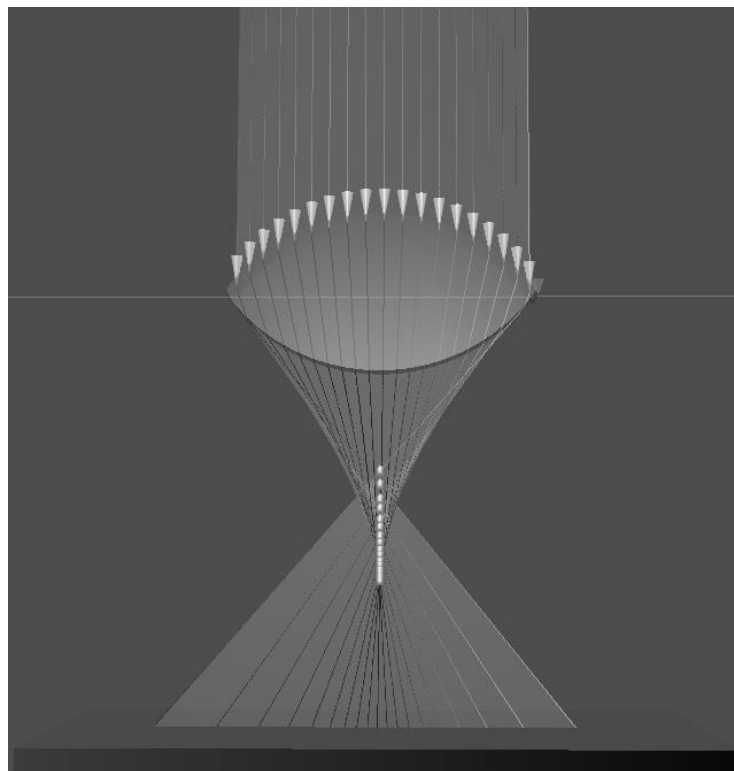


**МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ**  
**ДВНЗ «КРИВОРІЗЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ»**  
**Криворізький педагогічний інститут**  
**Кафедра фізики та методики її навчання**

**Лабораторні роботи з загальної фізики**

## **ОПТИКА**



**Кривий Ріг – 2015**

УДК 372.853

Методичні рекомендації до лабораторних робіт з загальної фізики :  
Оптика : [посібник для студентів фізико-математичного факультету] / укл.  
В.М. Кадченко – Кривий Ріг : ДВНЗ «Криворізький національний університет»,  
2015. – 83 с.

Укладач: Кадченко Валентина Миколаївна, кандидат фізико-математичних  
наук, доцент кафедри фізики та методики її навчання

Рецензент: Здешиц Валерій Максимович, доктор технічних наук, професор  
кафедри фізики та методики її навчання Криворізького  
педагогічного інституту

Затверджено на засіданні кафедри фізики та методики її навчання  
(протокол 19 від листопада 2015 р.)

Затверджено радою фізико-математичного факультету ДВНЗ КНУ КПІ  
(протокол 26 від листопада 2015 р.)

## ЗМІСТ

Пояснювальна записка.....	5
<i>Лабораторна робота №1</i>	
Вивчення просторової когерентності за схемою Юнга.....	6
<i>Лабораторна робота №2</i>	
Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля.....	12
<i>Лабораторна робота №3</i>	
Визначення радіуса кривизни лінзи за допомогою кілець Ньютона.....	16
<i>Лабораторна робота №4</i>	
Визначення показника заломлення за допомогою інтерферометра Релея.....	20
<i>Лабораторна робота №5</i>	
Вивчення дифракційної решітки за допомогою гоніометра.....	24
<i>Лабораторна робота №6</i>	
Вивчення дифракції Фраунгофера на щілині.....	32
<i>Лабораторна робота №7</i>	
Визначення розмірів мікроскопічних частинок.....	37
<i>Лабораторна робота №8</i>	
Визначення кроку спіральної доріжки компакт-диска .....	41
<i>Лабораторна робота №9</i>	
Визначення показника заломлення скла за допомогою мікроскопа...44	44
<i>Лабораторна робота №10</i>	
Визначення показника заломлення скла за допомогою лазера.....	48
<i>Лабораторна робота №11</i>	
Вивчення заломлення світла у призмах.....	51
<i>Лабораторна робота №12</i>	
Визначення головної фокусної відстані лінз.....	55
<i>Лабораторна робота №13</i>	
Моделювання і вивчення мікроскопа.....	59
<i>Лабораторна робота №14</i>	
Моделювання і вивчення телескопа.....	63

*Лабораторна робота №15*

Вивчення поляризації світла.....67

*Лабораторна робота №16*

Дослідження абсорбційних скляних світлофільтрів.....73

*Лабораторна робота №17*

Визначення заломлюючого кута і дисперсії скляних призм за допомогою гоніометра.....77

Рекомендована література.....83

## Пояснювальна записка

Методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт з загальної фізики укладені відповідно до програми з загальної фізики, яка рекомендована Міністерством освіти і науки України для студентів вищих педагогічних навчальних закладів за напрямом підготовки - 6.040203 Фізика\* листом №14/182-224 від 01.02.2005 р. (Загальна фізика: Програма навчальної дисципліни для студентів вищих педагогічних закладів освіти / укладачі: М.І. Шут, І.Т. Горбачук, В.П. Сергієнко – К.: НПУ, 2005. – 48 с.).

Пропоновані рекомендації містять лабораторні роботи, що охоплюють широке коло питань і тем з оптики (електромагнітна природа світла, основні енергетичні і світлові характеристики, інтерференція і дифракція світла, поляризація, геометрична оптика, дисперсія і поглинання світла у речовині), знайомлять студентів з деякими експериментальними методами досліджень у оптиці та обробкою результатів вимірювань.

Лабораторні роботи містять короткі теоретичні відомості про явище, що вивчається, опис експериментальної установки та порядок виконання роботи. В кінці кожної роботи наведено контрольні запитання, на які студент повинен дати відповіді після виконання роботи. В кінці посібника є перелік рекомендованих літературних джерел.

Особливістю даного циклу лабораторних робіт є використання потужних та яскравих джерел світла (ртутні лампи, лазери), високовольтних джерел живлення, високочутливих електричних і оптичних приладів (монохроматори, гоніометри, інтерферометр, фотоелементи). Це підвищує вимоги до дотримання правил техніки безпеки:

- вмикання приладів в електричну мережу дозволяється тільки після перевірки схеми досліду викладачем або лаборантом;
- працюючи з високою напругою, особливо ретельно додержуватися правил безпеки при роботі з електрикою;
- слід уникати попадання світла від ртутних ламп, лазерів та інших потужних джерел світла безпосередньо в очі, це небезпечно для зору;
- роботу з високочутливими приладами розпочинати лише після знайомства з інструкцією приладу і перевірки викладачем навичку виконання вимірювання.

Для виконання лабораторної роботи студенту необхідно заздалегідь ознайомитися з інструкцією до роботи, мати конспект роботи, знати завдання та порядок виконання роботи. Студент допускається до виконання роботи після перевірки його готовності викладачем.

Щоб одержати залік з лабораторної роботи студент повинен мати звіт з лабораторної роботи, в якому містяться короткі теоретичні відомості та відповіді на контрольні запитання, схеми досліду, розрахункові формули, таблиці вимірювань, обчислення похибки вимірювань та кінцевий результат. Під час здачі роботи необхідно відповісти на контрольні запитання.

## Лабораторна робота № 1

**ВИВЧЕННЯ ПРОСТОРОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ ЗА СХЕМОЮ ЮНГА**

Прилади: лазер, оптична лава, подвійна щілина, екран, короткофокусна лінза.

**Теоретичні відомості**

Когерентність хвиль є необхідною умовою одержання стійкої інтерференційної картини при накладанні хвиль. Когерентність - це узгодженість у часі і просторі декількох хвильових процесів. Когерентними називають хвилі, у яких різниця фаз не змінюється з часом у кожній точці простору.

При накладанні двох монохроматичних світлових хвиль  $E_1$  і  $E_2$  з однаковою частотою  $\omega$ , амплітудою  $E_0$  і площиною поляризації, результуючу амплітуду можна знайти алгебраїчним додаванням напруженостей електричного поля хвиль:

$$\begin{aligned} E_1 &= E_0 \cos(\omega t - kr_1) \\ E_2 &= E_0 \cos(\omega t - kr_2), \end{aligned}$$

де  $r_1$  і  $r_2$  – відстані від джерел хвиль до точки накладання,  $k = 2\pi / \lambda$  - хвильовий вектор. Результуюча хвиля матиме напруженість поля:

$$E = E_1 + E_2.$$

Після тригонометричних перетворень і враховуючи, що інтенсивність  $I \sim E^2$ , можна отримати результуючу інтенсивність

$$I = 2I_0 \cdot (1 + \cos \delta), \quad (1)$$

де  $\delta = (kr_2 - kr_1)$  різниця фаз хвиль у точці накладання.

Якщо світлові хвилі когерентні, то різниця фаз  $\delta$  не змінюється з часом. При  $\delta = 2m\pi$  з формули (1) матимемо  $I = 4I_0$  – утворюється інтерференційний максимум, а при  $\delta = (2m+1)\pi$  маємо  $I = 0$  – інтерференційний мінімум, тут  $m = 0, 1, 2, \dots$ . Тобто у просторі, де накладаються когерентні хвилі утворюється інтерференційна картина – чергування максимумів і мінімумів.

Суперпозиція когерентних хвиль різної інтенсивності приводить до появи інтерференційної картини, де результуюча інтенсивність виражається більш загальною формулою (2):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \delta. \quad (2)$$

Когерентність світлових хвиль обмежена у часі і просторі. Це пов'язано з тим, що у природі не існують абсолютно монохроматичні хвилі та точкові джерела світла. Атоми випромінюють цуги хвиль, що описуються групою хвиль з частотами у інтервалі  $(\omega, \omega + \Delta\omega)$ , а будь-яке реальне джерело світла має розміри. Для кількісної оцінки когерентності хвиль вводиться два поняття: часова і просторова когерентність хвиль.

Часова когерентність пов'язана з немонохроматичністю джерел світла. Якщо проміжок  $\Delta\omega$  малий, то різниця фаз  $\delta$  слабо залежить від часу:

$$\delta = \Delta\omega \cdot t + (kr_2 - kr_1)$$

$\tau_{\text{ког}}$  – час, протягом якого різниця фаз змінюється на  $\pi$ , тоді  $\cos\delta$  змінюється від  $+1$  до  $-1$ , а його середнє значення у формулі (2) буде рівне нулю і інтерференційний член зникає. Знайдемо  $\tau_{\text{ког}}$ :

$$\Delta\delta = \pi = \Delta\omega \cdot \tau_{\text{ког}},$$

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega}$$

$\tau_{\text{ког}}$  – час, протягом якого хвилі залишаються когерентними, він обмежений часом випромінювання світла атомом  $\tau_{\text{випр}}$ :

$$\tau_{\text{ког}} \leq \tau_{\text{випр}}$$

Час когерентності одиночних атомів  $\sim 10^{-8} \text{с}$ , у нагрітого твердого тіла  $\sim 10^{-15} \text{с}$ , у лазера  $\sim 10^{-5} \text{с}$ .

