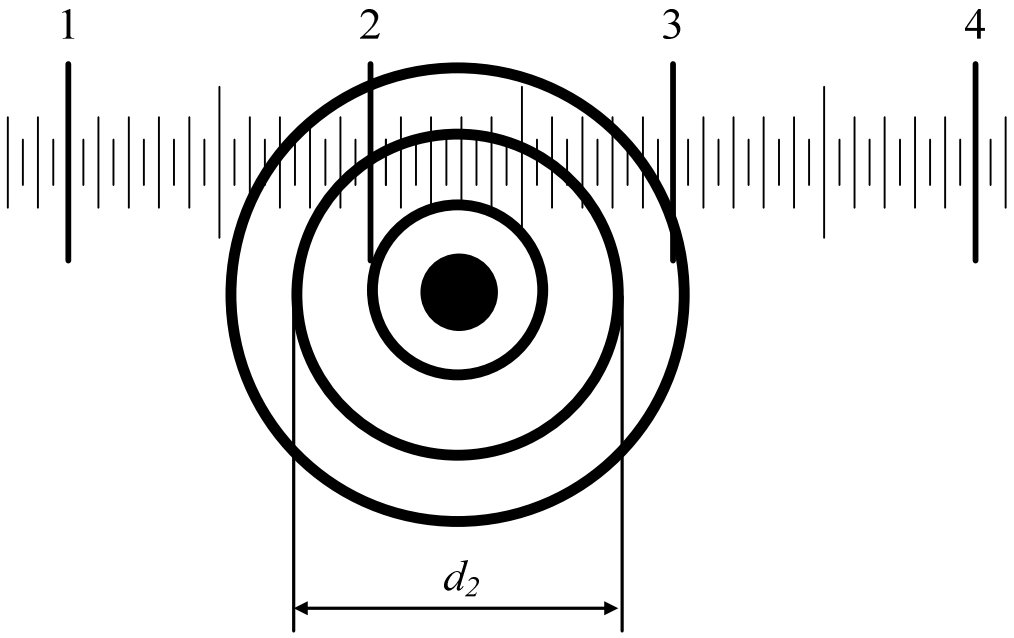



Рис. 62.2

При спостереженні у прохідному світлі картина буде оберненою: у центрі розміщена світла пляма, а всі світлі і темні кільця міняються місцями.

Розраховуючи розміри кілець Ньютона, слід враховувати той факт, що при відбитті від оптично більш густого середовища на межі розподілу двох середовищ фаза відбитої хвилі змінюється на $\pi$ (що відповідно дорівнює зміні оптичної довжини шляху на $\lambda/2$), а при відбитті світла від менш оптично густого середовища цього не відбувається.

Для одержання робочої формули проведемо розрахунок розмірів кілець Ньютона. На рис. 62.1 схематично зображено лінзу і плоску скляну пластинку, що торкаються одна до одної, а також показано хід

променів у відбитому і прохідному світлі. Оптична різниця ходу двох променів, що утворюють інтерференційну картину, визначається товщиною повітряного прошарку $d$ і умовами відбиття на межах цього прошарку, що змінюють фазу відбитої хвилі.

При інтерференції у відбитому світлі один з променів відбивається від більш оптично густого середовища – скляної пластинки. Тому

$$\Delta L = 2d + \frac{\lambda}{2}. \qquad (62.2)$$

При інтерференції у прохідному світлі один з променів двічі відбивається від оптично більш густого середовища. Тому фаза зміниться на $2\pi$ і цю зміну можна не враховувати. В результаті

$$\Delta L = 2\,d.$$

Величину $d$ легко виразити через радіус лінзи $R$ і радіус відповідного кільця $r$.

Для прямокутного трикутника $AOB$ (див. рис. 62.1) за теоремою Піфагора маємо

$$R^2 = (R - d)^2 + r^2.$$

Розкриваючи дужки і нехтуючи величиною $d^2$ порівняно з рештою членів, отримуємо

$$d = \frac{r^2}{2R}. \qquad (62.3)$$

Об'єднуючи рівняння (62.1)-(62.3), одержуємо формулу для радіусів темних кілець у відбитому світлі

$$r_m = \sqrt{mR\lambda}, \qquad (62.4)$$

де $m=1, 2, 3, \ldots$ – порядковий номер кілець.

З формули (62.4), що визначає радіус темних кілець у відбитому світлі, можна визначити довжину хвилі $\lambda$, коли відомо $r_m$. Однак внаслідок пружної деформації скла неможливо добитися ідеального дотику сферичної лінзи і плоскої пластинки в одній точці. Тому більш правильний результат буде одержано, коли $\lambda$ визначається за різницею радіусів двох кілець $r_m$ і $r_n$ ($m \neq n$). Використовуючи формулу (62.4), маємо

$$r_m^2 / R - r_n^2 / R = (m - n)\lambda,$$

звідки

$$\lambda = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{(m-n)R}. \qquad (62.5)$$

## 62.3. Опис лабораторної установки

Установка схематично зображена на рис. 62.3. Вона складається з мікроскопа *М* і розташованого збоку джерела світла *ДС*. На столику мікроскопа *С* розміщено оптичну систему: опукла лінза *Л* і плоска скляна пластинка $П_2$. Між об'єктивом і оптичною системою розміщено невелику пластинку $П_1$ під кутом $45°$ до осі мікроскопа. Світло від джерела проходить через світлофільтр *СФ*, відбивається від пластинки $П_1$ і потрапляє на оптичну систему лінза-скло ($Л$-$П_2$). Столик мікроскопа може переміщуватися за допомогою гвинта *Г*. Це переміщення фіксується системою відліку. Світлофільтр *СФ* дозволяє отримати монохроматичне світло.

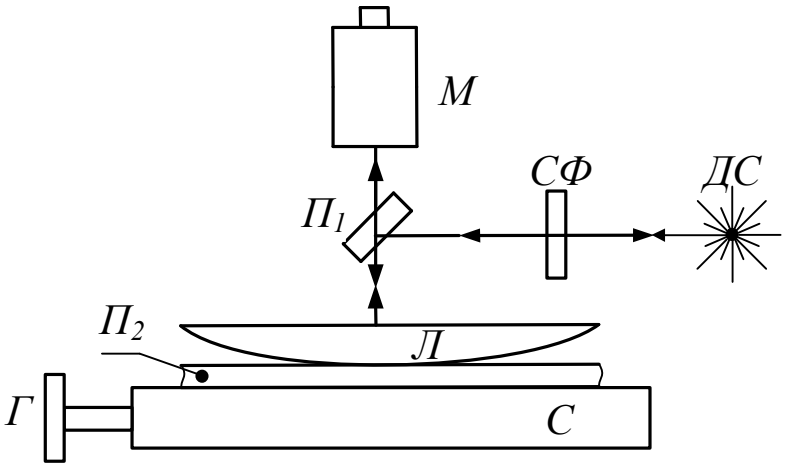



Рис. 62.3

Спостереження кілець Ньютона (див. рис. 62.2) проводять у відбитому світлі. У окулярі мікроскопа разом з кільцями видно шкалу, пронумеровані риски якої відповідають міліметрам. Якщо обертати гвинт *Г*, то в полі зору мікроскопа переміщуються кільця Ньютона відносно шкали. Наводячи будь-яку пронумеровану риску шкали на один край кільця, можна з точністю *0,05 мм* визначити діаметр кільця.

## 62.4. Обладнання

1. Мікроскоп з пересувним столиком, системою відліку і закріпленою під кутом $45°$ скляною пластиною.
2. Джерело світла.
3. Набір світлофільтрів.
4. Оптична система, закріплена на пересувному столику.

## 62.5. Порядок виконання роботи

1. Переконатися у тому, що джерело світла закрите червоним світлофільтром і у полі зору мікроскопа чітко видно інтерференційну картину – кільця Ньютона.
2. За допомогою відлікового пристрою мікроскопа визначити величину діаметрів $d$ темних кілець, починаючи з першого темного кільця ($n = 1$) до сьомого ($n = 7$). Повторити вимірювання діаметра не менше 3 разів для кожного кільця.
3. Визначити середні значення діаметрів $d_{сер}$ і радіусів $r = d_{сер}/2$.

Таблиця 62.1

| № кільця | $d$ | | | $d_{сер}$ | $r$ | $R$ | $R_{сер}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | 1 | 2 | 3 | | | | |
| 1 | | | | | | | |
| 2 | | | | | | | |
| 3 | | | | | | | |
| 4 | | | | | | | |
| 5 | | | | | | | |
| 6 | | | | | | | |
| 7 | | | | | | | |

4. Обчислити значення радіуса кривизни лінзи за формулою

$$R_{m\ell} = \frac{(r_m - r_\ell)(r_m + r_\ell)}{(m-\ell)\lambda_ч},$$

де $\lambda_ч = 6{,}5 \cdot 10^{-7}$ м – довжина хвилі червоного світла, $m$ і $\ell$ – будь-які два значення номера кільця, $r_m$ і $r_l$ – відповідні радіуси кілець. При цьому необхідно, щоб числа $m$ і $\ell$ відрізнялися одне від одного не менше, ніж на три одиниці. Провести розрахунки радіуса кривини лінзи для трьох-чотирьох пар кілець.

5. Знайти середнє значення радіуса кривини. Усі результати занести до табл. 62.1.
6. Попросити лаборанта замінити червоний світлофільтр зеленим і виміряти радіуси темних кілець, як описано у пп. 1-3.
7. Визначити довжину хвилі зеленого світла $\lambda$ три-чотири рази за формулою (62.5) і усі результати разом із середнім значенням довжини хвилі $\lambda_{сер}$ записати у **другу таку таблицю**, як і табл. 62.1, але тепер два останні стовпчика таблиці мають назви $\lambda$ і $\lambda_{сер}$ відповідно (замість $R$ і $R_{сер}$).

## 62.6. Контрольні запитання

1. Які хвилі і джерела світла мають назву когерентних?
2. Дайте визначення явищу інтерференції світла .
3. Якою потрібна бути різниця фаз у двох когерентних хвиль для одержання максимуму (мінімуму) інтенсивності світла?
4. Що називається оптичною різницею ходу променів?
5. Якою має бути різниця ходу променів для одержання інтерференційного максимуму (мінімуму)?
6. Чим визначається оптична різниця ходу променів при спостереженні кілець Ньютона у відбитому (прохідному) світлі?
7. Виведіть формулу для радіуса темного і світлого кілець у відбитому (прохідному) світлі.

## 62.7. Література

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.:Наука,1978.–Т.2.–С.338-346, 312 –362; т.3–с.78-83, 90-99.
2. Шубин А.С. Курс общей физики.–М.:Высш.шк., 1976.–С.322-329.

## Лабораторна робота 63

# ВИВЧЕННЯ СПЕКТРІВ

### 63.1. Мета роботи

Вивчити спектри невідомих елементів за допомогою спектроскопа, градуйованого за спектром відомого елемента.

### 63.2. Загальні положення

Розклад білого світла на спектр при його проходженні через призму є наслідком дисперсії світла. Дисперсія світла – це залежність показника заломлення речовини від довжини хвилі $\lambda$ (чи частоти $\upsilon$) хвилі, або залежність фазової швидкості світлових хвиль v від частоти $\upsilon$:

$$n = f(\lambda),\ \mathrm{v} = f(\upsilon).$$

Спектри поділяються на спектри випромінювання і спектри поглинання. Існують три типи спектрів випромінювання – лінійчаті, смугасті і суцільні. Лінійчаті спектри випромінюються невзаємодіючими атомами кожного окремого елемента, тому їх ще називають атомарними спектрами. Вони складаються з окремих кольорових ліній, відокремлених темними проміжками. На практиці лінійчаті спектри породжуються розжареними газами, що знаходяться у розрядженому стані, бо такий газ складається з невзаємодіючих атомів. Лінійчаті спектри з'являються у результаті електронних переходів в енергетичних спектрах атомів, причому кожному елементу відповідає індивідуальний спектр випромінювання.

Смугасті спектри, маючи вигляд окремих кольорових смуг, чітких з одного краю і розмитих – з другого, є спектрами випромінювання невзаємодіючих молекул даної речовини і тому називаються ще молекулярними спектрами. Нагріті гази і пара породжують смугасті спектри, оскільки складаються з практично не взаємодіючих молекул. Смугасті спектри є результатом зміни коливальної і обертальної енергій молекул, а також енергії електронних оболонок атомів (електронної енергії).

Розрізняють три види смуг. Обертальні смуги – це сукупності обертальних ліній випромінювання, що відповідають переходам мо-

лекул з одного стану до іншого без зміни коливальної і електронної енергії молекули. Ці смуги лежать у дальній інфрачервоній області спектра. Сукупність ліній обертального спектра, що належать одному і тому ж коливальному переходу без зміни електронної енергії, називається коливально-обертальними смугами. Ці смуги лежать у ближній інфрачервоній області. Сукупність ліній обертального спектра, що належать одному і тому ж коливальному і електронному переходам, називається електронно-коливальними смугами. Електронно-коливальні смуги лежать у видимій і ультрафіолетовій частинах спектра.

Сильно взаємодіючі молекули породжують суцільні спектри, де один колір поступово переходить в інший. Суцільний спектр дають нагріті тверді тіла і рідини, а також газ під великим тиском.