Довжина когерентності  $L_{\text{ког}}$  – це максимальна різниця ходу хвиль  $(r_2 - r_1)_{\text{max}}$ , при якій хвилі залишаються когерентними:

$$L_{\text{ког}} = (r_2 - r_1)_{\text{max}} = c \cdot \tau_{\text{ког}}.$$

Просторова когерентність оцінює когерентність у перерізі світлового пучка і обмежена розмірами джерела світла, характеризується радіусом когерентності  $\rho_{\text{ког}}$ .

Кожна точка реального джерела створює свою інтерференційну картину, які накладаються. Нехай маємо джерело світла  $O_1O_2O_3$ , довжина якого  $b$ , світло від нього падає на щілини  $S_1S_2$ , які є когерентними джерелами. Тоді від точок  $O_1$ ,  $O_2$ ,  $O_3$  утворяться на екрані відповідно 3 картини зі зміщеними центрами (рис.1.).

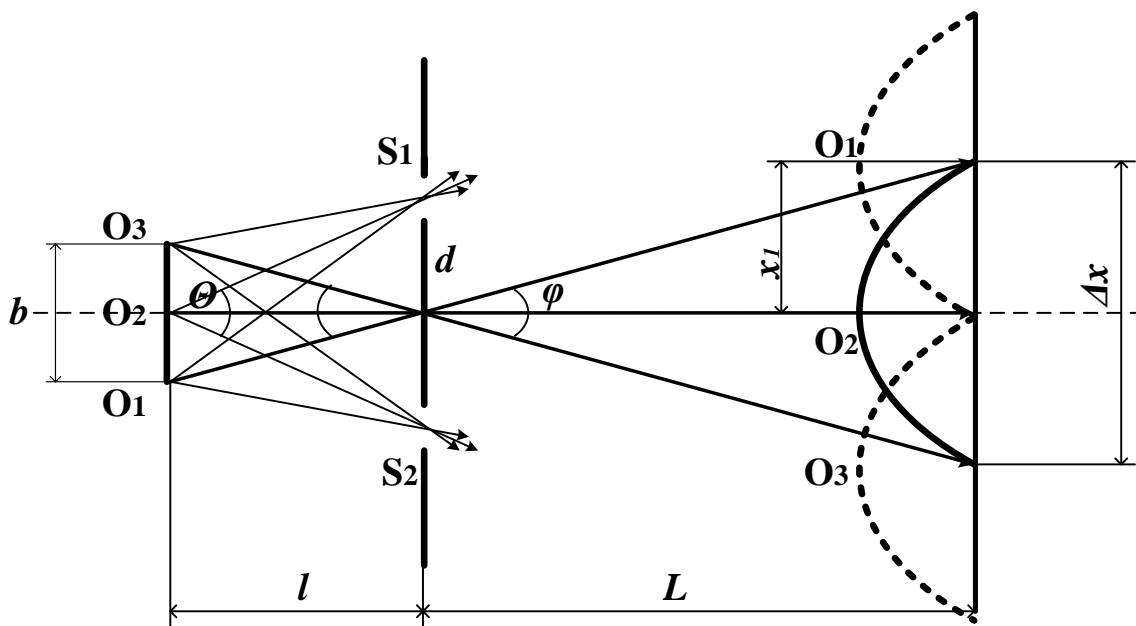


Рис. 1. До виводу умов просторової когерентності.

Інтерференційна картина від протяжного джерела  $O_1O_2O_3$  буде спостережуваною на екрані, коли максимуми, утворені крайніми точками джерела  $O_1$  і  $O_3$  будуть знаходитись якнайближче до максимумів від центральної точки  $O_2$ , тобто відстань між максимумами  $x_1$  буде менша півширини максимуму  $\Delta x$ :

$$x_1 < \frac{\Delta x}{2}. \quad (3)$$

Відомо, що ширина інтерференційної смуги рівна  $\Delta x = \frac{\lambda L}{d}$ , (4)

де  $\lambda$  – довжина хвилі,  $d = S_1S_2$ , інші позначення видні на рис.1.

З геометричних міркувань слідує, що  $x_1 = L \cdot \frac{\varphi}{2}$ , тоді з (3) маємо умову для кутового розміру  $\varphi$  джерела світла:

$$\varphi < \frac{\lambda}{d} \quad (5)$$

Максимально допустимі лінійні розміри  $b$  джерела можна визначити через відстань до подвійної щілини  $l$ :

$$\varphi = \frac{b}{l}; \quad \frac{b}{l} < \frac{\lambda}{d}; \quad \Rightarrow \quad b < \lambda \cdot \frac{l}{d} \quad (6)$$

Звідси слідує, що радіус когерентності  $\rho_{\text{ког}}$

$$\rho_{\text{ког}} = \lambda \cdot \frac{l}{d} \quad (7)$$

Скориставшись поняттям апертури інтерференції – кута максимального розкриття променів з боку джерела  $\Theta$ , радіус когерентності світлового пучка обмежений величиною:

$$\rho_{\text{ког}} < \frac{\lambda}{\Theta} \quad (8)$$

Довжина когерентності випромінювання природного джерела має величину не більше  $10^{-6}$ м. З цієї причини спостерігати інтерференцію в променях звичайних джерел світла (свічка, лампа, Сонце і т. ін.) дуже важко, бо при різниці ходу більше  $10^{-6}$ м, (порядку довжини хвилі) когерентність зникає і інтерференція не спостерігається.

Практичні способи одержання когерентних світлових хвиль такі, що їх початкові фази виявляються рівними. Умова когерентності забезпечується лише для хвиль однакової частоти  $\omega$ . Для спостереження чіткої інтерференційної картини необхідно також, щоб хвилі були поляризовані в одній площині і мали приблизно рівні амплітуди.

Перше спостереження інтерференції з сонячним світлом провів в 1807 році англійський вчений Томас Юнг. Схема установки цього досліду наведена на рис.2. Сонячне світло попадало в темне приміщення через вузьку щілину  $S$  від якої світлова хвиля падала на дві рівновіддалені від осі паралельні щілини  $S_1 S_2$ .



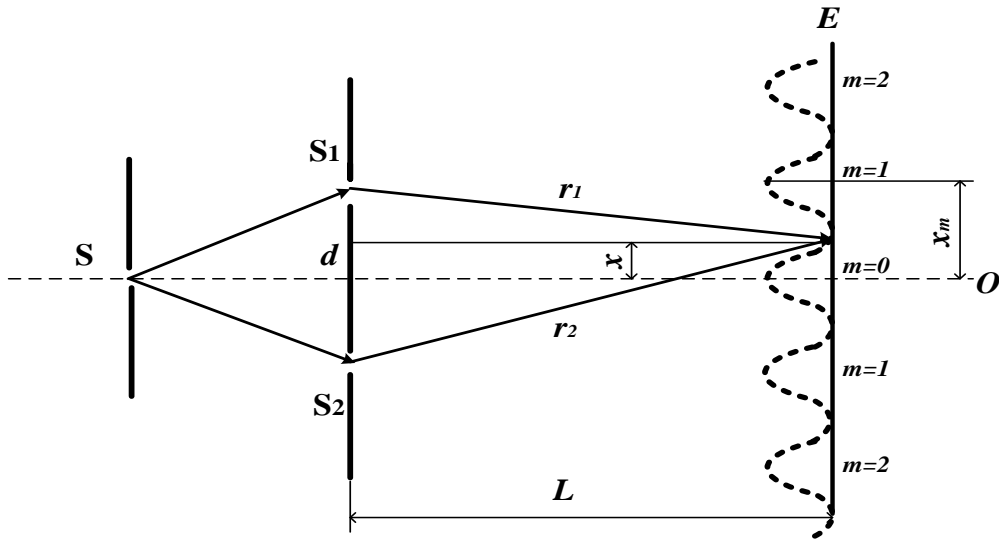


Рис. 2. До розрахунку ширини інтерференційної смуги.

Таким чином, щілини  $S_1, S_2$  виконували роль когерентних джерел. Інтерференція спостерігалась на екрані  $E$ , який розміщений на віддалі  $L$  паралельно до  $S_1 S_2$ . При відстані між щілинами  $d$  різниця ходу хвиль  $\Delta r = r_2 - r_1$  для деякої точки екрана, віддаленої від оптичної осі на відстані  $x$ , може бути знайдена так:

$$r_2^2 = L^2 + (x + d/2)^2$$

$$r_1^2 = L^2 + (x - d/2)^2$$

$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) \approx \Delta r \cdot 2L = 2dx$ , звідки  $\Delta r = d \cdot x / L$ . Якщо спостерігається максимум інтерференції, то  $\Delta r = m\lambda$ , якщо мінімум –  $\Delta r = (2m + 1)\lambda / 2$ .

Тоді для координат максимумів і мінімумів на екрані маємо відповідно:

$$x_m = \frac{m\lambda L}{d} \quad \text{і} \quad x_m = (2m + 1) \frac{\lambda L}{2d} \quad (9)$$

де  $m=0, 1, 2, \dots$  – порядок максимуму, а  $(m+1)$  – порядок мінімуму.

Відстань між двома темними смугами (мінімумами) називається шириною інтерференційної смуги і дорівнює:

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{d} \quad (10)$$

Величина  $\Delta x$  не залежить від порядку інтерференції і співпадає з відстанню між світлими смугами. Загалом інтерференційна картина у досліді Юнга складається з паралельних темних і світлих смуг однакової ширини, що чергуються.

З природним світлом можна отримати лише кілька смуг слабкої інтенсивності, дослідити які дуже важко. Це пояснюється його низькою просторовою і часовою когерентністю. Якщо джерелом світла є лазер, то можна

легко отримати інтерференційну картину із декількох десятків яскравих смуг, що і досягається в цій роботі.

### Опис установки

У даній роботі у досліді Юнга використовується гелій-неоновий лазер з довжиною хвилі випромінювання  $\lambda=632,8 \text{ нм}$ , що забезпечує часову і просторову когерентність і відкидає необхідність використання щілини  $S$ . На оптичній лаві (рис. 3) за допомогою рейтерів встановлюють послідовно лазер, короткофокусну лінзу  $L$  з фокусною відстанню  $f$  і подвійну щілину з приладу ЕСФЕ-1 «Оптика», екран  $E$  розміщується на відстані  $L$  більше  $1,5 \text{ м}$  від щілини.

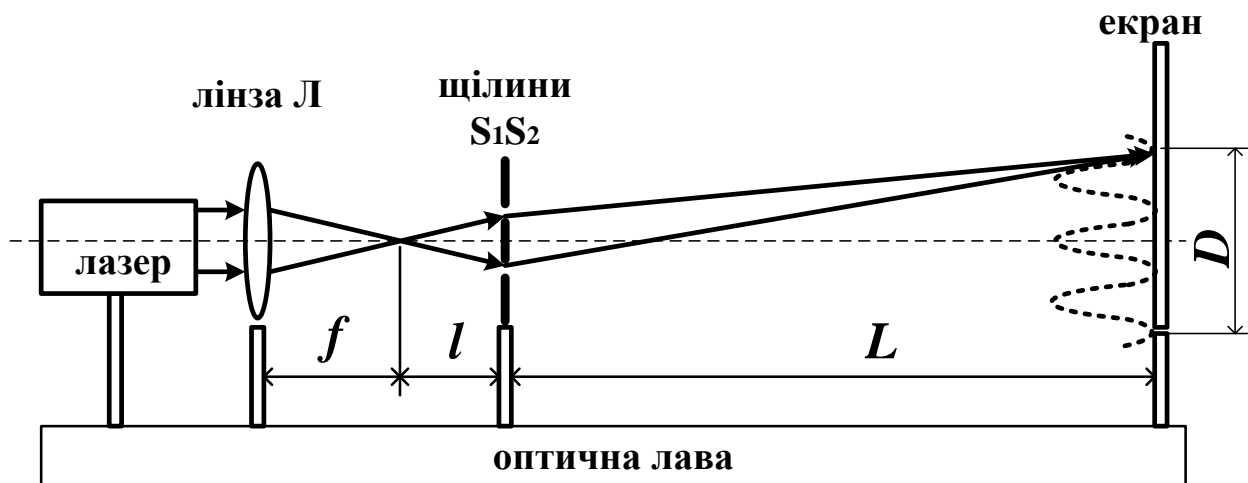


Рис. 3. Схема дослідів Юнга.

### Порядок виконання роботи

#### Завдання 1. Визначити відстань між щілинами у досліді Юнга.

1. Встановити прилади на оптичну лаву згідно з рис. 3.
2. Ввімкнути лазер і відрегулювати лінзу і лазер так, щоб промінь від лінзи попав на подвійну щілину  $S_1S_2$ , при цьому на екрані повинна спостерігатись симетрична відносно центра картина з декількох десятків смуг.
3. Виміряти відстань  $L$  щілина-екран, та загальну ширину  $D$  декількох ( $k$ ) світлих смуг на екрані. Результати занести в таблицю.
4. Повторити вимірювання, змінюючи відстань  $L$  та число  $k$ .
5. Обчислити ширину однієї смуги  $\Delta x = D/k$  та відстань між щілинами з формули (10):

$$d = \frac{kL\lambda}{D}.$$

6. Знайти похибку вимірювань та записати результат у вигляді  $d = \bar{d} \pm \Delta d$ .
7. Порівняти отриманий результат з технічним паспортом подвійної щілини.

Завдання 2. Оцінити можливий розмір джерела світла, радіус когерентності світлового пучка та апертуру інтерференції.

Джерелом світла є пучок променів з центром у фокусі лінзи. Розмір джерела практично співпадає з перерізом лазерного пучка у фокусі лінзи. Обчислити допустимі для спостереження інтерференції розміри джерела можна, скориставшись рис.1. та співвідношеннями (5-7).

1. Знайти кутовий розмір джерела світла  $\varphi$  у нашому досліді (рис. 1.). Враховуючи, що кут малий маємо:

$$\varphi = \frac{\Delta x}{L} = \frac{D}{kL}$$

2. Упевнитись, що кутовий розмір джерела задовольняє умові (5)

$$\varphi < \frac{\lambda}{d}$$

3. Поперечний розмір пучка світла  $b$  (рис. 1) у нашому досліді рівний:

$$b = \varphi \cdot l$$

Знайти  $l$  можна, якщо виміряти відстань лінза-щілина і відняти фокусну відстань лінзи, яка вказана на її корпусі, це і буде відстань  $l$  (рис.3.). Значення  $\varphi$  взяти з п.1.

4. Упевнитись, що лінійний розмір  $b$  пучка в даному досліді не перевищує радіус когерентності  $\rho_{\text{ког}}$  (співвідношення (6), (7)):

$$b < \lambda \cdot \frac{l}{d}$$

5. Обчислити апертуру інтерференції  $\Theta = d/l$ .

### Контрольні запитання

1. Що таке інтерференція світла? За яких умов вона спостерігається?
2. Які фізичні фактори обмежують спостереження інтерференції?
3. Які є способи спостереження двопроменевої та багатопроменевої інтерференції?
4. Які хвилі називають когерентними?
5. Дайте визначення просторової і часової когерентності.
6. Чи справедливі результати Завдання 2 для природних джерел світла? Для лазера?

## Лабораторна робота № 2

## ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Прилади і матеріали: оптична лава, лазер, біпризма Френеля, короткофокусна лінза, щілина, екран.

### Теоретичні відомості

Накладання світлових хвиль, в результаті якого в одних точках виникають коливання напруженості електромагнітного поля з максимальною амплітудою, а в інших – з мінімальною, називається інтерференцією світла, тобто відбувається перерозподіл інтенсивності світла у області накладання хвиль – утворюються система максимумів і мінімумів, яку називають інтерференційною картиною.

Для одержання стійкої інтерференційної картини необхідно, щоб світлові хвилі, що накладаються, були когерентними, тобто мали сталу у часі різницю фаз у кожній точці простору, де ця картина спостерігається. Якщо хвилі плоскополяризовані, то додатковою умовою є те, їх площини поляризації не повинні бути перпендикулярні, найвиразніша контрастна інтерференційна картина утворюється, коли площини поляризації паралельні, а амплітуди хвиль, що накладаються, однакові (див. лаб. роботу № 1).

Існують різні способи спостереження двопроменевої інтерференції, одним з найпростіших для експерименту є метод із застосуванням біпризми Френеля.

Біпризма являє собою оптичну систему з двох трикутних призм (') і (") із малими кутами заломлення  $\alpha < 30'$ , які з'єднані своїми основами (рис. 1). У досліді з біпризмою Френеля джерелом світла є щілина  $S$ , яка забезпечує просторову когерентність світла (у перерізі пучка) і паралельна до ребра біпризми.

Хід променів у біпризмі показаний на рис. 1.

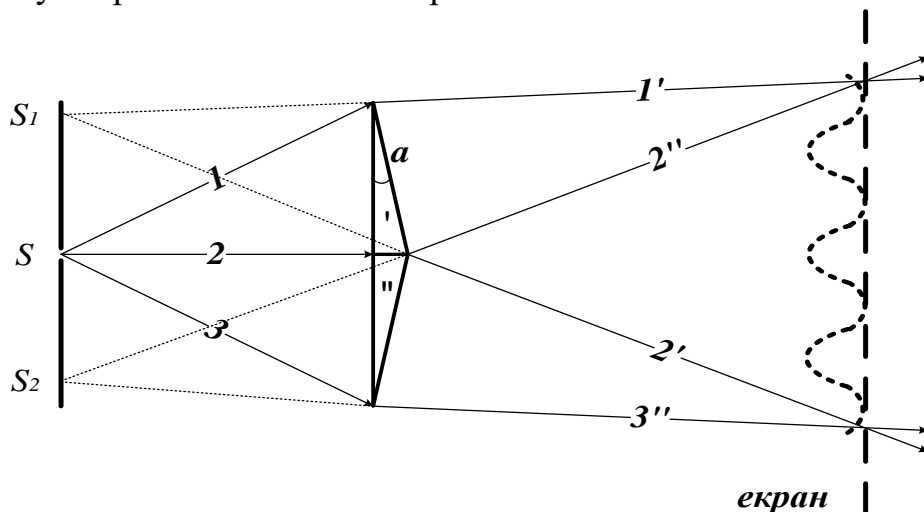


Рис. 1.

Промені від щілини  $S$ , падають на біпризму Френеля і внаслідок заломлення розділяються на два пучки, обмежені променями 1'-2' та 2''-3'', що перетинаються за призмою і утворюють область інтерференції між променями 2'-2''. Продовження заломлених кожною призмою променів перетинаються в точках  $S_1$  і  $S_2$ , які є уявними зображеннями щілини  $S$  і можуть розглядатись як уявні когерентні джерела світла. Умову когерентності забезпечує використання щілини  $S$  у якості джерела світла. В області накладання заломлених світлових хвиль можна спостерігати інтерференційну картину в вигляді паралельних темних і світлих смуг на екрані. Максимум нульового порядку інтерференції знаходиться на оптичній вісі системи, яка проходить через щілину  $S$  та ребро біпризми.

Відомо, що ширина інтерференційної смуги  $\Delta x$  на екрані зв'язана з відстанню  $L$  від щілини  $S$  до екрана і відстанню між уявними джерелами  $d = S_1 S_2$  співвідношенням:

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{d}, \quad (1)$$

де  $\lambda$  – довжина світлової хвилі, яку можна звідси обчислити, вимірюючи інші величини у експерименті.

Для цього необхідно скласти на оптичній лаві установку, зображену на рис. 2.

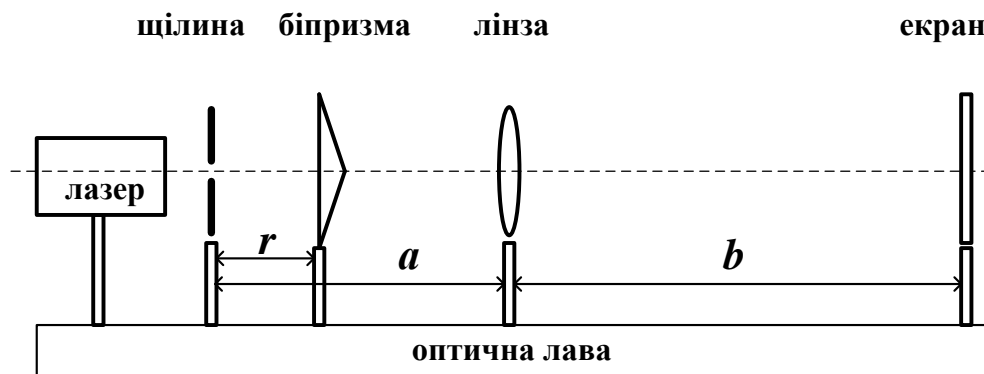


Рис. 2.

Відстань  $d$  між уявними джерелами  $S_1$  і  $S_2$  можна знайти, скориставшись кутом відхилення  $\varphi$ , що дає оптичний клин:

$$\varphi = \alpha \cdot (n - 1),$$

де  $n$  – показник заломлення призми,  $\alpha$  – заломлюючий кут призми. Тоді

$$d = 2r \cdot \alpha (n - 1) = r \cdot B, \quad (2)$$

де  $n = 1,85$ ;  $B = 2 \cdot \alpha (n - 1) = 7,42 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$  – стала біпризми.

Звичайно  $\Delta x$  мале і для збільшення інтерференційної картини можна використати збірну короткофокусну лінзу (з фокусною відстанню  $f$ ), яку поставити від щілини на відстані  $a \gg f$  (рис. 3). При цьому лінза утворює дійсне зменшене зображення щілин  $S_1 S_2$  у своїй фокальній площині на відстані  $a' \approx f$  від лінзи, відстань  $d$  між щілинами зменшується до  $d'$ , причому:

$$\frac{d'}{d} = \frac{a'}{a} \approx \frac{f}{a}; \text{ звідки } d' = \frac{d \cdot f}{a}$$

Розмір області інтерференції  $l_k$  і ширина інтерференційної смуги  $\Delta X$  збільшаться і становить:

$$\Delta X = \frac{\lambda \cdot L}{d'} = \frac{\lambda \cdot (b - f) a}{d \cdot f}. \quad (3)$$

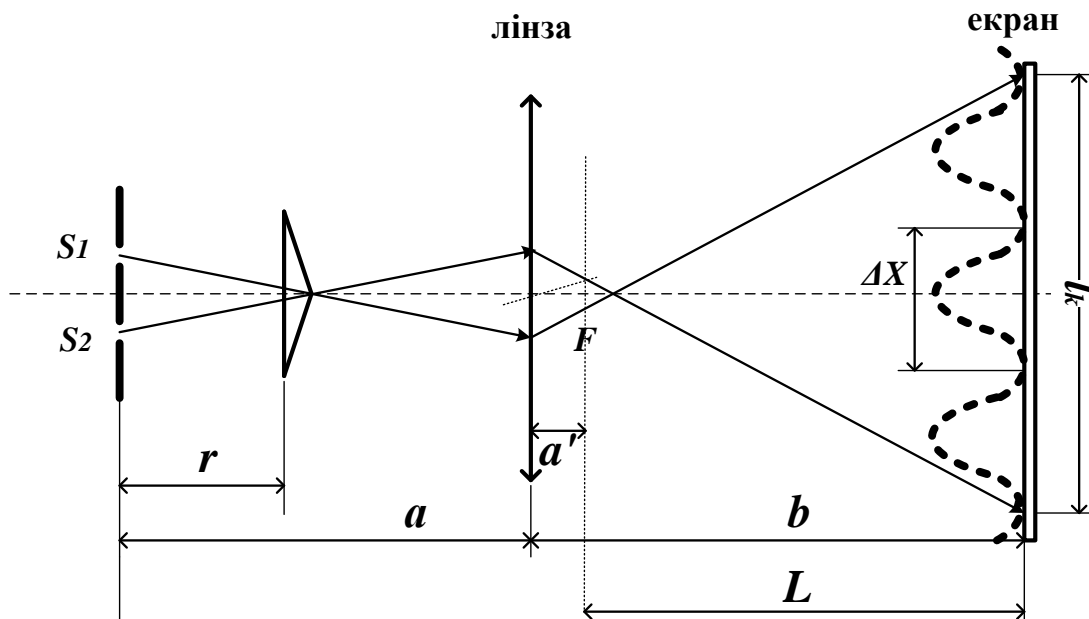


Рис. 3.