Досліджування спектрів випромінювання і спектрів поглинання дозволяє встановити якісний склад речовини. Кількісний вміст певного елемента визначають, вимірюючи яскравість його спектральних ліній.

Метод дослідження, який дає можливість за спектром випромінювання і поглинання робити висновок про хімічний склад речовини, називають спектральним аналізом. Знаючи довжину хвилі, що випромінюють різні гази і пара, за спектром можна встановити наявність тих чи інших елементів у досліджуваній речовині.

## 63.3. Опис лабораторної установки

Видиму частину спектра досліджують за допомогою приладів, що називаються спектроскопами.

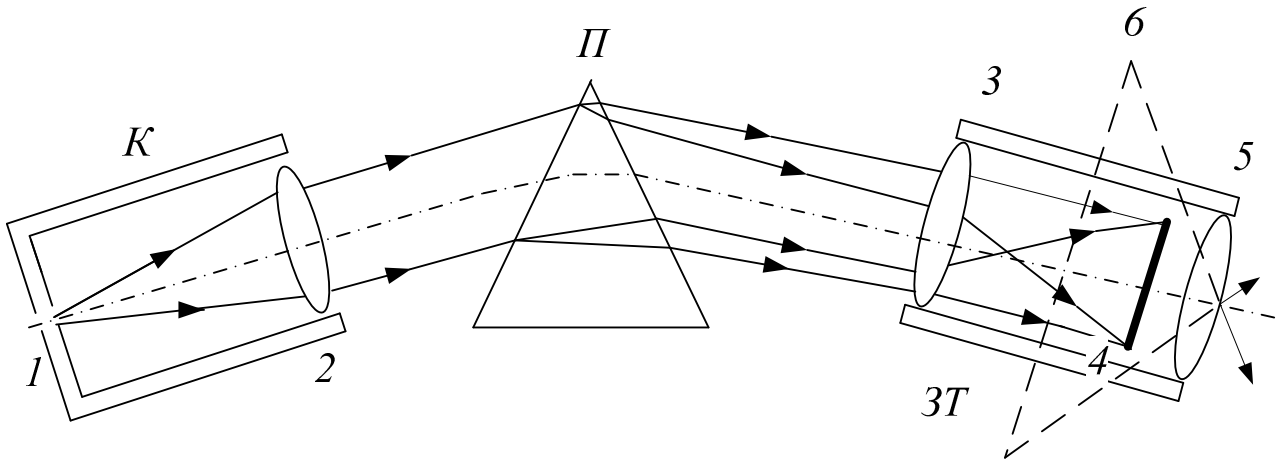



Рис. 63.1

Двотрубний спектроскоп, зображений на рис. 63.1, складається з трьох основних частин: коліматора *К*, столика з призмою *П* і зорової труби *ЗТ*, що переміщується відносно призми мікрометричним гвинтом. Коліматор складається з труби, що має щілину *1*, розміщену в головному фокусі лінзи *2*. Тому промені, які проходять крізь щілину *1* і падають на лінзу *2*, виходять з неї паралельним пучком. Промені з лінзи 2 падають на передню грань призми *П*, розкладаються у призмі на спектр і виходять з неї системою променів різних кольорів і напрямків залежно від довжини хвилі, причому всі промені одного кольору паралельні один одному. Потім промені надходять у зорову трубу крізь об'єктив *3*. Оскільки промені одного кольору, що виходять з призми, паралельні, але не збігаються за напрямами з променями інших кольорів, то у фокальній площині об'єктива *3* виникає ряд паралельних, по різному забарвлених зображень щілини *1* – це і є спектр даного випромінювання. Оскільки одержане зображення *4* спектра мале, то для його збільшення застосовується окуляр *5*, що діє як звичайна лупа, яка дозволяє побачити збільшене зображення спектра *6*.

## 63.4. Обладнання

1. Призматичний двотрубний спектроскоп.
2. Джерело з відомим спектром – лампа денного світла.
3. Джерело з невідомим спектром – неонова лампа.

## 63.5. Порядок виконання роботи

А) Градуювання спектроскопа

1. Перед коліматором спектроскопа встановити джерело світла з відомим лінійчатим спектром – лампою денного світла.
2. За допомогою відлікового пристрою спектроскопа для кожної лінії відомого спектра, значення довжини хвилі якої вказані у табл. 63.1, тричі визначити покази відлікового пристрою спектроскопа і разом із середнім значенням занести їх у цю таблицю.
3. За даними табл. 63.1 накреслити на міліметровому папері графік залежності довжини хвилі від показу відлікового пристрою спектроскопа – градуювальну криву спектроскопа.

Б) Аналіз спектра невідомого елемента

1. Перед коліматором спектроскопа встановити джерело світла з невідомим лінійчатим спектром – неонову лампу.

Таблиця 63.1

| Лінія Спектра | Покази відлікового пристрою | | | | Довжина хвилі, *Å* |
|---|---|---|---|---|---|
| | Номер досліду | | | | |
| | 1 | 2 | 3 | серед-днє | |
| Червоний край | | | | | 6700 |
| Жовта | | | | | 5700 |
| Зелена | | | | | 5400 |
| Синя | | | | | 4250 |
| Фіолетова | | | | | 3900 |

2. За допомогою відлікового пристрою спектроскопа для кожної лінії невідомого спектра тричі визначити покази відлікового пристрою, їхнє середнє значення.
3. За допомогою градуювальної кривої спектроскопа визначити довжину хвилі для кожної лінії невідомого спектра. Результати занести у **другу таку таблицю**, як і табл. 63.1, але тепер вже остання колонка буде мати нові значення довжини хвилі.

## 63.6. Контрольні запитання

1. Що називається дисперсією світла?
2. Види спектрів і їх походження.
3. Накреслити оптичну схему спектроскопа.
4. Що таке спектральний аналіз?
5. Що таке градуювальна крива спектроскопа?
6. Що означає дослідити невідомий спектр?
7. Які граничні значення довжин хвиль оптичного діапазону?

## 63.7. Література

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1978. т.2, гл. 20, §142, 144, 145. –с.443-454; т.3, гл.7, §43,44,46.–с.228-236.
2. Шубин А.С. Курс общей физики.–М. Высш. шк., 1976, гл.17, §1, 2.–с.351-354.

## Лабораторна робота 64

# ТЕПЛОВЕ ВИПРОМІНЮВАННЯ

### 64.1. Мета роботи

Вивчити будову оптичного пірометра, виміряти з його допомогою температуру нагрітого тіла й визначити залежність енергетичної світності вольфраму від температури.

### 64.2. Загальні положення

Випромінювання електромагнітних хвиль за рахунок внутрішньої енергії тіл – це теплове випромінювання. Коли для кожної довжини хвилі тіло випромінює стільки енергії, скільки і поглинає, – це випромінювання називається зрівноваженим.

Інтенсивність випромінювання характеризується величиною потоку енергії $\Phi$, що являє собою кількість енергії, яка переноситься випромінюванням за одиницю часу, і в системі СІ вимірюється у Вт. Потік енергії, який випромінює одиниця поверхні випромінюючого тіла у всіх напрямках і залежний від температури тіла $T$, називається енергетичною світністю $R$ тіла:

$$R(T) = \frac{\Phi}{S}.$$

Відношення енергетичної світності $dR(T)$ у вузькому інтервалі довжин хвиль від $\lambda$ до $\lambda+d\lambda$ до величини цього інтервалу $d\lambda$

$$r(\lambda,T) = \frac{dR(T)}{d\lambda} \qquad (64.1)$$

називається випромінювальною здатністю.

Якщо на елементарну площу $dS$ тіла падає потік променевої енергії $d\Phi(\lambda, T)$, обумовленої випромінюванням в інтервалі хвиль від $\lambda$ до $\lambda+d\lambda$, а поглинається тільки частина цього потоку $d\Phi'(\lambda, T)$, то безрозмірна величина

$$a(\lambda,T) = \frac{d\Phi'(\lambda,T)}{d\Phi(\lambda,T)} \qquad (64.2)$$

називається поглинальною здатністю тіла.

Тіло, яке повністю поглинає падаюче на нього випромінювання усіх довжин хвиль, називається абсолютно чорним тілом.

Для абсолютно чорного тіла поглинальна здатність тіла дорівнює *1*:

$$a(\lambda, T) = 1.$$

Сірим тілом називається таке тіло, для якого

$$a(\lambda, T) = const < 1. \qquad (64.3)$$

Кірхгоф встановив закон, згідно з яким *відношення випромінювальної і поглинальної здатностей не залежить від природи тіла і є для всіх тіл однією і тією ж універсальною функцією довжини хвилі і температури*. А Планк вивів формулу для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла:

$$f(\lambda,T) = \frac{r(\lambda,T)}{a(\lambda,T)} = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1},$$

де $h = 6{,}625\ 10^{-23}$ *Дж·с* – стала Планка.

Закон Стефана-Больцмана стверджує, що *енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна до четвертого ступеня абсолютної температури*:

$$R_{ачт}(T) = \int_0^\infty f(\lambda,T)d\lambda = \sigma T^4, \qquad (64.4)$$

де $\sigma = 5{,}7 \cdot 10^{-8}$ *Вт*/(*м*$^2$*К*) – стала Стефана-Больцмана.

Усі реальні тіла поглинають не все падаюче на них випромінювання. Із закону Кірхгофа випливає, що для них виконується співвідношення (64.3) і їхня випромінювальна здатність завжди менша випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла, яке випромінює на тій же довжині хвилі і при тій же температурі:

$$r_{реал}(\lambda, T) < r_{ачт}(\lambda, T).$$

Коефіцієнтом сірості реального тіла називається відношення енергетичної світності тіла $R_{реал}(T)$ до енергетичної світності абсолютно чорного тіла $R_{ачт}(T)$ при тій же температурі:

$$B(T) = \frac{R_{реал}(T)}{R_{ачт}(T)}. \qquad (64.5)$$

Енергетичну світність реального тіла $R_{реал}(T)$ обчислюють за такою формулою:

$$R_{реал}(T) = \frac{P}{S} = \frac{U\,I}{S}, \qquad (64.6)$$

де $U$ – напруга на лампі, $I$ – сила струму, $P$ – потужність електричного струму у спіралі лампи.

Оптичні методи, засновані на використанні теплового випромінювання нагрітих тіл, широко застосовуються для вимірювання високих температур. Прилади для визначення температури на основі вимірювання теплового випромінювання мають назву оптичних пірометрів, а галузь експериментальної фізики, що розробляє принцип вимірювання температури оптичними методами, називається оптичною пірометрією.

В основу методу, що використовується у даній роботі, покладено порівняння яскравості нагрітого тіла з яскравістю абсолютно чорного тіла в тому ж спектральному інтервалі.

Припустимо, що на тлі нагрітого до будь-якої температури абсолютно чорного тіла, розташована нитка розжарювання спеціальної пірометричної лампи. Будемо розглядати нитку і абсолютно чорне тіло через світлофільтр, який виділяє із спектрів обох об'єктів випромінювання певну довжину хвилі $\lambda_0$. Регулюючи струм розжарювання нитки пірометричної лампи, можна домогтися того, що нитка на фоні розжареного абсолютно чорного тіла перестає бути видимою. Це означає, що яскравість абсолютно чорного тіла і нитки для використаної довжини хвилі $\lambda_0$ однакова. Визначимо струм розжарювання при цих умовах.

Виконавши ці операції для кількох значень температури абсолютно чорного тіла і одночасно вимірюючи цю температуру, встановимо відповідність між значеннями температури абсолютно чорного тіла і температури розжарювання пірометричної лампи в момент часу, коли нитка зникає на тлі абсолютно чорного тіла. Так калібрують оптичний пірометр. Шкалу температур абсолютно чорного тіла наносять безпосередньо на прилад, що вимірює струм нитки пірометричної лампи. Після цього нитку пірометричної лампи можна застосувати замість термометра.

Розмістимо прокалібровану нитку на тлі якого-небудь нагрітого тіла і, змінюючи струм розжарювання нитки, доб'ємося її зникнення на тлі цього тіла. Якщо тіло, температуру якого вимірюємо, абсолютно чорне, то температура його визначена.

Температура, яку ми визначили описаним вище методом, – яскравісна температура $T_{яск}$. Оскільки випромінювальна здатність реальних тіл менша за випромінювальну здатності абсолютно чорного тіла,

то визначена нами яскравісна температура завжди буде нижчою за справжню термодинамічну температуру $T_{спр}$ нагрітого реального тіла.

Зв'язок між справжньою і яскравісною температурами для нагрітого вольфраму показано на рис. 64.1.