Ширину інтерференційної смуги  $\Delta X$  можна визначити з досліду:

$$\Delta X = \frac{l_k}{k}, \quad (4)$$

де  $k$  – кількість інтерференційних смуг на екрані. Тоді з формули (3), враховуючи (2), знайдемо довжину світлової хвилі:

$$\lambda = \frac{l_k}{k} \cdot \frac{rBf}{(b-f)a}.$$

Поділивши чисельник і знаменник на  $f$ , введемо оптичну силу лінзи  $D=1/f$  і отримаємо розрахункову формулу для довжини світлової хвилі:

$$\lambda = \frac{l_k}{k} \cdot \frac{rB}{(Db-1)a}. \quad (5)$$

### Порядок виконання роботи

1. Встановити на оптичній лаві лазер, щілину і екран згідно до рис. 2.
2. Відрегулювати ширину щілини так, щоб отримати на екрані дифракційну картину з шириною центральної світлої смуги 2-3 см.

3. На відстані  $r \sim 10$  см від щілини встановити біпризму так, щоб промінь лазера попадав на її ребро. При цьому в області центрального дифракційного максимуму від щілини на екрані з'явиться яскрава смужка, яка і є інтерференційною картиною у реальному масштабі.
4. Встановити на оптичну лаву лінзу з фокусною відстанню  $f = 3,4$  см на відстані  $a = 40 \div 50$  см від щілини.
5. Переміщенням екрана відносно лінзи ( $b$ ) добитися, щоб ширина інтерференційної картини складала декілька сантиметрів. Чіткості інтерференційних смуг добитися регулюванням ширини щілини. У центрі картини повинен спостерігатися максимум. Якщо кількість смуг велика, зменшіть відстань  $r$  між біпризмою і щілиною.
6. Якщо картина несиметрична – плавно переміщуйте біпризму у поперечному напрямку спеціальним гвинтом на рейтері.
7. Виміряти відстані  $r$ ,  $a$ ,  $b$ ,  $l_k$  і кількість смуг  $k$ . Результати занести в таблицю. Повторити вимірювання не менше 3 разів при різних  $r$ .
8. За формулою (5) обчислити довжину хвилі для кожного досліду.
9. Обчислити похибку вимірювань та представити результат у вигляді:

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

### Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Чому не спостерігається інтерференція від двох незалежних джерел світла?
3. Назвіть методи одержання когерентних світлових хвиль.
4. Які методи спостереження інтерференції Ви знаєте?
5. Накресліть хід променів у біпризмі Френеля.
6. Запишіть умови виникнення максимумів і мінімумів інтерференції.
7. Поясніть, що таке просторова та часова когерентність.
8. Що називають апертурним кутом інтерференції і чому він рівний у даному досліді?

## Лабораторна робота № 3

## ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Прилади і матеріали: оптична лава, «кілецьця Ньютона», світлофільтри, освітлювач, об'єктив, екран.

### Теоретичні відомості

Спостереження кілецьця Ньютона є найбільш простий метод вивчення інтерференції рівної товщини, який також може бути застосований для визначення радіуса кривизни лінзи.

Кілецьця Ньютона – це інтерференційна картина у вигляді концентричних світлих і темних кілець, яка спостерігається на пристрої, що теж носить назву «кілецьця Ньютона» і складається з плоско-опуклої лінзи великого радіуса кривизни прикладеної опуклою поверхнею до плоскої, добре відполірованої плоско-паралельної пластинки. При цьому між лінзою і пластинкою утворюється клиноподібний кільцевий повітряний прошарок, товщина якого поступово збільшується від центра  $O$  (точки дотику) до краю (рис. 1).

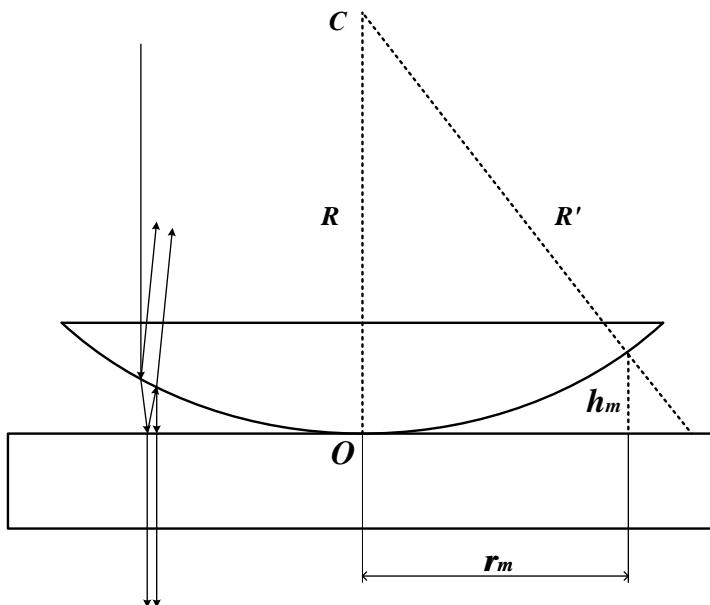


Рис. 1.

Якщо на лінзу падає пучок монохроматичного світла, то світлові хвилі, відбиті від верхньої і нижньої границі цього повітряного прошарку будуть інтерферувати, оскільки для них виконується умова когерентності завдяки малій товщині повітряного шару. Процеси відбивання і накладання світлових хвиль у повітряному шарі повністю аналогічні тим, що відбуваються у тонких плівках: речовиною плівки є повітря, а середовищем – речовина лінзи і пластинки (скло), тому тут можна

застосувати умови мінімумів і максимумів інтерференції у плівках. Для світла, що проходить через плівку (заломленого):

умова мінімуму

$$2nh_m \cos \beta = (2m + 1)\lambda / 2 \quad (1)$$

умова максимуму

$$2nh_m \cos \beta = m\lambda \quad (2)$$

У відбитому світлі умови (1) і (2) міняються місцями. Хід променів, що інтерферують у відбитому і заломленому світлі показаний на рис. 1 зліва.



Розрахунок радіусів  $r_m$  кілець Ньютона легко провести, скориставшись наближеною теоремою Піфагора (рис.1):

$$(R')^2 \approx (R + h_m)^2 \approx R^2 + r_m^2,$$

де  $R$  – радіус кривизни лінзи,  $h_m$  ( $\ll R$ ) – товщина повітряної плівки у даному місці. Після перетворень отримуємо  $2h_m R = r_m^2$ , звідки

$$r_m = \sqrt{2h_m R},$$

але товщину повітряної плівки у тому місці, де спостерігаються мінімуми і максимуми заломленого світла, можна визначити з умов (1) і (2), враховуючи, що  $n=1$  і  $\cos\beta \approx 1$  при нормальному падінні променів на лінзу.

Остаточно для радіусів кілець Ньютона у заломленому світлі маємо: темні кільця –

$$r_m = \sqrt{(2m+1)R \cdot \lambda / 2}, \quad m=0,1,2,\dots \quad (3)$$

числу  $m=0$  відповідає перше темне кільце;  
світлі кільця –

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad m=0,1,2,\dots \quad (4)$$

числу  $m=0$  відповідає центральна світла пляма.

На екрані, розташованому за «кільцями Ньютона» спостерігається така картина: в центрі буде світла пляма, а навколо неї – темні і світлі кільця, ширина яких зменшується. У відбитому світлі картина спостерігається зворотна картина – пляма в центрі буде темною, а всі світлі кільця зміняться на темні і навпаки (умови (3) і (4) міняються місцями).

З формул (3) і (4) можна визначити  $R$  – радіус кривизни опуклої поверхні лінзи при відомих  $r_m$ , але для практичних вимірювань це незручно, оскільки неможливо точно визначити положення центра кілець. Тому для експериментального визначення  $R$  вимірюють діаметри різних темних кілець  $d_m$  і  $d_n$  знаходять величину:

$$d_m^2 - d_n^2 = 4 \cdot \left( \frac{2m+1}{2} R\lambda - \frac{2n+1}{2} R\lambda \right) = 4(m-n)R\lambda;$$

Остаточно для радіуса кривизни опуклої поверхні лінзи у заломленому світлі маємо:

$$R = \frac{d_m^2 - d_n^2}{4(m-n)R\lambda}. \quad (5)$$

### Опис установки

Для зручності вимірювання радіуси кілець визначаються на екрані, де отримують їх збільшене зображення за допомогою короткофокусного об'єктива. Для переходу до дійсних розмірів потрібно врахувати збільшення  $N$  оптичної системи. Схема установки показана на рис. 2.

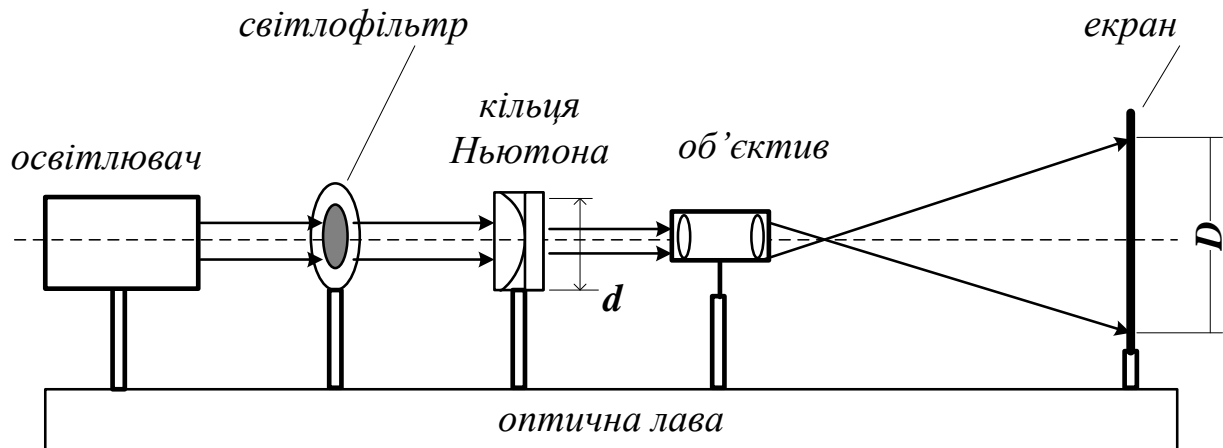


Рис. 2.

Отримавши чітке зображення кілець Ньютона на екрані, визначають збільшення, яке дає оптична система за формулою:

$$N = \frac{D}{d}, \quad (6)$$

де  $d$  – середнє значення діаметра лінзи (оправи) у приладі «кілець Ньютона», а  $D$  – діаметр її збільшеного зображення на екрані. Тоді формулу (6) можна записати у вигляді, зручному для розрахунку:

$$R = \frac{1}{4N^2} \cdot \frac{(d_m + d_n) \cdot (d_m - d_n)}{(m - n) \cdot \lambda}. \quad (7)$$

### Порядок виконання роботи

1. Скласти установку для спостереження кілець Ньютона згідно до рис. 2.
2. Встановити у діафрагму зелений світлофільтр  $\lambda = (550 \pm 30) \text{ нм}$ , або інший із запропонованого набору.
3. Виміряти діаметри  $d_m$  декількох темних кілець на екрані, фіксуючи їх номер. Занести дані у таблицю.
4. Виміряти діаметри лінзи  $d$  та її проекції на екрані  $D$ . Визначити збільшення системи  $N$ .
5. За формулою (7) обчислити радіус кривизни опуклої поверхні лінзи  $R$ , комбінуючи пари  $d_m$  і  $d_n$  з різними номерами кілець.
6. Визначити середнє значення  $R$  та його похибку як непрямого вимірювання і записати результат у вигляді:

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

Додаткове завдання: переконатись, що при освітленні «кілець Ньютона» світлом різної довжини хвилі  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$  відношення  $\lambda_1 / \lambda_2$  пов'язане з відношенням діаметрів відповідних кілець так:

$$\frac{\lambda_1}{\lambda_2} = \frac{(d_m)_1^2}{(d_m)_2^2} \quad (8)$$

1. Не змінюючи віддалі між приладами, виміряти діаметри 2, 3, 4, 5-го кільця у червоному світлі ( $\lambda_1 = 660\text{нм}$ ) та зеленому світлі  $\lambda_2 = 550\text{нм}$  і занести у таблицю.

Номер кільця, $m$	Червоне світло ( $d_m$ ) <sub>1</sub> , мм	Зелене світло ( $d_m$ ) <sub>2</sub> , мм	$\frac{(d_m)_1^2}{(d_m)_2^2}$	$\frac{\lambda_1}{\lambda_2}$

2. Зробити висновок щодо справедливості співвідношення (8).
3. Запропонувати метод вимірювання довжини світлової хвилі на пристрої «кільця Ньютона».

### Контрольні запитання

1. Пояснити утворення інтерференційної картини при відбиванні від світла від тонкої пластинки.
2. Що називають смугами рівної товщини та смугами рівного нахилу?
3. Як змінюється інтерференційна картина від тонкої плівки, якщо її розглядати в світлі, що проходить?
4. Чому радіус кривизни лінзи має бути великим?
5. Як зміниться інтерференційна картина, якщо проміжок між лінзою і пластинкою заповнити водою?
6. Чому дорівнює оптична різниця ходу відбитих і заломлених променів в «кільцях Ньютона»?
7. Вивести формулу (8).
8. Як треба змінити схему досліду, щоб спостерігати кільця Ньютона у відбитому світлі?

## Лабораторна робота № 4

## ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РОЗЧИНУ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРОМЕТРА РЕЛЕЯ

Прилади і матеріали: інтерферометр Релея, дистильована вода, 5%-ий розчин спирту.

### Теоретичні відомості

В інтерферометрі Релея використовується дифракція Фраунгофера на двох щілинах (рис. 1). розрахунок інтенсивності світлових коливань після проходження двох щілин можна зробити, використавши принцип Гюйгенса-Френеля.

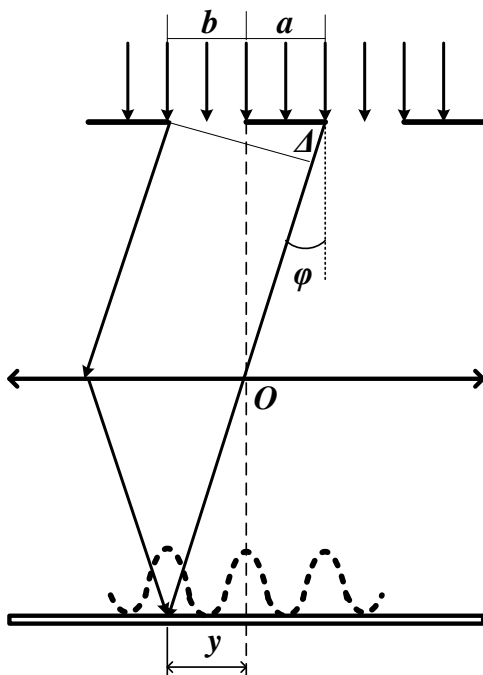


Рис. 1.

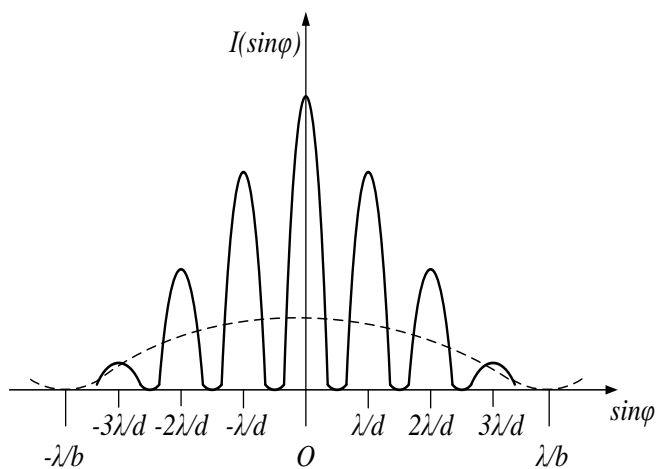


Рис. 2.

Інтенсивність світлових коливань на екрані записується виразом :

$$I = I_0 \left[ \frac{\sin(kb \sin \varphi / 2)}{kb \sin \varphi / 2} \right]^2 \cdot 2(1 + \cos k\Delta), \quad (1)$$

де  $I_0$  – інтенсивність світла в центрі дифракційної картини від однієї щілини;  $k$ - хвильовий вектор,  $\Delta = d \sin \varphi$  – різниця ходу променів від двох щілин.

Перший множник в (1) дає інтенсивність при дифракції на одній щілині шириною  $b$ , а другий описує зміну інтенсивності внаслідок інтерференції хвиль від двох щілин, розташованих на відстані  $d = a + b$ . Розподіл інтенсивності на екрані для цього випадку показаний на рис. 2 (пунктирна лінія – дифракційна картина від однієї щілини).

Практичний інтерес мають яскраві інтерференційні смуги, розташовані в межах центрального дифракційного максимуму, тобто в області  $|\sin \varphi| \leq \lambda / b$ .

Число смуг в цій області (головних максимумів) залежить від відстані між центрами щілин  $d$ . Очевидно, чим більше  $d$ , тим більше число смуг спостерігається в згаданому інтервалі. Рис. 2 відповідає інтерференційній картині у монохроматичному світлі.

Якщо щілини освітлюються білим світлом, то всі смуги, крім центральної, будуть забарвленими. Таким чином, центр інтерференційної картини візуально визначається як біла смуга, обмежена чорними мінімумами.

### Конструкція інтерферометра ІТР-1

Оптична схема інтерферометра Релея ІТР-1 показана на рис. 3. Інтерферометр складається з коліматора (щілина  $S$  і лінза  $O$ ), подвійної щілини  $S_1S_2$  та зорової труби (об'єктив  $Об$  і окуляр  $Ок$ ). Щілина  $S$  освітлюється лампою розжарення  $L$  через конденсор  $K$ . Ця щілина розташована у фокусі лінзи  $O$ , тому світло виходить з коліматора паралельним пучком, а фронт хвилі є плоским, що забезпечує виконання умов дифракції Фраунгофера при невеликих розмірах установки. Дифракційна картина утворюється у фокальній площині об'єктива  $Об$  і розглядається через окуляр  $Ок$  зорової труби. Кожному значенню дифракційного кута  $\varphi$  в фокальній площині об'єктива  $Об$  відповідає лінія, що паралельна щілинам, яка відстоїть від оптичної вісі на відстані  $y$  (рис. 1).

$$y = f \cdot \varphi,$$

де  $f$  – фокусна відстань об'єктива  $Об$ . Відстань між інтерференційними смугами  $\Delta y$  в фокальній площині рівна:

$$\Delta y = f \cdot \Delta\varphi = \frac{f \cdot \lambda}{d} \quad (2)$$

Звичайно  $f = 50 \text{ см}$ ,  $d = 1 \text{ см}$ , тобто  $\Delta y = 2,5 \cdot 10^{-3} \text{ см}$ . Для спостереження таких дрібних інтерференційних смуг використовують окуляр  $Ок$  з великим збільшенням (150 х).

Інтерферометр Релея може застосовуватись для визначення невеликих змін показників заломлення рідин і газів, визначення домішок різних газів в повітрі (зокрема для вимірювання концентрації рудничних газів в шахтах). Суть методу полягає в тому, що на шляху світлових хвиль розміщується два прозорих об'єкта – дві кювети з  $\Delta = L(n_1 - n_2)$  різними рідинами (рис. 3). Це приводить до появи різниці ходу між променями, де  $L$  – товщина шару рідини,  $n_1$  і  $n_2$  – показники заломлення двох рідин. Внаслідок інтерференції променів з різницею ходу  $\Delta$  інтерференційна картина зміщується в горизонтальній площині відносно оптичної системи приладу. Щоб зафіксувати та виміряти зміщення інтерференційної картини, кювети інтерферометра мають вертикальний розмір, менший за довжину щілин  $S_1S_2$ , тому частина хвиль проходить під кюветами та утворює нерухому інтерференційну картину. Для роздільного спостереження двох систем в окулярі застосована не сферична, а циліндрична оптика. По відношенню до цієї нерухомої картини можна виміряти зміщення інтерференційної картини в горизонтальній площині, що відбулося у кюветах. Для цього в ІТР-1 використовується компенсатор Жамена, що складається з двох однакових плоско-паралельних пластин  $П$ .

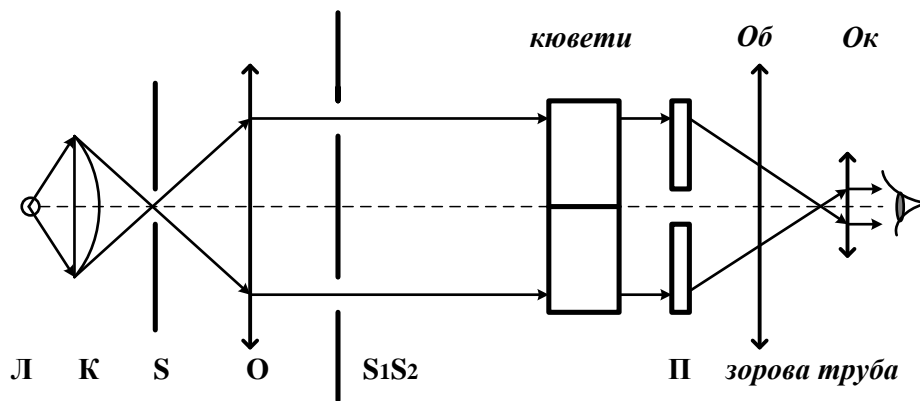


Рис. 3.