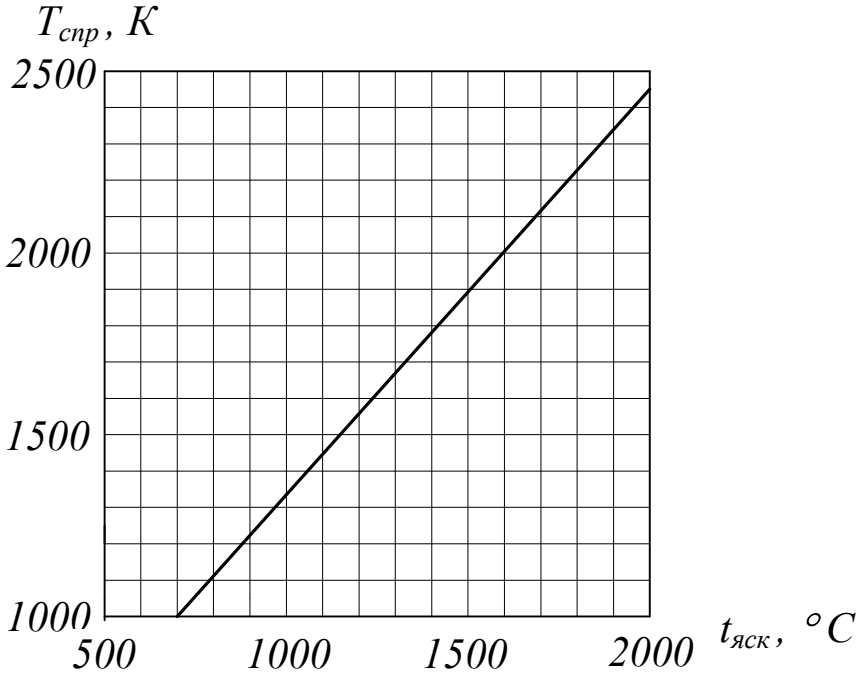



Рис. 64.1

## 64.3. Опис лабораторної установки

Схематично лабораторну установку показано на рис. 64.2.

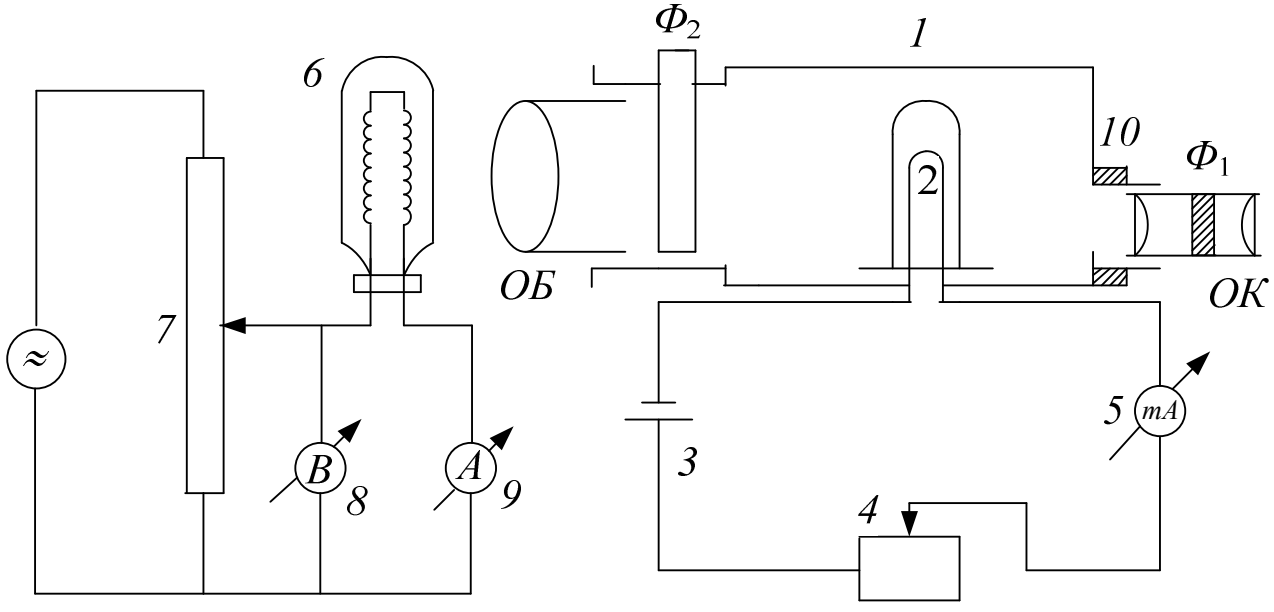



Рис. 64.2

До складу установки входять: оптичний пірометр *1* з джерелом живлення *3* та пірометричною лампою *2*, випромінююче (нагріте) тіло *6*, що являє собою лампу розжарювання, джерело змінного струму із регулятором напруги *7*, вольтметром *8* і амперметром *9*.

Об'єктив пірометра *ОБ* проектує зображення нагрітого тіла в площину розташування нитки розжарювання пірометричної лампи *2*. Нитка розжарювання пірометричної лампи і утворене об'єктивом зображення нагрітого тіла можна побачити через окуляр пірометра *ОК*. У тому ж окулярі розташований червоний світлофільтр $\Phi_1$, що виділяє з усього спектра випромінювання певну довжину хвилі $\lambda_0$.

Крім червоного світлофільтра $\Phi_1$, пірометр ще має світлофільтр $\Phi_2$, розташований між об'єктивом пірометра *ОБ* і ниткою лампи пірометра *2*. Без світлофільтра $\Phi_2$ пірометр можна використовувати для вимірювання температури тіл, що не перевершує $1400^\circ C$. Вище цієї температури нитку лампи пірометра *2* розігрівати неможливо, оскільки вона перегорить. Вводячи світлофільтр $\Phi_2$, який послабляє яскравість світла від нагрітого тіла відносно яскравості нитки лампи пірометра *2*, можна розширити межу вимірювання температури нагрітого тіла до $2000^\circ C$.

Шкалу вмонтованого у пірометр мікроамперметра *5*, який увімкнуто в коло розжарювання лампи пірометра *2*, прокалібровано в градусах Цельсія в межах від $800^\circ$ до $1400^\circ$ для роботи без світлофільтра $\Phi_2$ і у межах $1200 - 2000^\circ$ – для роботи із світлофільтром $\Phi_2$. Введення і виведення світлофільтра $\Phi_2$ здійснюються за допомогою поворотної головки, встановленої у тубусі об'єктива пірометра.

Регулювання реостата *4*, що змінює струм у лампі пірометра *2*, забезпечується за допомогою поворотного кільця *10*, розташованого на корпусі пірометра.

У якості нагрітого тіла використовують вольфрамову нитку розжарювання *6*, живлення якої забезпечує автотрансформатор *7*. Напруга на лампі контролюється вольтметром *8*, струм – амперметром *9*.

## 64.4. Обладнання

1. Оптичний пірометр з вмонтованим потенціометром для вимірювання струму нитки пірометричної лампи.
2. Джерело світла пірометра.

3. Випромінююче (нагріте) тіло, що являє собою вольфрамову нитку розжарення.
4. Джерело змінного струму з регульованою напругою – автотрансформатор.
5. Вольтметр.
6. Амперметр.

## 64.5. Порядок виконання роботи

1. Встановити перше з вказаних у табл. 64.1 значень напруги на лампі. Виміряти силу струму $I$.
2. Тричі визначити за допомогою пірометра яскравісну температуру нагрітого тіла для кожного значення напруги.
3. За результатами трьох вимірювань яскравісної температури знайти середнє значення $\bar{t}_{яск}$ .
4. За допомогою графіка (див. рис. 64.1) для обчисленого середнього значення яскравісної температури $\bar{t}_{яск}$ встановити дійсну (справжню) термодинамічну температуру $T_{спр}$.
5. За формулою (64.4) обчислити значення енергетичної світності абсолютно чорного тіла $R_{ачт}$.
6. За формулою (64.6) обчислити значення енергетичної світності нагрітого тіла (спіралі лампи) $R_{реал}$ . Значення площі нагрітого тіла $S=4\cdot10^{-4}$ м$^2$.
7. За формулою (64.5) обчислити коефіцієнт сірості вольфраму $B(T)$.
8. Обчислити десятковий логарифм $\lg T_{спр}$ і $\lg R_{реал}$ від значень $T_{спр}$ і $R_{реал}$ відповідно.

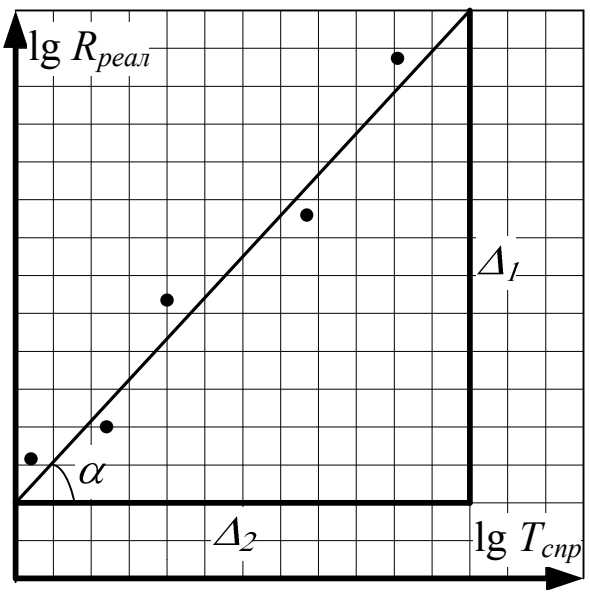


Рис. 64.3

9. Повторити пп.1-8 для інших чотирьох значень напруги.
10. Визначити середнє значення коефіцієнт сірості вольфраму $\overline{B}$ .
11. Визначити показник ступеня $n$ в законі випромінювання для реального тіла $R_{реал}=AT^n$. Для цього побудувати на міліметровому папері в логарифмічному масштабі графік залежності енергетичної світності вольфраму від температури, провівши через дослідні точки усереднену пряму (див. рис. 64.3).

Тангенс кута нахилу цієї прямої і є показником ступеня $n$:

$$n = \operatorname{tg}\alpha = \frac{\Delta_1}{\Delta_2} .$$

12. Записати всі результати вимірювань та обчислень до табл. 64.1.

Таблиця 64.1

| № | $U$, В | $I$ | $t_{яск}$ | | | $\bar{t}_{яск}$ | $T_{спр}$ | $R_{ачт}$ | $R_{реал}$ | $B$ | $\overline{B}$ | $\lg T_{спр}$ | $\lg R_{реал}$ | $n$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | 1 | 2 | 3 | | | | | | | | | |
| 1 | 30 | | | | | | | | | | | | | |
| 2 | 40 | | | | | | | | | | | | | |
| 3 | 50 | | | | | | | | | | | | | |
| 4 | 60 | | | | | | | | | | | | | |
| 5 | 70 | | | | | | | | | | | | | |

## 64.6. Контрольні запитання

1. Як у даній роботі визначали енергетичну світність лампи?
2. Що називається коефіцієнтом сірості речовини?
3. Дайте визначення основних характеристик теплового випромінювання.
4. Сформулюйте основні закони випромінювання для абсолютно чорного тіла.
5. Поясніть принцип вимірювання температури за допомогою пірометра із зникаючою ниткою.
6. Чому яскравісна температура менша за істинну термодинамічну?

## 64.7. Література


1. Савельев И.В. Курс общей физики. –М.: Наука, 1978.– Т.3, гл.1, §1-7. С. 9-31; гл.8, §45-54, С.244-271.
2. Шубин А.С. Курс общей физики.– М.: Высш.шк., 1976. – §1-3. С.374-380.
3. Физический практикум /Под.ред.В.И.Иверновой. – М.:Физматгиз, 1962.

## Лабораторна робота 65

# МЕТОД БЕССЕЛЯ-ВАВІЛОВА

### 65.1. Мета роботи

Визначити головну фокусну відстань збиральної і розсіювальної лінз.

### 65.2. Загальні положення

Сферична лінза – це обмежене з двох боків сферичними поверхнями (в окремому випадку одна із сторін може бути плоскою) прозоре тіло, показник заломлення якого відрізняється від показника заломлення оточуючого середовища. Лінзи бувають збиральні і розсіювальні. Збиральні лінзи утворюють збіжність пучка променів або зменшують розбіжність його, розсіювальні навпаки.

Якщо товщина лінзи мала порівняно з радіусом кривини обмежуючих її поверхонь, то це тонка лінза. Товщиною тонкої лінзи можна знехтувати і визначити її положення у просторі площиною.

Для підготовки до виконання даної лабораторної роботи розглянемо властивості тонких лінз.

Пряма, що проходить через центри кривини заломлюючих поверхонь лінзи, називається головною оптичною віссю. Вона перпендикулярна до площини, де розташована тонка лінза. Точка перетину головної оптичної осі з площиною лінзи-оптичний центр лінзи. Прямі, що проходять крізь оптичний центр лінзи, – оптичні осі. Промені світла, що йдуть уздовж оптичної вісі, проходять крізь лінзу, не змінюючи свого напрямку. Промені, що йдуть в будь-якому іншому напрямку, виходять з лінзи, відхиляючись від початкового напрямку.

Якщо на лінзу спрямувати пучок променів, що йдуть паралельно до головної оптичної осі, то вони зберуться в точці, що лежить на головній оптичній вісі. Ця точка – головний фокус, що позначається буквою $F$. Відстань від оптичного центра до головного фокуса – головна фокусна відстань (її також позначають буквою $F$).

Оптична сила лінзи – це величина $D$, обернена до головної фокусної відстані

$$D = \frac{1}{F} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}\right), \qquad (65.1)$$

де $n$ – показник заломлення скла лінзи, $R_1$ і $R_2$ – радіуси кривизни поверхонь лінзи.

У системі СІ оптична сила вимірюється в діоптріях (дптр). Одна діоптрія – це оптична сила лінзи, яка має фокусну відстань, що дорівнює одному метру.

Оптична сила системи з кількох тісно складених тонких лінз дорівнює сумі оптичних сил усіх лінз, що утворюють цю систему. Для двох лінз

$$D_{сист} = D_1 + D_2 . \qquad (65.2)$$

Для системи з двох лінз: збиральної та розсіювальної, використовуючи формули (65.1) і (65.2), можна вивести формулу для визначення головної фокусної відстані розсіювальної лінзи $F_{роз}$:

$$F_{роз} = \frac{F_{сис} F_{зб}}{F_{сис} - F_{зб}}, \qquad (65.3)$$

де $F_{сис}$, $F_{зб}$ – фокусні відстані системи та збиральної лінзи відповідно.

Якщо розмістити перед лінзою у точці $A$ точкове джерело світла, то промені що йдуть від джерела, після того як пройдуть крізь лінзу, заломляться і зберуться в точці $A_1$, яка є дійсним зображенням точки $A$ (рис. 65.1).

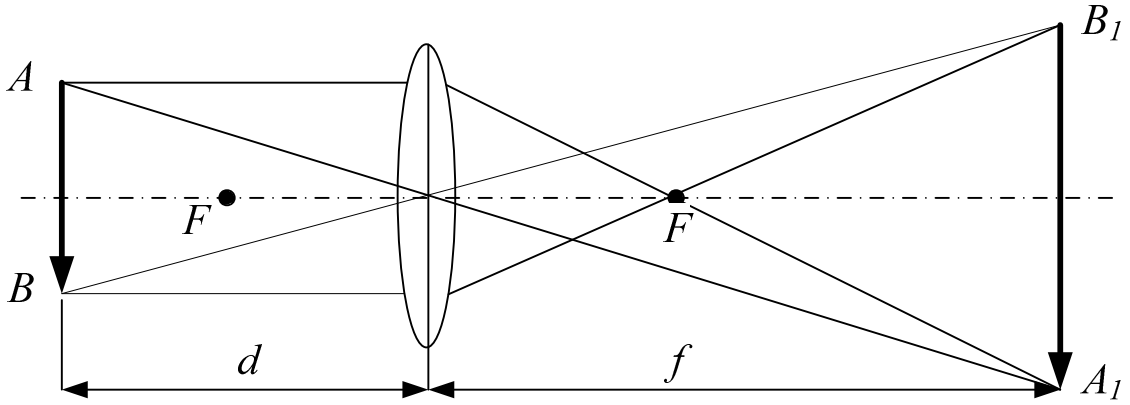



Рис. 65.1

Якщо потім перемістити джерело світла в точку $A_1$, то його зображення буде одержано в точці $A$. Ці дві точки мають назву спряжених точок.

Це твердження справедливе, якщо замість точкового джерела світла взяти будь-який предмет. Наприклад, предмет $AB$ на рис. 65.1 і його зображення $A_1 B_1$ є спряженими.

Якщо позначити відстань від предмета до оптичного центра лінзи як $d$, відстань від зображення до оптичного центра через $f$ і головну фокусну відстань через $F$, то залежність між ними матиме вигляд

$$\frac{1}{d}+\frac{1}{f}=\frac{1}{F}.$$

Це основна формула тонкої лінзи. За нею можна обчислити головну фокусну відстань, якщо відомі відстані від предмета і його зображення до оптичного центра лінзи. Однак точне положення оптичного центра лінзи нам невідоме. Уникнути цього утруднення можна, використавши метод Бесселя–Вавілова.

Для цього розмістимо предмет $S$ перед лінзою, і переміщуючи лінзу, одержимо на екрані $E$ два оптичних зображення цього предмета: спочатку збільшене, а потім – зменшене (рис. 65.2).

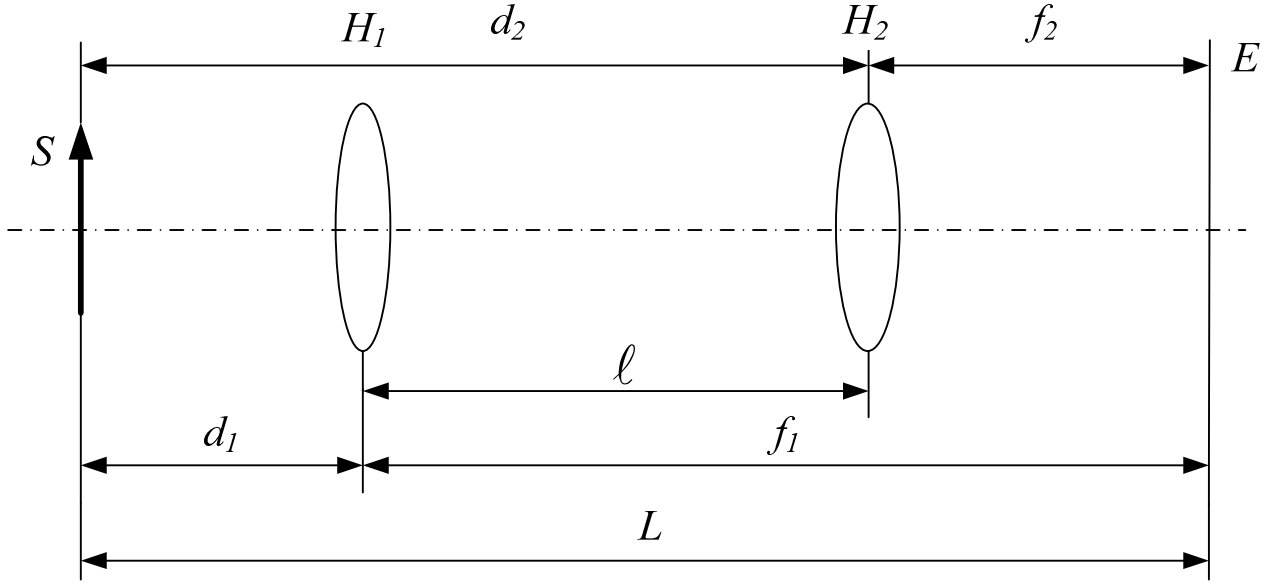



Рис. 65.2

При одержанні першого зображення лінза знаходилась в положенні $H_1$, а потім перемістилася в положення $H_2$. Позначимо відстань між положеннями $H_1$ і $H_2$ через $\ell$ (переміщення лінзи), відстань $SH_1$ – через $d_1$, відстань $H_1E$ – через $f_1$, відстань $H_2S$ – через $d_2$, відстань $H_2E$ – $f_2$, відстань від предмета до зображення $SE$ – через $L$.

Запишемо для положення $H_1$ формулу тонкої лінзи

$$\frac{1}{d_1}+\frac{1}{f_1}=\frac{1}{F}. \qquad (65.4)$$

Справедливі також співвідношення (див. рис. 65.2)

$$d_1+f_2=L-\ell, \qquad (65.5)$$

$$d_2+f_1=L+\ell. \qquad (65.6)$$

Оскільки точки положення предмета і його зображення спряжені, тобто предмет і зображення можна поміняти місцями, то

$$d_1 = f_2,$$
$$d_2 = f_1.$$

Тоді рівняння (65.5) і (65.6) набудуть вигляду

$$2d_1 = L - \ell,$$
$$2f_1 = L + \ell.$$

Звідси

$$d_1 = \frac{(L-\ell)}{2}, \tag{65.7}$$

$$f_1 = \frac{(L+\ell)}{2}. \tag{65.8}$$

Підставляючи співвідношення (65.7) і (65.8) у формулу (65.4), отримаємо

$$\frac{2}{(L-l)} + \frac{2}{(L+l)} = \frac{1}{F}.$$

І формула для визначення головної фокусної відстані матиме вигляд

$$F = \frac{L^2 - \ell^2}{4L}. \tag{65.9}$$

У цій формулі немає відстаней $d$ і $f$. До неї входять тільки відстань від предмета до зображення $L$ і переміщення лінзи $\ell$. Тому зовсім не потрібно знати, де знаходиться оптичний центр лінзи, і при вимірюваннях можна вимірювати відстань від предмета до будь-якої точки лінзи.

## 65.3. Опис лабораторної установки

Установка складається з оптичної лави, що дозволяє встановлювати і пересувати по ній лінзи на штативі. В одному кінці лавки розташований освітлювач. Предметом є виріз у вигляді стрілки на екрані, що закриває освітлювач. На другому кінці лавки знаходиться екран. Між предметом і екраном розміщена лінзова система, що складається із збиральної і розсіювальної лінз.

Система відліку дозволяє визначити відстань від предмета до екрана і від предмета до лінзи.

## 65.4. Обладнання

1. Оптична лава з предметом і екраном.
2. Лінійка.
3. Збиральна лінза.
4. Розсіювальна лінза.

## 65.5. Порядок виконання роботи

1. Встановити екран на першу із заданих викладачем відстаней між предметом і екраном $L$.
2. Розмістити між предметом і екраном збиральну лінзу так, щоб одержати на екрані чітке збільшене зображення предмета, виміряти першу відстань $d_1$.
3. Переміщуючи лінзу, одержати на екрані зменшене зображення предмета, виміряти другу відстань $d_2$.
4. Обчислити переміщення лінзи $\ell = d_2 - d_1$.
5. За формулою (65.9) розрахувати головну фокусну відстань.
6. Дослід повторити три рази для різних значень $L$ і обчислити середнє значення фокусної відстані $F_{сер}$.
7. Використавши значення $F_{сер}$ за формулою (65.1) обчислити оптичну силу лінзи (системи лінз) $D$.
8. Знаючи показник заломлення скла ($n = 1,5$) і поклавши у виразі (65.1) $R = R_1 = R_2$, вивести формулу для радіусу кривизни поверхонь збиральної лінзи $R$ і обчислити його.
9. Помістити розсіювальну лінзу поряд із збиральною і повторити пп.1-7 для системи лінз.
10. За формулою (65.3) обчислити фокусну відстань розсіювальної лінзи.
11. За формулою (65.1) обчислити оптичну силу розсіювальної лінзи.
12. Знаючи показник заломлення скла ($n = 1,5$) і поклавши у виразі (65.1) $R = R_1$, $R_2 = \infty$, вивести формулу для радіусу кривизни поверхні розсіювальної лінзи $R$ і обчислити його.
13. Результати вимірювань і розрахунків занести до табл. 65.1.

Таблиця 65.1

| Тип Лінзи | № досліду | Результати вимірювань | | | | | | $D$ | $R$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | $L$ | $d_1$ | $d_2$ | $\ell$ | $F$ | $F_{сер}$ | | |
| Збир. Лінза | 1 | | | | | | | | |
| | 2 | | | | | | | | |
| | 3 | | | | | | | | |
| Сист. Лінза | 1 | | | | | | | | – |
| | 2 | | | | | | | | |
| | 3 | | | | | | | | |
| Розсіюв. лінза | – | | | | | | | | |

## 65.6. Контрольні запитання

1. Що називається головною оптичною віссю лінзи, головним фокусом, головною фокусною відстанню, оптичною силою лінзи?
2. Які точки в геометричній оптиці називаються спряженими?
3. Побудувати хід променів і зображення у збиральній і розсіювальній ліназах. Яке зображення називається дійсним і яке уявним.
4. Вивести формулу Бесселя-Вавілова.
5. У чому перевага методу Беселя-Вавілова над методом, що використовує формулу тонкої лінзи?
6. Як мають співвідноситися фокуси збиральної і розсію вальної лінз, щоб система цих лінз була збиральною?

## 65.7. Література

1. Савельев И. В. Курс общей физики. – М.: Наука, 1978. – Т.3. – С.34-61, Т.2. – С.309-319, 324-337.
2. Шубин А. С. Курс общей физики. – М.: Высшая школа, 1976. – С.306-318.

## Лабораторна робота 66

# ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

### 66.1. Мета роботи

Вивчити явище дифракції в паралельних променях, визначити довжину хвилі світла за допомогою дифракційних ґраток і ширину щілини за допомогою дифракційної картини.

### 66.2. Загальні положення

Для виконання роботи слід пам`ятати, що дифракція світла – це його відхилення від початкового напрямку розповсюдження, коли світло, огинаючи перешкоду, заходить в область геометричної тіні. При цьому дифракція виражена сильніше, якщо розміри перешкоди порівнянні з довжиною хвилі.

Нехай на щілину падає паралельний пучок світла – плоска хвиля. Відповідно до принципу Гюйгенса-Френеля щілину можна розглядати, як множину точкових когерентних джерел світла. Отже світло за щілиною являє собою систему променів, що йдуть по всіх напрямах (див. рис. 66.1). Розглянемо два крайні промені, що йдуть під кутом $\varphi$ до напряму поширення падаючих променів (кут $\varphi$ називається кутом дифракції).