Поворотом однієї з них можна одержати додаткову різницю ходу  $\Delta_k$ . При  $\Delta = \Delta_k$  нульова смуга інтерференції спостерігається в центрі дифракційної картини на оптичній вісі приладу. У цьому випадку різницю ходу променів  $\Delta$  можна визначити за кутом нахилу пластини компенсатора або показами зв'язаного з ним мікрометричного гвинта.

### Порядок виконання роботи

1. Вивчити інструкцію до приладу ІТР-1.
2. Зняти кришку інтерферометра, дістати кювети і встановити їх на спеціальну підставку.
3. За допомогою шприца наповнити кювети дистильованою водою, не допускаючи утворення крапель назовні кювет.
4. Встановити кювети в інтерферометр, дотримуючись їх правильного розташування (ліва –Л, права – П) відносно спостерігача.
5. Мікрометр приладу встановити на відмітку 0 – нуль.
6. Ввімкнути освітлювач інтерферометра і впевнитись, що в полі зору зорової труби спостерігаються дві інтерференційні картини.
7. Перед початком вимірювань слід прокалібрувати компенсатор та встановити початок відліку. Для цього при встановлених кюветах з дистильованою водою обертають барабан компенсатора (мікрометричного гвинта) і, дивлячись в окуляр  $Ок$ , добиваються точного суміщення обох інтерференційних картин. Суміщення проводять по центральній (нульовій) смузі. Відмічають відлік мікрометричного гвинта  $N_0$ , який і є початком відліку для подальших вимірювань – 0 кювети.
8. Для градуювання компенсатора послідовно суміщають першу, другу,  $i$ -ту рухомі смуги з центральною (білою) смугою нижньої опорної картини і записують відповідні покази мікрометра. За цими даними визначають середнє число поділок, що приходяться на зміщення на одну лінію  $\Delta N_i$

$$\Delta N_i = \frac{N_i - N_0}{i}$$

9. Для вимірювання показника заломлення розчину спирту треба злити дистильовану воду у спеціальну посудину і влити за допомогою різних шприців воду в ліву кювету “Л” і розчин спирту в праву кювету “П”.

10. Поставити кювети в інтерферометр і провести знову суміщення інтерференційних картин обертанням мікрометричного гвинта. Відмітити значення його показів  $N$  та знайти зміщення картини від нуля кювети:

$$N - N_0 .$$

11. Повторити суміщення інтерференційних картин декілька разів, записуючи покази мікрометричного гвинта  $N$ , та знайти середнє зміщення  $\bar{N}$ .

12. Результати занести в таблицю. Визначити на скільки ліній  $h$  змістилась інтерференційна картина. Зміщення в лініях рівне:

$$h = \frac{\bar{N} - N_0}{\Delta N_1} .$$

13. Вважаючи воду еталонною рідиною з відомим показником заломлення  $n_0$ , визначити показник заломлення розчину спирту за формулою:

$$n = n_0 + \frac{100\lambda \cdot h}{P \cdot L} ,$$

де  $\lambda$  - довжина хвилі джерела світла (для білого світла можна користуватись довжиною хвилі жовтого світла  $\lambda = 589,3 \text{ нм}$ ),  $P$  - концентрація розчину в процентах,  $L$  - довжина кювети ( $L = 10 \text{ мм}$ ). Значення для води вибирають з таблиці для відповідної температури:

$t, ^\circ\text{C}$	15	20	25	30
$n_0$	1,33410	1,33299	1,33252	1,33192

14. Відносну похибку вимірювань  $\varepsilon$  взяти з інструкції до приладу та обчислити  $\Delta n = \varepsilon \cdot \bar{n}$

15. Результат вимірювання дати у вигляді:

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

Додаткове завдання: спостерігати дифракцію Фраунгофера на одній щілині (без кювети), по черзі закриваючи щілини в діафрагмі (рис. 3). Занотувати свої спостереження положення дифракційних смуг і дати відповідні пояснення.

### Контрольні запитання

1. Поясніть принцип роботи інтерферометра Релея.
2. Для чого використовують інтерферометри?
3. Який вигляд має інтерференційна картина від двох щілин, як вона змінюється при зміні ширини щілини і відстані між ними?
4. Чому інтерференційні максимуми в ІТР-1 забарвлені?
5. Чому в ІТР-1 не використовується монохроматичне світло?
6. Яке призначення компенсатора?
7. Який фізичний зміст має показник заломлення? Якою характеристикою речовини він визначається?

## Лабораторна робота № 5

## ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ ЗА ДОПОМОГОЮ ГОНІОМЕТРА

Прилади і матеріали: гоніометр ГМ5, дифракційна ґратка, ртутна лампа з джерелом живлення лампи.

### Теоретичні відомості

Дифракційна ґратка – це оптичний прилад для дослідження спектрального складу випромінювання, дія якого заснована на використанні явища дифракції світла. Дифракційна ґратка являє собою велику кількість ( $N$ ) регулярно розташованих однакових вузьких штрихів (щілин або виступів), які нанесені на деяку поверхню і утворюють періодичну структуру. Ґратки можуть бути одновимірні, двовимірні і об’ємні. Ґратки бувають двох типів: 1) відбивальні, коли штрихи нанесені на дзеркальну поверхню і спостереження ведеться у відбитому світлі та 2) прозорі, коли штрихи нанесені на прозору поверхню, а просвіти між ними утворюють щілини, тоді спостереження ведеться у світлі, що проходить.

Здебільшого дифракційна ґратка може бути у вигляді плоскої скляної поверхні, на якій спеціальною машиною нанесено досить багато (інколи сотні тисяч) прямих рівновіддалених штрихів. У гарних ґраток штрихи мають довжину  $\sim 10$  см, а на кожний міліметр приходиться до 2000 штрихів. При цьому загальна ширина ґратки досягає 10–15 см.

Суму ширини однієї щілини  $b$  і ширини штриха  $a$  називають сталою або *періодом ґратки  $d$* :

$$d = a + b.$$

Характеристикою ґратки є також  $n$  – *кількість штрихів на 1 мм*

$$n = 1 / d.$$

Розглянемо хід променів світла на дифракційній ґратці. Нехай на неї перпендикулярно падає пласка світлова хвиля (пучок паралельних променів) з довжиною хвилі  $\lambda$  (рис. 1.). Коли хвиля дійде до решітки, від кожної точки на її щілинах за принципом Гюйгенса – Френеля будуть поширюватись елементарні вторинні сферичні хвилі, які поширюються у різних напрямках, що характеризуються кутом  $\varphi$  (кутом дифракції), який приймає значення  $0 \pm \pi/2$ . Якщо світло падає на ґратку перпендикулярно, то початкові фази вторинних хвиль однакові. Оскільки стала ґратки досить мала, то хвилі, що йдуть від сусідніх щілин будуть когерентні і можуть інтерферувати. За ґраткою встановлюють збиральну лінзу, у фокальній площині якої розташовано екран. Вторинні хвилі від різних щілин накладаються і інтерферують, тому можна сказати, що на дифракційній ґратці відбувається не тільки дифракція, але й багато променева інтерференція світла. Притому, згідно принципу Ферма, лінза не вносить додаткової різниці ходу для хвиль, що накладаються. В результаті інтерференції амплітуди хвиль алгебраїчно додаються.



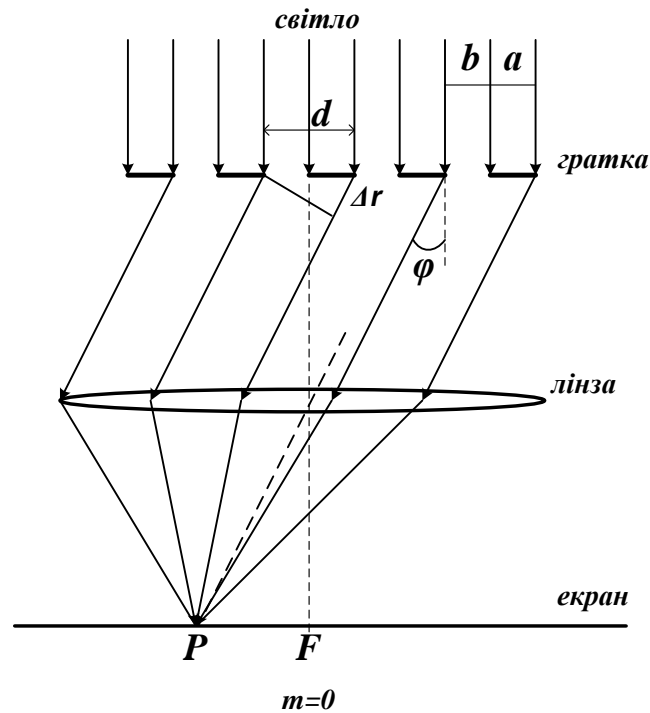


Рис.1.

У фокусі лінзи (точка  $F$ ) кут дифракції  $\varphi = 0$ , і утворюється дифракційний максимум нульового порядку, оскільки різниця ходу усіх променів тут рівна нулю, що задовольняє умову максимуму:

$$\Delta r = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Для усіх інших напрямків, що характеризуються кутом дифракції  $\varphi \neq 0$ , хвилі від сусідніх щілин мають різницю ходу  $\Delta r$ . Знайдемо умову, при якій вторинні хвилі, що йдуть від різних щілин під кутом дифракції  $\varphi$ , підсилюють одна одну. Для сусідніх щілин відстань між відповідними джерелами сферичних хвиль рівна сталій решітки  $d$ , а різниця ходу між ними  $\Delta r = d \cdot \sin \varphi$ . Якщо на цьому відрізку укладається ціле число довжин хвиль, то хвилі від усіх щілин, накладаючись у точці  $P$  на екрані, підсилюють одна одну, утворюючи *головні максимуми*.

Головні максимуми дифракції будуть спостерігатись при кутах  $\varphi_m$ , що задовольняють умові:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda, \quad (1)$$

де  $m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  – порядок (номер) максимуму.

Повний розрахунок інтерференційної картини від усіх  $N$  щілин дифракційної ґратки дає вираз для інтенсивності світла, що поширюється під кутом  $\varphi$  до нормалі:

$$I_\varphi = N^2 I_0 \left( \frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot \left( \frac{\sin N\theta}{\sin \theta} \right)^2 \quad (2)$$

де  $u = \frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin\varphi$ ,  $\theta = \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin\varphi$ ,  $I_0$  – інтенсивність світла, що проходить через одну щілину, коли  $\varphi=0$ . Формула (2) – основна в теорії дифракційної ґратки. Перший множник характеризує розподіл інтенсивності при дифракції плоскої хвилі на кожній щілині, а другий враховує інтерференцію між пучками, що дифрагують під кутом  $\varphi$  від  $N$  щілин.

Графік функції  $I\varphi(\sin\varphi)$  та її вигляд для різної кількості щілин  $N$  показаний на рис. 2 а, б.

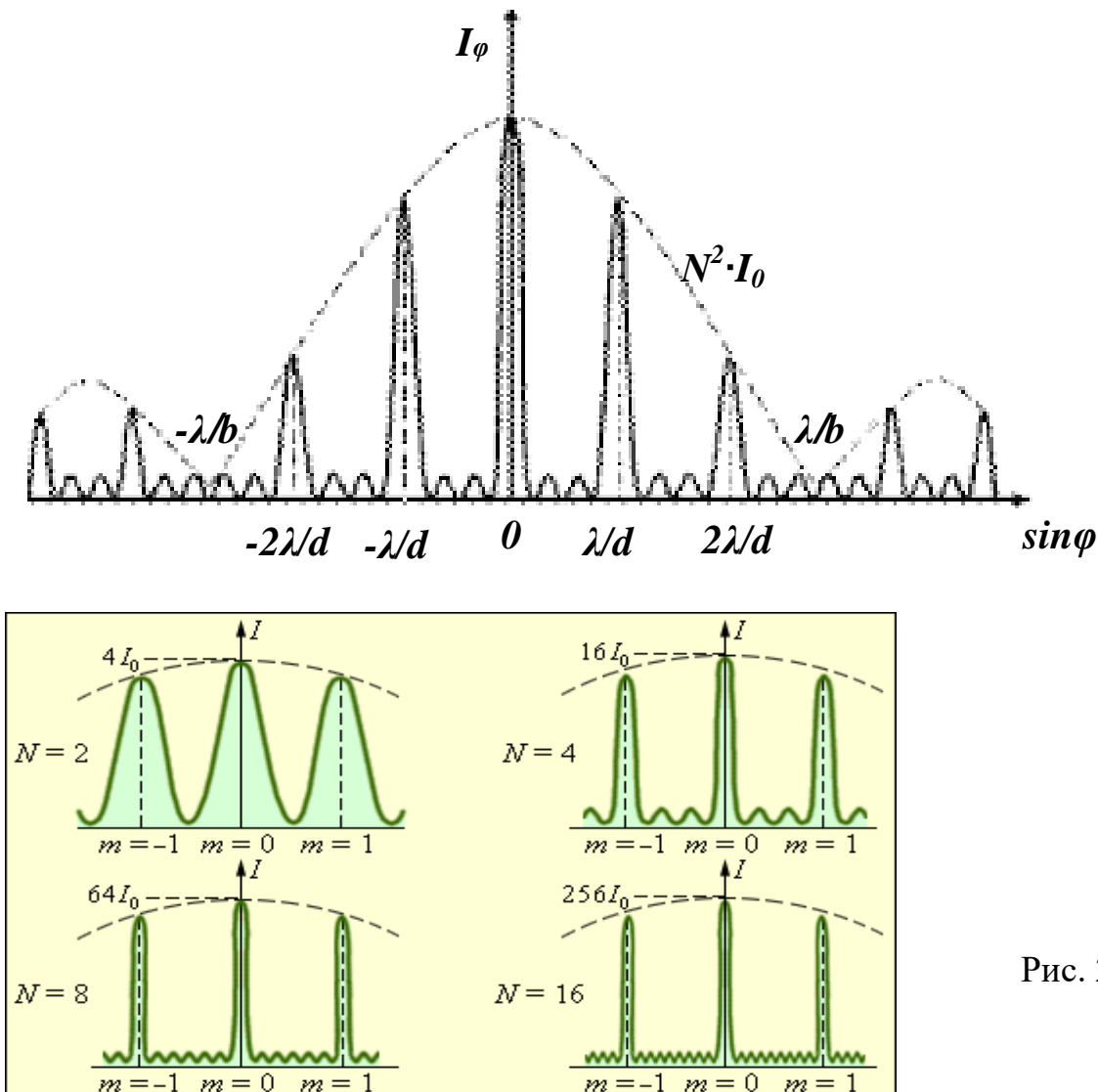


Рис. 2 а, б.

Подібна дифракційна картина спостерігається у фокальній площині лінзи, яку розташовують за дифракційною ґраткою. Амплітуда хвилі у максимумі  $A = A_1 \cdot N$ , де  $A_1$  – амплітуда хвилі від однієї щілини,  $N$  – кількість щілин решітки. Інтенсивність світла у максимумах  $I = I_0 \cdot N^2$ , тобто у  $N^2$  разів перевищує ту інтенсивність, що дає одна щілина. Пунктирна обвідна відповідає розподілу інтенсивності при дифракції на одній щілині, помноженій на  $N^2$ . Тому положення головних мінімумів знаходять з умови мінімумів на одній щілині.

$$b \sin\varphi = \pm m\lambda, \quad (3)$$

де  $m=1, 2, \dots$  визначає порядок мінімуму.

Аналізуючи вираз (2) можна також показати, що головні максимуми спостерігаються під кутами дифракції  $\varphi$ , які задовольняють умові (1):

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda,$$

де  $m=0, 1, 2, \dots$  і визначає порядок головного максимуму.

Якщо в результаті інтерференції хвилі гасять одна одну, то виникають додаткові мінімуми між сусідніми головними максимумами, їх число дорівнює  $(N-1)$  і умовою додаткового мінімуму є

$$d \sin \varphi = \left( m + \frac{k}{N} \right) \lambda, \quad (4)$$

де  $k = 1, 2, \dots, (N-1)$ .

Картина, що показана на рис. 2 спостерігається в монохроматичному світлі. Якщо дифракційну ґратку освітлювати білим світлом, то побачимо картину, що є результатом накладання таких картин для різних довжин хвиль. Замість вузьких максимумів 1, 2 ... порядків побачимо *спектри* відповідно першого, другого та ін. порядків. Максимум нульового порядку ( $\sin \varphi = 0$ ) буде білого кольору, тому що тут накладаються максимуми для всіх довжин хвиль.

Таким чином, дифракційна ґратка є спектральним приладом і характеризується роздільною здатністю  $R$  та кутовою дисперсією  $D$ .

Найменша різниця довжин хвиль двох спектральних ліній  $\delta \lambda$ , при яких спектральний прилад розділяє їх окремо, називається спектральною роздільною відстанню, а величина

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} - \text{роздільною здатністю приладу. (5)}$$

За критерієм Релея спектральні лінії вважаються розділеними, коли перший додатковий мінімум лінії  $\lambda$  збігається (накладається) з головним максимумом того ж порядку для другої довжини хвилі  $(\lambda + \delta \lambda)$  (рис. 3).

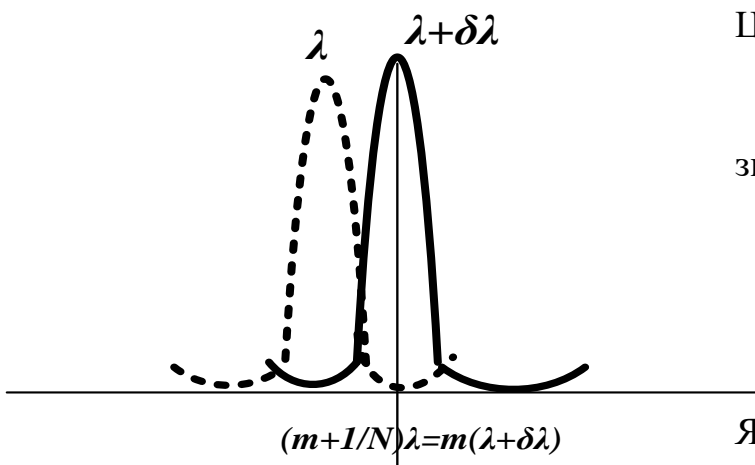


Рис. 3.

Це означає, що

$$d \sin \varphi = \left( m + \frac{1}{N} \right) \lambda = m(\lambda + \delta \lambda),$$

звідки

$$R = \frac{\lambda}{\delta \lambda} = m \cdot N \quad (6)$$

Як видно, роздільна здатність ґратки залежить від загальної кількості її штрихів і зростає з порядком спектру.

Кутовою дисперсією ґратки називається величина

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (7)$$

де  $d\varphi$  кутова відстань між двома спектральними лініями, яким відповідають довжини хвиль  $\lambda$  і  $(\lambda + \delta\lambda)$ . Для визначення  $D$  продиференціюємо формулу (1), тоді  $d \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi = m \cdot d\lambda$ , звідки

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\varphi} = \frac{m}{\sqrt{d^2 - m^2 \cdot \lambda^2}}. \quad (8)$$

Для малих кутів дифракції  $\varphi$  маємо  $\cos\varphi \approx 1$ ;

$$D = \frac{m}{d} = m \cdot \frac{N}{L} = m \cdot n \quad (9)$$

де  $L$  - довжина робочої ділянки ґратки. Дисперсія ґратки визначається її сталою  $d$  і зростає з порядком хвилі, тобто дифракційний спектр рівномірний для всіх довжин хвиль, в цьому його перевага перед спектром, одержаним від призми, який розтягнутий у фіолетовій та стиснутий у червоній частини спектру.

### Опис приладу

Гоніометр ГМ5 – це оптичний контрольно-вимірювальний прилад лабораторного типу, призначений для технічних вимірювань кутів між полірованими гранями твердих прозорих і непрозорих тіл, пірамідальності призм. Діапазон вимірювання кутів -  $0 \div 360^\circ$  з точністю до  $0,5''$ .

Загальний вигляд гоніометра показаний на рис. 4.

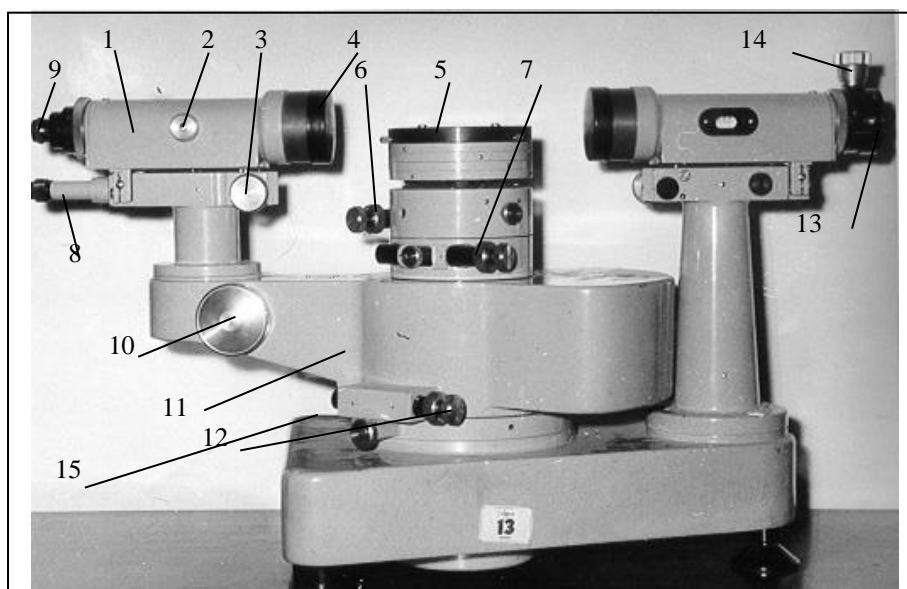


Рис. 4.

Гоніометр складається з зорової труби 1, маховичка 2 фокусування, навідного гвинта 3, кришки об'єктива 4, обертового столика 5 для досліджуваних об'єктів, гвинтів нахилу 6 та повороту столика 7, відлікового мікроскопа 8, окуляра 9, маховичка відлікового мікроскопа 10, рухомої алідади 11. 3

допомогою гвинтів 12 здійснюється суміщення спектральних ліній з початком відліку.