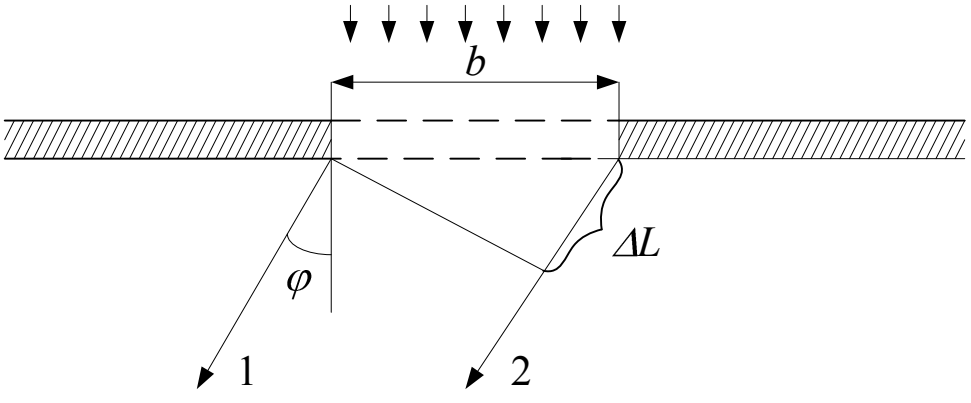



Рис. 66.1

Оптична різниця ходу крайніх променів $\Delta L$ визначається за формулою

$$\Delta L = b \sin \varphi.$$

Якщо на оптичній різниці ходу $\Delta L$ крайніх променів вкладається ціле число довжин хвиль

$$\Delta L = k\,\lambda,$$

де $k = 1, 2, 3...$ – будь-яке ціле число, то поверхня щілини розбивається на $2k$ зон Френеля. Зоною Френеля називається ділянка хвильової поверхні, різниця ходу променів від меж якої в даному напрямі дорівнює $\lambda/2$. Промені від двох сусідніх зон Френеля знаходяться у протифазі і такі дві зони повністю гасять одна одну. Оскільки $2\,k$ – парне число, то під кутом $\varphi_k$ у напрямах, що визначаються умовою

$$b \sin \varphi_k = k\,\lambda,$$

спостерігаються дифракційні мінімуми світла.

У напрямках під кутами $\varphi_k$, що визначаються умовою

$$b \sin \varphi_k = (k+1/2)\,\lambda,$$

на щілині вкладається $2k+1$ – непарне число зон Френеля. Коливання від двох сусідніх зон Френеля гасять одне одного, дія однієї зони стає незкомпенсованою і у цьому напрямку спостерігається дифракційний максимум.

Дифракційні ґратки – це сукупність великого числа паралельних штрихів, нанесених на скляну пластинку різцем подільної машини. Ці штрихи розсіюють світло, тому крізь дифракційні ґратки у напрямі спостерігача проходить тільки мізерна його частка. Тому штрихи виявляються практично непрозорими. Прозорими місцями ґраток є проміжки між штрихами. Через велику вартість дифракційних ґраток для практичних цілей застосовують так звані репліки, одержані шляхом виготовлення желатинових відбитків – копій з дифракційних ґраток. Желатинові відбитки вміщують (для запобігання пошкодженням) між двома скляними плоскопаралельними пластинами.

На рис. 66.2 схематично зображено хід променів через дифракційні ґратки. Припустимо, що на ґратки, які знаходяться в площині $MN$, нормально падає пучок паралельних променів світла (плоска монохроматична хвиля).

На екрані в напрямку поширення падаючого пучка світла спостерігач побачить яскраву пляму світла. Таку пляму можна побачити не тільки в напрямку поширення падаючого пучка світла (кут $\varphi=0$), але й і під деякими кутами праворуч і ліворуч від напрямку падаючого пучка.

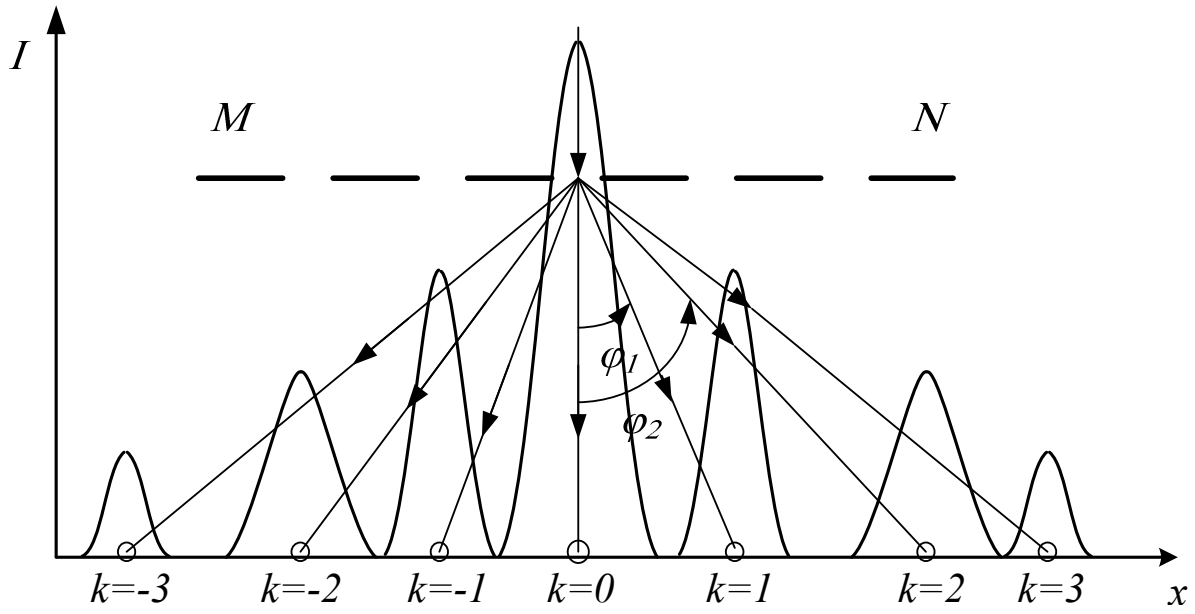



Рис. 66.2

Нехай ширина непрозорих штрихів $a$, а прозорих штрихів $b$. Відстань $d$ – період ґраток або стала ґраток

$$d = a + b.$$

Якщо світло падає на ґратки по нормалі до неї, то різниця ходу між аналогічними променями двох сусідніх щілин у напрямі під кутом $\varphi_k$ до перпендикуляру дорівнює

$$\Delta L = d \sin \varphi_k ,$$

як це випливає з рис. 66.3.

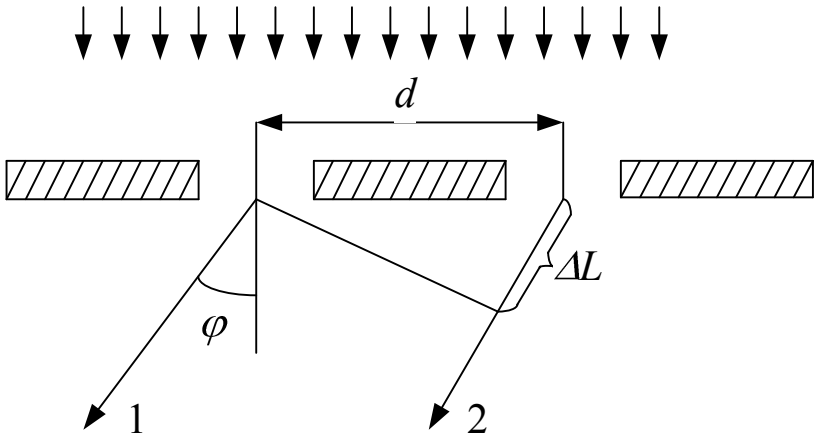



Рис. 66.3

При різниці ходу

$$\Delta L = k \lambda \qquad (k=1, 2, 3,\ldots)$$

промені від сусідніх щілин складаються в однаковій фазі і взаємно підсилюють одне одного. Отже, умова максимуму інтенсивності визначається рівністю

$$d \sin \varphi_k = k \lambda. \qquad (66.1)$$

Можна спостерігати кілька максимумів у напрямках

$$\frac{-\pi}{2} \le \varphi_k \le \frac{\pi}{2}.$$

Найбільше число максимумів інтенсивності по один бік від нормалі до площини *MN* дорівнює цілій частині від числа $\frac{d}{\lambda}$.

Чим більше щілин на ґратках, тим більше світла проходить крізь них і тим краща чіткість дифракційної картини.

Знаючи сталу ґраток *d* і визначивши кут дифракції $\varphi_k$ для якогонебудь максимуму інтенсивності *k*-го порядку, можна за формулою (66.1) визначити довжину хвилі

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}. \qquad (66.2)$$

## 66.3. Опис лабораторної установки

Установка складається із джерела монохроматичного світла, екрану, дифракційних ґраток і щілини, ширина якої може регулюватися. Джерелом монохроматичного паралельного пучка світла є лазер, підключений до блоку живлення. Для підготовки лазера до роботи необхідно вивчити інструкцію, що знаходиться на робочому місці.

*Увага*: Категорично забороняється направляти промінь лазера в очі.

Промінь увімкнутого лазера спрямовують у центр екрана. У процесі виконання роботи між екраном і лазером розміщують дифракційні ґратки, або щілину з регульованим зазором.

## 66.4. Обладнання

1. Лазер із джерелом живлення.
2. Дифракційні ґратки.
3. Щілина зі змінною шириною .
4. Екран.
5. Лінійка.
6. Робочий аркуш паперу.

## 66.5. Порядок виконання роботи

1. Встановити екран і дифракційні ґратки перпендикулярно до променя лазера. Обрати певну відстань $D$ від дифракційних ґраток до екрана з трьох значень, заданих викладачем.
2. Наклавши на екран робочий аркуш паперу і вмикаючи **лазер лише на 3-4 секунди**, відмітити на папері положення дифракційних максимумів.
3. Тричі визначити відстані $l_k$ між парами максимумів інтенсивності, симетрично розташованих по відношенню до центрального променя. Записати порядок зафіксованих максимумів (для центрального променя $k=0$).

Таблиця 66.1

| № Досліду | $D$ | $k$ | $l_k$ | $\sin\varphi_k$ | $\lambda$ | $\lambda_{сер}$ |
|---|---|---|---|---|---|---|
| 1 | | | | | | |
| 2 | | | | | | |
| 3 | | | | | | |
| 4 | | | | | | |
| 5 | | | | | | |
| 6 | | | | | | |
| 7 | | | | | | |
| 8 | | | | | | |
| 9 | | | | | | |

4. Повторити пп. 1-3 для двох інших значень $D$.
5. Знаючи величину сталої $d$ дифракційних ґраток (спитати у викладача), за формулою (66.2) визначити довжину хвилі світла для кожного досліду. При цьому $\sin\varphi_k$ обчислити за формулою

$$\sin\varphi_k = \frac{l_k}{\sqrt{4D^2 + l_k^2}}.$$

6. Обчислити середнє значення довжини хвилі. Результати занести до табл. 66.1.
7. Замість дифракційних ґраток між екраном і джерелом світла встановити щілину і повторити пп. 1-5.
8. Обчислити для кожного досліду ширину щілини $b$ за формулою

$$b = \frac{(2k+1)\lambda}{2\sin\varphi_k},$$

а також середнє значення $b_{сер}$ . Результати занести до **таблиці, аналогічної до табл. 66.1**, але тепер дві останні колонки мають назви $b$ і $b_{сер}$ відповідно (замість $\lambda$ і $\lambda_{сер}$).

## Контрольні запитання

1. Дайте визначення явища дифракції світла.
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Дайте визначення зон Френеля.
4. Що називають дифракцією Френеля., дифракцією Фраунгофера?
5. Що являють собою дифракційні ґратки?
6. Виведіть умови максимуму (мінімуму ) інтенсивності світла для дифракційних ґраток.
7. Як визначити максимальний порядок спектра для даної дифракційної ґратки?
8. Поясніть дифракцію Фраунгофера на щілині за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля.
9. Виведіть умови максимуму (мінімуму) інтенсивності світла при дифракції на щілини.

## 66.7. Література

1. Савельев И.В. Курс общей физики. – М.:Наука, 1978.– Т.2, гл.18, §125-130. – С.372-406, Т.3, гл.4, §21-25. – С.106-134.
2. Шубин А.С. Курс общей физики. – М.:Высш.шк.,1976. – гл.15, §1-4. –С.332-342.

**Лабораторна робота 67**

# ОБЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ В МАГНІТНОМУ ПОЛІ

## 67.1. Мета роботи

Вивчити явище обертання площини поляризації світла в магнітному полі.

## 67.2. Загальні положення

У деяких кристалах, наприклад у кварці, поширення світла вздовж оптичної осі супроводжується обертанням площини поляризації. Це явище властиве і деяким органічним рідинам (наприклад, розчину цукру). Такі речовини називаються оптично активними, а саме явище – природним обертанням площини поляризації.

В інших речовинах, таких, наприклад, як вода і скло, в звичайних умовах не відбувається повороту площини поляризації. Однак у магнітному полі і ці речовини набувають властивість обертати площину поляризації. Це явище дістало назву ефекту Фарадея.

Ефект Фарадея спостерігається у будь-яких прозорих речовинах: твердих, рідких і газоподібних.

Явище Фарадея можна здійснити таким способом. Дослідну речовину вміщують у соленоїд (рис. 67.1), встановлюють поляризатор П

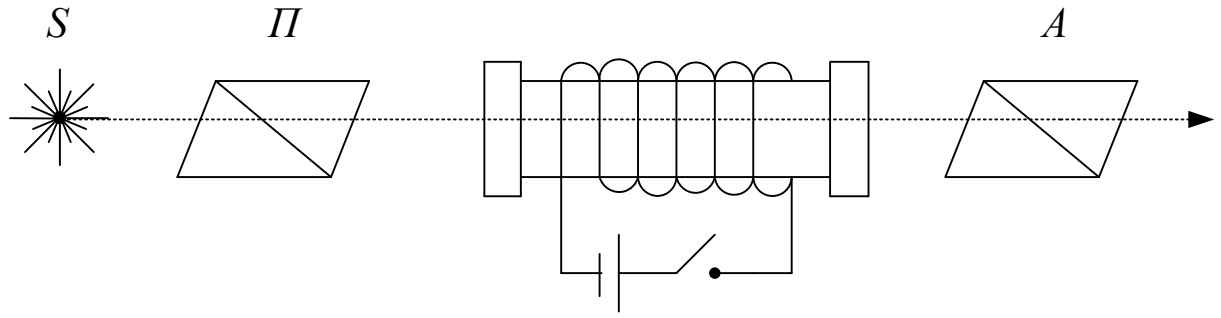



Рис. 67.1

і аналізатор А "на темряву", потім вмикають електричний струм у соленоїді. Внаслідок повороту площини поляризації на кут $\varphi$ поле зору поляризатора просвітлюється. Обертаючи аналізатор, його знову можна встановити "на темряву", що дає кут поляризації.

Кількісні закони цього явища було встановлено Фарадеєм і найбільш повно досліджено на ряду речовин вченим Верде: кут повороту $\varphi$ площини поляризації пропорційний довжині шляху світла $\ell$ в речовині і напруженості магнітного поля $H$:

$$\varphi = \rho \ell H ,$$

де $\rho$ – стала Верде, величина, що є характерною для кожної речовини.

Знак обертання умовно вважають для спостерігача, що дивиться уздовж магнітного поля. Для більшості речовин обертання відбувається за стрілкою годинника, тобто в бік, в який намотано витки електромагніта. Такі речовини називаються позитивними або правообертальними. Зустрічаються речовини, що обертають площину поляризації у протилежний бік (негативні або лівообертальні).

Напрям обертання для кожної речовини зв'язаний з напрямом магнітного поля і не залежить від напряму поширення світла.

Магнітне обертання площини поляризації залежить від довжини хвилі і трохи змінюється з температурою. Залежність сталої Верде від довжини хвилі визначається законом

$$\rho = \frac{A}{\lambda^2} + \frac{B}{\lambda^4},$$

де $A$ і $B$ – сталі величини.

Ефект Фарадея не тільки дозволяє глибше вивчити властивості різних речовин, але й знаходити досить цікаві практичні застосування, наприклад, для здійснення швидкодіючих фотозатворів (для експозиції $\sim 10^{-8}$ с), швидкої модуляції світла, здійснення світлофільтрів зі зміною областю пропускання, для оптичних вентилів та ін.

Визначення кута повороту, показане на рис. 67.2, пов'язане із значними похибками, адже візуально важко знайти з достатньою точністю положення аналізатора, що відповідає максимальному затемненню поля зору. Тому при вимірюваннях звичайно використовують напівтіньовий метод, у якому установка робиться не на темряву “поля зору”, а на рівну яскравість полів порівняння.

Ідея цього методу така. Нехай поляризатор П складається з двох поляроїдів (1 і 2 на рис. 67.2, а), головні площини яких утворюють між собою кут $\alpha$ (рис. 67.2, б). Тоді світло, яке пройшло крізь цей поляризатор, розділиться на два однакових за інтенсивністю плоскополяризованих пучки , площини коливань яких обернені одна відносно одної на той же кут $\alpha$.

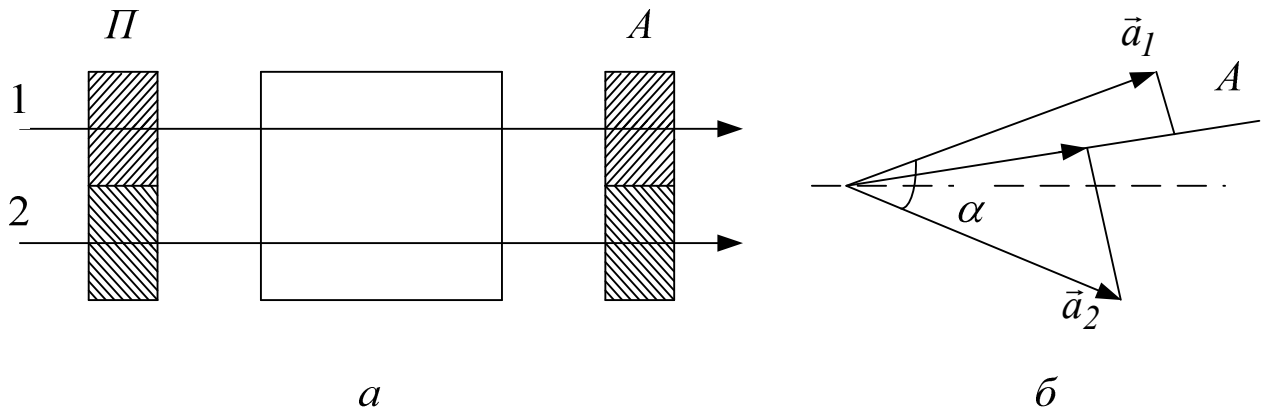



Рис. 67.2

При проходженні крізь аналізатор $A$ інтенсивності обох пучків будуть залежати від положення площини аналізатора відносно напрямів коливань світлового вектора у цих пучках. На рис.67.2, б $a_1$ і $a_2$ – це світлові вектори обох пучків, $A$ – головна площина аналізатора. Амплітуди коливань світла у пучках , які пройшли крізь аналізатор, дорівнюють проекціям векторів $a_1$ і $a_2$ на напрям $A$.

У загальному випадку ці проекції різні і інтенсивності обох пучків будуть відрізнятися один від одного. Для зрівняння інтенсивності пучків, а, отже, і яскравості полів порівняння, аналізатор $A$ достатньо повернути в положення, при якому його головна площина співпадає з бісектрисою кута $\alpha$.

При вмиканні магнітного поля площини поляризації обох пучків, що пройшли дослідну речовину, повернуться на будь-який кут $\varphi$ і яскравість полів зміниться. Кут $\varphi$ легко визначити: він дорівнює куту, на який слід повернути аналізатор, щоб зрівняти яскравість обох полів.

## 67.3. Опис лабораторної установки

Для спостереження явища Фарадея у даній роботі використовується поляриметр, в якому ніколь-поляризатор і ніколь-аналізатор замінені поляроїдами. Основні частини приладу зображені на рис. 67.3, а).

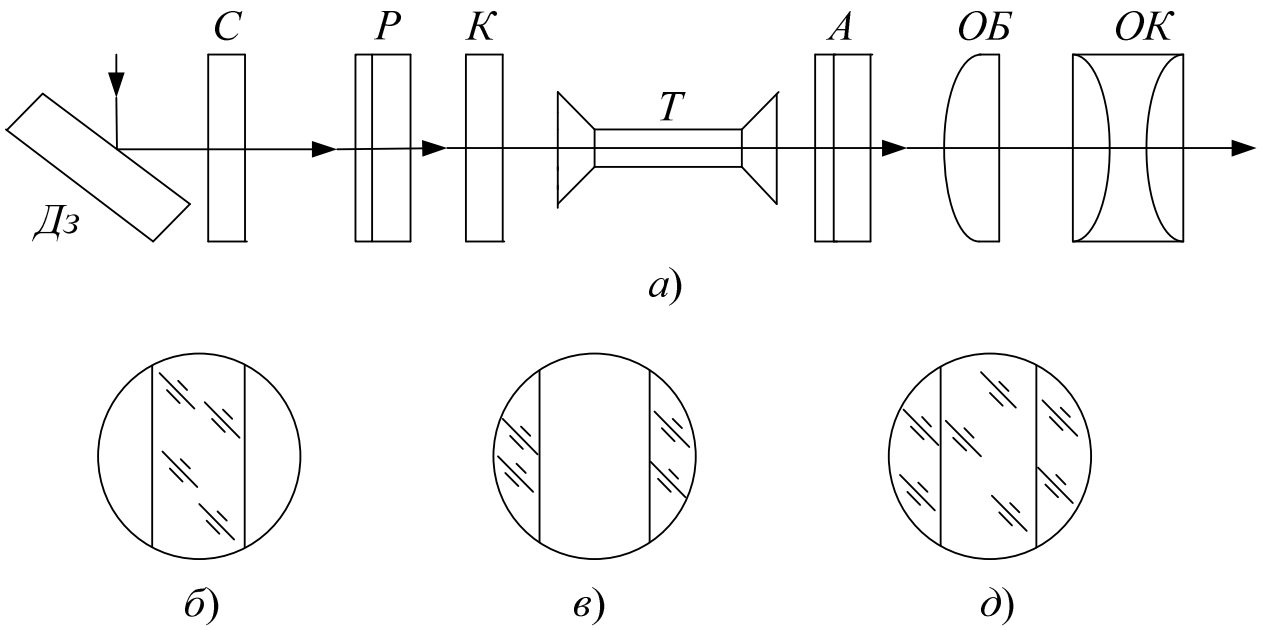



Рис. 67.3

Світло, відбите від дзеркала *ДЗ*, проходячи помаранчовий світлофільтр *С*, потрапляє на поляризатор *Р*, кварцеву пластину *К*. Остання прикриває центральну частину поля зору і призначена для розподілу його на три частини. Площина поляризації світла, що пройшло крізь кварцеву пластину, обертається на деякий кут щодо площини поляризації залишкової частини пучка. Тому інтенсивність світла, що пройшло крізь аналізатор, стає різною для центральної і бокової частини поля зору. (на рис.67.3, а показано один з можливих станів поля зору.) Потім світло проходить дослідну речовину *Т*, аналізатор *А* і крізь зорову трубу, яка складається з об'єктива *ОБ* і окуляра *ОК*, потрапляє в вікно спостерігача. Різні стани поля зору, які спостерігаються крізь окуляр, показані на рис.67, б, в, д.

Головка аналізатора складається з нерухомої градусної шкали і частин ноніусу, що сумісно обертаються, аналізатора і відлікової лупи. На нерухомому лімбі праворуч і ліворуч від нуля нанесено дві шкали. Ціна однієї поділки шкали – *1°*. В середині лімбу на нерухомій втулці розташовані два ноніуси – лівий і правий. Кожний має 10 поділок, ціна однієї поділки – *0,1°*.

Зорова труба використовується для спостереження потрійного поля зору. Обертанням муфти, яка є у зоровій трубі, здійснюється встановлення на різкість ліній, що розподіляють на три частини поле зору, яке спостерігається крізь окуляр.

Перед вимірюванням потрібно визначити початкове положення аналізатора за рівномірним затемненням всього видимого поля.

## 67.4. Обладнання

1. Освітлювач.
2. Поляриметр.
3. Соленоїд.
4. Дослідна речовина.

## 67.5. Порядок виконання роботи

1. Увімкнути освітлювач і сфокусувати окуляр на чітке зображення межі розподілу двох полів.
2. Попередньо потренувавшись на встановлення однакової яскравості полів зору порівняння, провести цю операцію не менше 5 разів. Середнє значення цих відліків визначає нульовий відлік приладу.
3. Увімкнути струм крізь соленоїд і встановити його максимальне значення (показано на робочому місці). Старанно зрівняти яскравості полів зору і зняти відлік за ноніусом.
4. Зменшуючи значення сили струму до нуля, виміряти залежність кута повороту площини поляризації від сили струму і результати занести до табл. 67.1.

Таблиця 67.1

| № досліду | $I$ | $H$ | $\varphi$ | | | $\varphi_{сер}$ | $\rho$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | 1 | 2 | 3 | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |
| | | | | | | | |

5. За формулою $H = n\,I = I\,N/\ell$ (де $N$ – кількість витків соленоїда, $\ell$ – довжина соленоїда, $I$ – сила струму) визначити напруженість магнітного поля для усіх значень сили струму, для яких проводилися вимірювання, і результати занести до табл. 67.1
6. Накреслити графік залежності магнітного обертання від напруженості магнітного поля $\varphi = f(H)$. Графік повинен мати вигляд прямої, що проходить через початок координат (рис. 67.4).

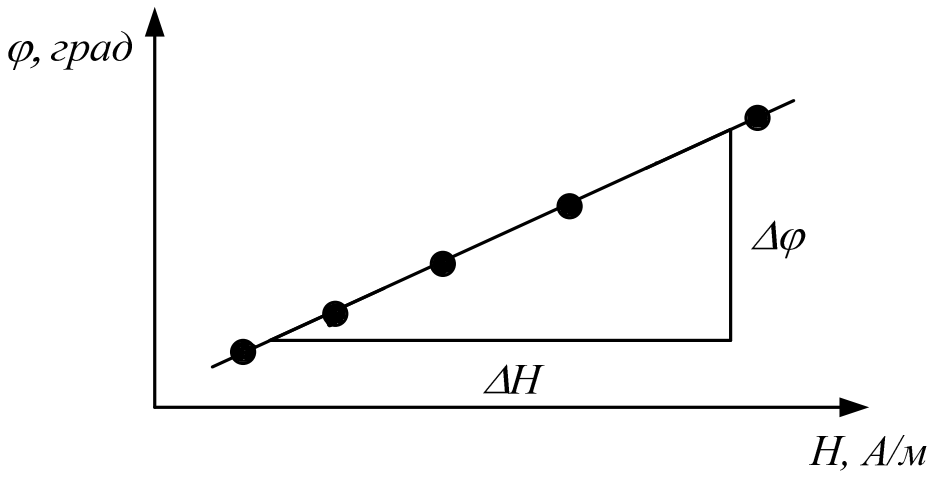



Рис. 67.4

7. За нахилом прямої на рис. 67.4 обчислити сталу Верде:

$$\rho = \frac{\Delta\varphi}{\Delta H} \cdot \frac{1}{\ell}.$$

## 67.6. Контрольні запитання

1. У чому полягає ефект Фарадея?
2. Як залежить кут повороту площини поляризації від напряму магнітного поля?
3. Що називається сталою Верде і яка її розмірність?
4. У чому полягає явище поляризації світла?
5. Які речовини називаються оптично активними і які оптично неактивними?

## 67.7. Література

1. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976.
2. Чечулин А.А. Волновые процессы. Оптика. Элементы атомной и ядерной физики. – М.: Физматгиз, 1960. – Гл.14. – §60.С.243-249.
3. Савельев И.А. Курс общей физики. – М.: Наука, 1978. – Гл.19 – С.440-443.
4. Кортнев А.В., РублевЮ.В., Куценко А.Н. Практикум по физике. – М.: Высшая школа, 1963. – С.395.
5. Базакуца В.А. Лабораторный практикум по физике. – Харьков: Из – во Харьк. гос. ун – та, 1972. – С.91.

**Лабораторна робота 68**

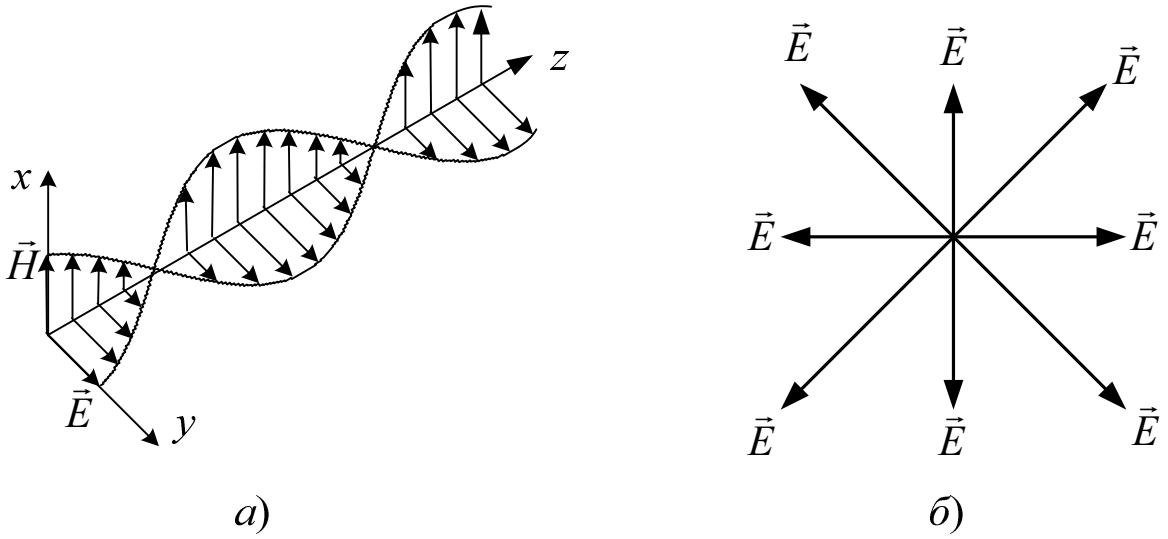
# ОДЕРЖАННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА

## 68.1. Мета роботи

Ознайомитися з методами одержання лінійно поляризованого світла і вивчити закони Брюстера і Малюса.

## 68.2. Загальні положення

Плоска електромагнітна світлова хвиля є поперечною і являє собою поширення в просторі взаємно перпендикулярних коливань вектора напруженості електричного поля $\vec{E}$ і вектора напруженості магнітного поля $\vec{H}$ (рис. 68.1, а). Вектор $\vec{E}$ називають світловим вектором (у роботі розглядається саме цей вектор). Наявність вектора $\vec{H}$ мається на увазі.




*а*) *б*)

Рис. 68.1

Світловий пучок, в якому різні напрями вектора $\vec{E}$ у поперечній до напрямку поширення хвилі площини рівномірні, називається природним. У природному світлі коливання різних напрямів швидко і безладно змінюють одне одного (рис. 68.1, б). Таке світло називають повністю неполяризованим світлом.

Світло, в якому напрям коливань вектора $\vec{E}$ впорядкований будь-яким чином і підпорядкований будь-якій закономірності, називається поляризованим. Розрізняють два види поляризації – часткову і повну. Якщо амплітуда коливань у якому небудь напрямі в поперечній площині досягає максимального значення і мінімального – у перпендикулярному напрямі, то таке світло називається частково поляризованим (рис. 68.2, а). З'єднуючи кінці векторів $\vec{E}$, у цьому разі одержимо еліпс.

Якщо коливання вектора здійснюються в одній площині, то таке світло називається повністю поляризованим (плоскополяризованим) світлом(рис. 68.2, б).

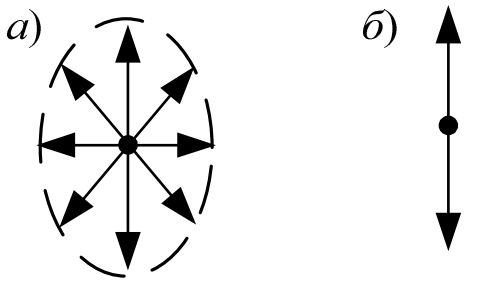



Рис. 68.2

Для одержання плоскополяризованого світла з природного неполяризованого застосовують спеціальні оптичні пристрої – поляризатори. Площину коливань електричного вектора у світловій хвилі, що пройшла крізь поляризатор, називають площиною поляризатра.

Будь-який поляризатор можна використовувати для досліження поляризованого світла, тобто як аналізатор. У цьому випадку площина коливань проходячого світла збігається з площиною аналізатора. Інтенсивність $I$ плоскополяризованого світла після проходження крізь аналізатор залежить від кута $\varphi$, утвореного площиною коливань падаючого на аналізатор променя з площиною аналізатора відповідно до закону Малюса:

$$I = I_0 \cos 2\varphi,$$

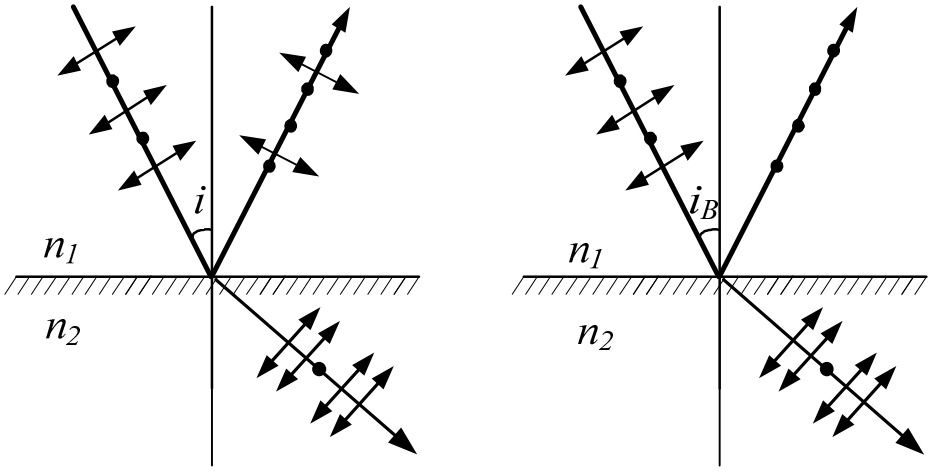
де $I_0$ – інтенсивність падаючого на аналізатор світла.

Наведемо кілька способів одержання плоскополяризованого світла.

**Відбиття світла від поверхні діелектрика**

Відбите від діелектрика і заломлене світло завжди частково поляризоване. У відбитому промені переважають коливання, перпенди-

кулярні до площини падіння, а в заломленому промені – паралельні площині падіння (рис. 68.3, а).




*а*) *б*)

Рис. 68.3

На рис. 68.3 точки відповідають коливанням вектора $\vec{E}$, перпендикулярним до площини падіння, стрілки – коливанням у площині падіння.

Ступінь поляризації відбитого променя залежить від відносного показника заломлення $n_{12}=n_2/n_1$ і кута падіння $i_1$. Якщо кут падіння задовольняє умові

$$tg\, i_B = n_{12}\,, \qquad (68.1)$$

то відбитий промінь буде полярізований повністю (рис. 68.3, б), а заломлений тільки частково. Співвідношення (68.1) називають законом Брюстера. Кут $i_B$ називають кутом Брюстера або кутом повної поляризації.

**Подвійне променезаломлення у кристалах**

Деякі кристали володіють властивістю подвійного променезаломлення. Заломлюючись у такому кристалі, світловий промінь розділяється на два плоскополяризованих промені з взаємно перпендикулярними напрямами коливань вектора $\vec{E}$ – звичайний *з* і невизначений *е*. Звичайний промінь задовольняє звичайному закону заломлення і знаходиться в одній площині з падаючим променем і нормаллю. Для незвичайного променя відношення сінусів падіння і заломлення не залишається сталим при зміні кута падіння. Крім цього, незвичайний промінь, як правило, не лежить у площині падіння і відхиляється від звичайного променя *з* навіть при нормальному падінні світла. Відхиляючи один з променів у бік, можна одержати плоскопо-

ляризований промінь. Так зроблена, наприклад поляризаційна призма Ніколя (рис. 68.4).

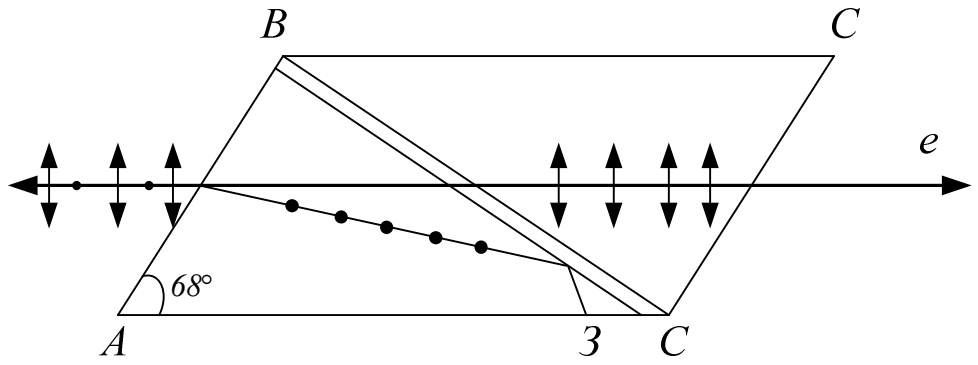



Рис. 68.4

Дві природні грані кристала ісланського шпату зрізуються так, щоб зменшити кут між поверхнями до *68°*. Потім кристал розпилюються на дві частини за площиною *BD* під кутом *90°* до нових граней. Після полірування поверхні розпилу склеюються канадським бальзамом з показником заломлення $n_б$, що задовольняє умові

$$n_e < n_б < n_з ,$$

де $n_з$ і $n_e$ – показники заломлення ісланського шпату для звичайного і незвичайного променів.

Падаючи під кутом більш граничного на площину *BD*, звичайний промінь зазнає повне внутрішнє відбиття на межі шпат – бальзам. Незвичайний промінь, для якого $n_e < n_з$, виходить з призми плоскополяризованим.

## 68.3. Опис лабораторної установки

Основою установки є напівкругла пластина *1* з градусними поділками, нанесеними по краю . У центрі кола закріплено шарнір *2*, навколо якого обертаються дві штанги (рис. 68.5). На одній з них закріплено освітлювач *3*, на другій – поляризаційна призма *5* з лімбом *6* для вимірювання кута її повороту і фотоелемент *7*. Фотострум вимірюється мікроамперметром *8*. На основі вертикально укріплено діелектричну пластину *9*.

## 68.4. Обладнання

1. Напівкругла основа з градусними поділками.
2. Діелектрична пластина.
3. Освітлювач.
4. Поляризаційна призма з лімбом.

5. Фотоелемент.
6. Мікроамперметр.

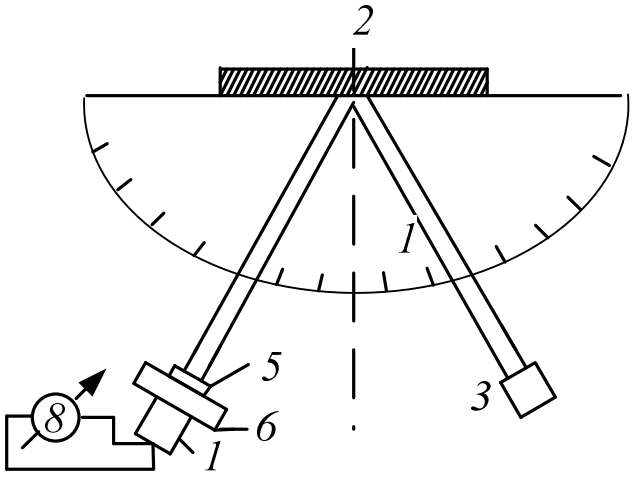



Рис. 68.5

## 68.5. Порядок виконання роботи

А) Визначення кута Брюстера і показника заломлення матеріалу діелектричної пластини

1. Встановити штанги під кутом $\alpha$ (приблизно *45*°) і добитися, щоб світло, відбите від пластини, падало на призму 5.
2. Повернути поляризаційну призму так, щоб фотострум був найменшим при даному куті.
3. Повернути обидві штанги (спостерігаючи за тим, щоб пляма світлового пучка весь час знаходилася на призмі) до того моменту, поки фотострум стане мінімальним, і записати відповідний кут $\alpha_Б$. Дослід повторити кілька разів і знайти середнє значення $\alpha_Б$.
4. За формулою Брюстера (68.1) знайти показник заломлення діелектричної пластини.

Б) Вивчення закону Малюса.

1. Обертати поляризаційну пластину в межах повного оберту і через кожні *20*° записувати покази мікроамперметра. Повторити вимірювання 3 рази і результати занести до табл. 68.1.
2. Визначити кут $\varphi_{макс}$, що відповідає максимальній інтенсивності $I$, і ввести кут $\varphi^* = \varphi - \varphi_{макс}$. Для $\varphi^* = 0$ і $I = I_0$.
3. Накреслити графік дослідної залежності $I/I_0 = f(\varphi^*)$. На цьому ж рисунку аналогічно побудувати теоретичну залежність

$$\frac{I}{I_0} = \cos^2(\varphi^*).$$

4. Порівняти графіки дослідної і теоретичної залежностей $I/I_0$.

Таблиця 68.1.

| № досліду | $\varphi$ | $\varphi_{макс}$ | $\varphi^*$ | Покази мікроамперметра | | | | $I/I_0$ | $\cos^2\varphi^*$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | | | 1 | 2 | 3 | середнє | | |
| 1 | | | | | | | | | |
| 2 | | | | | | | | | |
| 3 | | | | | | | | | |
| 4 | | | | | | | | | |
| 5 | | | | | | | | | |

## 68.6. Контрольні запитання

1. У чому полягає явище поляризації світла?
2. Яке світло називається плоскополяризованим?
3. Назовіть способи одержання поляризованого світла.
4. Сформулюйте закон Брюстера.
5. В якій площині коливається вектор Е світла, відбитого від поверхні діелектрика під кутом Брюстера?
6. В якому випадку, якщо падаючий промінь плоскополяризований, відбитого світла не буде?
7. У чому полягає явище подвійного променезаломлення?
8. Будова і дія призми Ніколя.
9. Сформулюйте і поясніть закон Малюса.

## 68.7. Література

1. Савельев И.А. Курс общей физики. – М. : Наука, 1978. – Т.2.
2. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976.
3. Базакуца В.А. Лабораторный практикум по физике. – Харьков: Изво Харьковск .ун-та, 1972.

## Лабораторна робота 69

# ДОСЛІДЖЕННЯ СПЕКТРА ВИПРОМІНЮВАННЯ

### 69.1. Мета роботи

Визначити довжину хвилі найбільш яскравих ліній в оптичному спектрі випромінювання ртутної лампи за допомогою дифракційних ґраток.

### 69.2. Загальні положення

У видимому діапазоні довжин хвиль ($\lambda = 0{,}3 \div 0{,}8$ *мкм*) випромінювання ртутної лампи складається практично з трьох довжин хвиль $\lambda_1$, $\lambda_2$, $\lambda_3$, (на других довжинах хвиль випромінювання значно менш інтенсивне). Ці три довжини хвиль і треба визначити в даній роботі.

При дифракції випромінювання ртутної лампи замість ліній 1-го, 2-го, 3-го і т.п. порядків дифракції будуть спостерігатися спектри 1-го, 2-го, 3-го і т.п. порядків. Кожний такий спектр складається з трьох близько розташованих ліній (див. рис. 69.1). Дифракційні лінії спостерігаються під кутами дифракції, що задовольняють умові

$$d \sin \varphi_k = k \lambda, \qquad (69.1)$$

яка зв'язує кути дифракції $\varphi_k$ з довжиною хвилі $\lambda$, періодом граток $d$ і порядком лінії $k = 1, 2, 3\ldots$

Дифракційний спектр нульового порядку ($k$=0) – це одна яскрава лінія білого світла, оскільки вона утворена трьома просторово нерозділеними монохроматичними пучками.

Отже, дифракційні ґратки, як і призменний спектроскоп, дозволяють просторово розділити монохроматичні пучки в пучку світла складного спектра. Для вимірювання кутів дифракції застосовується вимірювач кутів – гоніометр. Знаючи період ґраток і вимірюючи гоніометром кути дифракції, можна за такою формулою обчислити довжини хвиль оптичного спектра ртутної лампи:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}. \qquad (69.2)$$

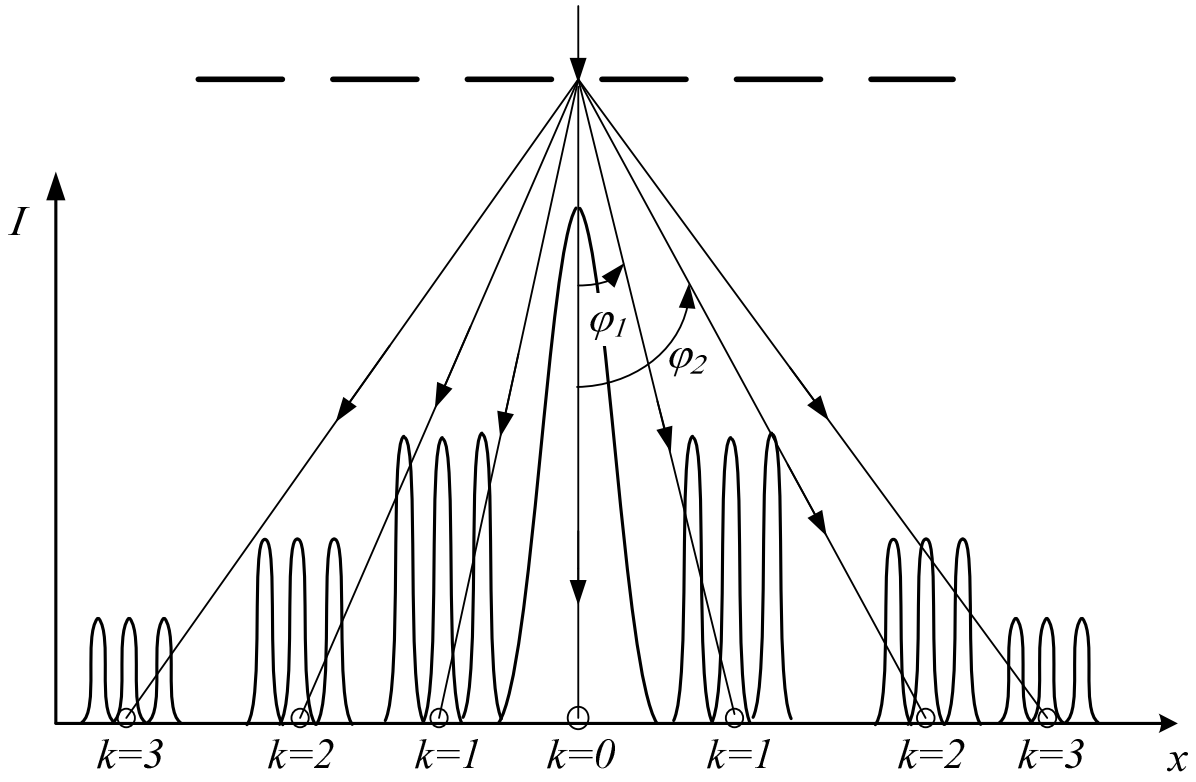



Рис. 69.1

## 69.3. Опис лабораторної установки

Лабораторна установка складається з досліджуваного джерела (ртутна лампа ), дифракційних ґраток і гоніометра. Схему лабораторної установки наведено на рис. 69.2.

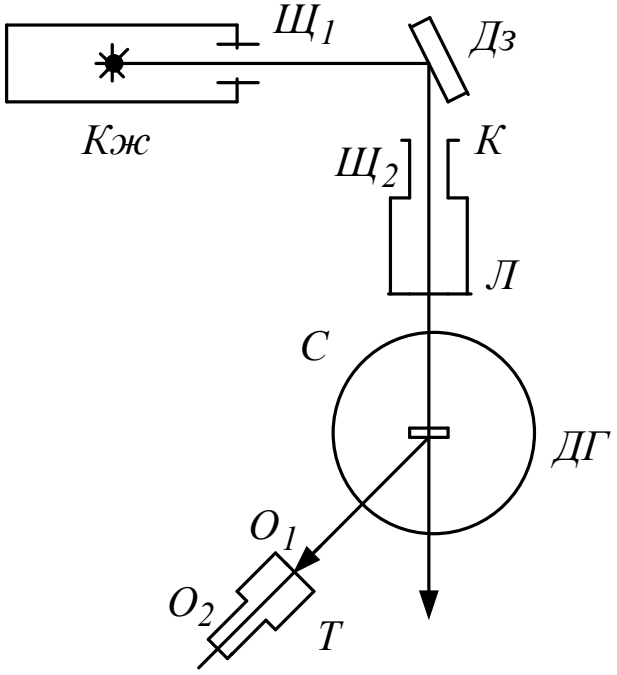



Рис. 69.2

Ртутна лампа розміщена в захисному кожуху *Кж*. За допомогою щілини $Щ_1$ і дзеркала *Дз* промінь світла спрямовується на дифракційні ґратки *ДГ*, які закріплені на осі гоніометра. Гоніометр складається з коліматора *К* і зорової труби *Т*, що може обертатися у горизонтальній площині. Шкалу кутів повороту нанесено на столик *С*, в центрі якого встановлено дифракційні ґратки. На кінці коліматора *К* знаходиться щілина $Щ_2$.

Коліматор призначений для того, щоб спрямувати на ґратки паралельний пучок променів. Тому щілина $Щ_2$ повинна знаходитися у фокусі лінзи *Л*. Зорова труба *Т* складається з об'єктива $О_1$ і окуляра $О_2$. Окуляр має вертикальний візир (нитку) для наведення труби на певну лінію спектра. Лімб гоніометра поділено на $360°$. Шкалу гоніометра обладнано ноніусом, що дозволяє відраховувати кути повороту зорової труби з точністю до *5* кутових хвилин. Відлік кожного кута дифракції виконують ліворуч і праворуч від лінії нульового порядку. При відліку праворуч від нульової лінії для знаходження кута дифракції потрібно значення відліку по шкалі відняти з $360°$. Робочим значенням кута дифракції слід вважати півсуму двох значень кута дифракції, виміряних ліворуч і праворуч від лінії нульового порядку. Це необхідно робити для уникнення можливого порушення перпендикулярності пучка світла до площини дифракційних ґраток.

## 69.4. Обладнання

1. Ртутна лампа.
2. Дифракційні гратки.
3. Гоніометр.

## 69.5. Порядок виконання роботи

1. Увімкнути ртутну лампу. (Увага: повторити ввімкнення можливо тільки через *10 хв*, коли лампа охолоне).
2. Обертанням зорової труби *Т* праворуч знайти спектр першого порядку і визначити значення кутів дифракції для жовтої, зеленої і синьої ліній спектра першого порядку (нитку візиру наводити на середину лінії). Результати цих і наступних вимірювань занести до табл. 69.1.

Таблиця 69.1

| Порядок | Колір лінії | Відлік кутів $\varphi_к$ ліворуч | | | | Відлік кутів $\varphi_к$ праворуч | | | | | $\varphi_к$ | $\lambda$ |
|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|---|
| | | 1 | 2 | 3 | $\varphi_л$ | 1 | 2 | 3 | $\varphi_п$ | $\varphi_п^*$ | | |
| 1 | Синій | | | | | | | | | | | |
| | Зелений | | | | | | | | | | | |
| | Жовтий | | | | | | | | | | | |
| 2 | Синій | | | | | | | | | | | |
| | Зелений | | | | | | | | | | | |
| | Жовтий | | | | | | | | | | | |

3. Провести аналогічні вимірювання кутів дифракції для спектрів другого і третього порядків ліворуч і праворуч від лінії нульового порядку.
4. Обчислити середні значення кутів $\varphi_к$ дифракції за формулою

$$\varphi_к = (\varphi_л + \varphi_п^*)/2,$$

де $\varphi_п^* = 360° - \varphi_п$.

5. За формулою (69.2) визначити довжину хвиль, що відповідають синій, зеленій і жовтій лініям спектрів 1-го і 2-го порядків.

## 69.6. Контрольні запитання

1. У чому полягає явище дифракції світла?
2. Сформулюйте принцип Гюйгенса-Френеля.
3. Що називається кутом дифракції?
4. Чим відрізняється дифракційний спектр від спектра, одержаного за допомогою скляної призми?
5. Що являють собою дифракційні гратки?
6. Наведіть формулу дифракційних граток.
7. Чому дорівнює максимальний порядок спектра для дифракційних граток?

## 69.7. Література


1. Савельев И.В. Курс общей физики.–М.: Наука,1978.–Т.2.
2. Савельев И. В. Курс общей физики.–М.;Наука,1978.–Т.3.
3. Ландсберг Г.С. Оптика.–М.:Наука,1976.
4. Базакуца В.А. Лабораторный практикум по физике.–Харьков:Изд-во. Харьк. ун-та, 1972.