Коліматор гоніометра має вхідну щілину 13, ширина якої регулюється мікрометричним гвинтом 14 і формує паралельний пучок променів від джерела світла, яким є ртутна лампа в захисному кожусі. Вмикання гоніометра в мережу 220 В відбувається тумблером "СЕТЬ" 15. Ртутна лампа вмикається від блоку живлення. Відлік кутів проводять за допомогою відлікового мікроскопа 8, в полі зору якого спостерігають дві шкали (рис. 5).

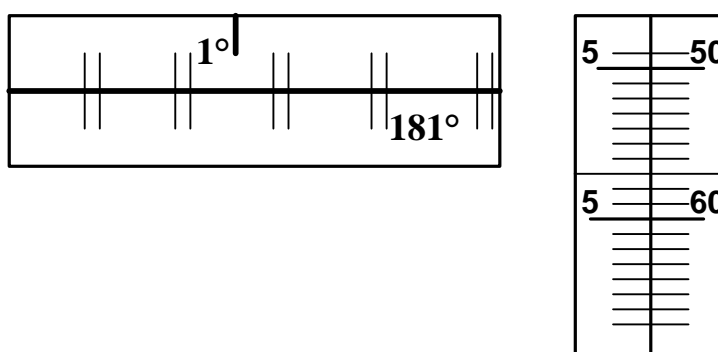


Рис. 5.

Щоб зняти відлік кута по лімбу необхідно повернути маховичок 10 настільки, щоб верхні і нижні зображення подвійних штрихів лімбу в лівому віконці точно сумістились.

Відлік градусів роблять по горизонтальній шкалі (зліва). Число градусів буде дорівнювати лівій від вертикального індексу цифрі ( $1^\circ$ ), число десятків мінут рівне числу великих інтервалів, які знаходяться між верхнім штрихом, який відповідає відрахованому числу градусів і нижнім цифрованим штрихом, що відрізняється від верхнього на  $180^\circ$  (між  $1^\circ$  і  $181^\circ$  є два інтервали – це  $20'$ ), число одиниць мінут відраховується по вертикальній шкалі мікрометра в лівому

ряду чисел ( $5'$ ). Число десятків секунд в тому ж вікні по правому ряду чисел ( $50''$ ). Число одиниць секунд рівне числу поділок між штрихами, що відповідають відліку десятків секунд і нерухомим горизонтальним індексом. Положення, показане на малюнку відповідає відліку  $1^\circ 25' 57''$ .

### Порядок виконання роботи

Завдання 1. Визначити постійну дифракційної ґратки за допомогою гоніометра.

1. Ввімкнути в мережу гоніометр та попрактикуватись у відліку кутів згідно з рис. 5.
2. Ввімкнути ртутну лампу та маховичками фокусування 2 добитись чіткого зображення щілини в окулярі 9. Ширину щілини зробити мінімальною гвинтом 14.
3. Поворотом аліади 11 та гвинтами 12 помістити зображення щілини у центр сітки окуляра 9.
4. Встановити дифракційну ґратку на столику гоніометра, вставивши виступ

- її корпуса в паз на столику, і гвинтами 6, 7 добитись, щоб положення зображення щілини залишилось у центр сітки окуляра 9. Це означатиме, що промені падають на ґратку перпендикулярно, а зображення щілини є максимумом нульового порядку (білий колір).
5. Зробити відлік кута  $\alpha_0$ , що відповідає максимуму нульового порядку.
  6. Поворотом алідади 11 спостерігати спектр ртутної лампи у 1, 2, 3 порядках ( $m=1, 2, 3$ ).
  7. Вибрати досить яскраву лінію спектру (наприклад, зелену) і спостерігати її в першому порядку, розмістивши у центр сітки окуляра за допомогою гвинтів 12. Зробити відлік кута  $\alpha_1$  за відліковим мікроскопом.
  8. Повертаючи систему столик - лампа, спостерігати ту ж саму лінію в спектрах дифракції другого і третього порядку і зробити відлік кутів  $\alpha_2$  і  $\alpha_3$ .
  9. Обчислити кут дифракції  $\varphi = \alpha - \alpha_0$  для всіх порядків. Результати вимірювань занести в таблицю.

$m$	$\alpha$	$\varphi = \alpha - \alpha_0$	$d$	$\Delta d$
0				
1				
2				
3				

10. Обчислити сталу дифракційної ґратки з формули (1):

$$d = \frac{m\lambda}{\sin\varphi}$$

Довжину хвилі взяти з таблиць випромінювання ртутної лампи, що додаються.

11. Знайти середнє значення  $\bar{d}$  та похибку вимірювань. Результати представити у вигляді  $d = \bar{d} \pm \Delta \bar{d}$ .
12. Перевірити одержаний результат, порівнявши це число з паспортними даними ґратки.

### Завдання 2. Обчислити кутову дисперсію дифракційної ґратки.

1. Для цього треба спостерігати в 1, 2, 3 порядках дифракції дублет жовтих ліній у спектрі ртутної лампи, звернувши увагу, що на кутова відстань між ними зростає у більших порядках.
2. Виміряти кутову відстань  $\Delta\varphi$  між двома жовтими лініями  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$  в другому порядку дифракції. Для цього навести окуляр на першу жовту лінію у спектрі 2 порядку і зняти відлік кута  $\varphi_1$ . Помістити в центр окулярної сітки другу жовту лінію цього ж порядку гвинтами 12 і зняти відлік кута  $\varphi_2$ . Знайти різницю кутів  $\Delta\varphi = |\varphi_2 - \varphi_1|$  у радіанній мірі і результат занести в таблицю.

$m$	$\varphi_1(\lambda_1)$	$\varphi_2(\lambda_2)$	$\Delta\varphi$ (рад)	$D$
2				
3				

- Повторити п. 2 для третьому порядку дифракції.
- Обчислити  $\Delta\lambda = \lambda_2 - \lambda_1$  взявши  $\lambda_1$  і  $\lambda_2$  з таблиці спектральних ліній випромінювання ртутної лампи.
- Обчислити значення кутової дисперсії  $D$  у рад/м для 2 і 3 порядків спектру

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda}$$

- Порівняти одержані значення  $D_2$  і  $D_3$  з значеннями, обчисленими за формулою (8):

$$D = \frac{m}{\sqrt{d^2 - m^2 \cdot \lambda^2}}$$

- Зробити висновок щодо причин розбіжності результатів.

## ДОДАТОК

### Довжини спектральних ліній у спектрі ртутної лампи

№	Колір ліній	Довжини хвиль в ангстремах	Відносна яскравість
1	Червоний	6149,5	100
2	Жовтий	5790,7	28
3	Жовтий	5789,6	100
4	Жовтий	5769,6	24
5	Зелений	5460,7	320
6	Голубий	4773,6	80
7	Синій	4797,6	50
8	Синій	4358,3	400
9	Фіолетовий	4216,7	100
10	Фіолетовий	4046,6	180

### Контрольні запитання

- Які явища відбуваються на дифракційній ґратці?
- Записати формули мінімумів і максимумів дифракції на ґратці.
- Як змінюється дифракційна картина на ґратці при зміні величин  $b$ ,  $d$ ,  $N$   
Побудувати розподіл інтенсивності на екрані для заданої дифракційної ґратки.
- Від чого залежать спектральні характеристики дифракційної ґратки?
- Назвіть особливості дифракційних спектрів.

## ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ЩІЛИНІ

Прилади: лазер, щілина, фоторезистор, мікроамперметр, оптична лава.

### Теоретичні відомості

Дифракція Фраунгофера, на відміну від дифракції Френеля, спостерігається, коли відстані між перешкодою та джерелом світла і місцем спостереження значно більші за розміри перешкоди, тобто кажуть, що це дифракція у дальній зоні або у паралельних променях.

Якщо паралельний пучок світла (плоску хвилю) направити на щілину, то після щілини в результаті дифракції пучок перестає бути паралельним, заходячи в область геометричної тіні. Згідно принципу Гюйгенса – Френеля можна знайти фронт цієї хвилі та розподіл амплітуд дифрагрованої хвилі у просторі за щілиною, як результат інтерференції вторинних когерентних хвиль, що випромінюються у площині щілини (рис. 1).

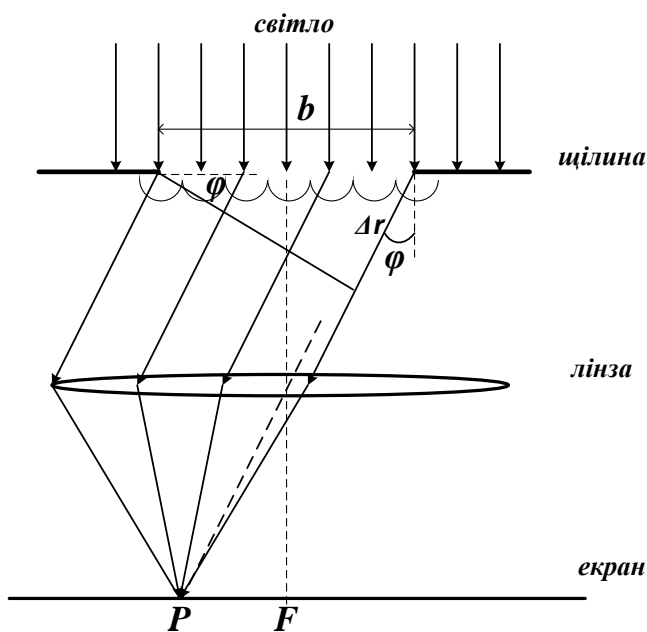


Рис. 1. Дифракція на щілині.  $b$  – ширина щілини,  $\varphi$  – кут дифракції,  $\Delta r$  – різниця ходу крайніх променів,  $F$  – фокус лінзи,  $P$  – точка накладання хвиль.

На екрані, що знаходиться на великій відстані від щілини або у фокальній площині лінзи  $F$  (дифракція Фраунгофера), спостерігається дифракційна картина у вигляді світлих і темних смуг, паралельних до щілини. Центральний максимум знаходиться у фокусі лінзи.

Розрахунок дифракційної картини на щілині дає такий розподіл амплітуд  $A_\varphi$  світлової хвилі в залежності від синуса кута дифракції  $\varphi$ :

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi} \quad (1)$$

де  $A_0$  – амплітуда хвилі у центрі дифракційної картини,  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання,  $b$  – ширина щілини.

Темні і світлі смуги на екрані називаються дифракційними порядками.

Амплітуда  $A_\varphi$  дорівнює нулю для кутів, які задовольняють умові



$$\frac{b\pi}{\lambda} \cdot \sin \varphi_m = \pm m\pi \quad (2)$$

де  $m = 1, 2, 3, \dots$  тобто для таких  $\varphi_m$ , коли  $\sin \varphi_m = \pm m\lambda/b$ .

Зазвичай умову дифракційних мінімумів записують у вигляді:

$$b \cdot \sin \varphi_m = \pm m\lambda \quad (3)$$

При кутах  $\varphi_m$ , які задовольняють умову (3), будемо мати на дифракційній картині темні смуги. З формули (3), знаючи кут  $\varphi_m$ , можна визначити ширину щілини  $b$ .

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, тому

$$I_\varphi = I_0 \left[ \frac{\sin\left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi} \right]^2 \quad (4)$$

де  $I_0$  – інтенсивність світла, яка спостерігається у точці  $F$ .

Числові значення інтенсивності головного і наступних мінімумів максимумів відносяться як  $1 : 0,045 : 0,016 \dots$  і т.д.

Наближено ці відношення можна записати в загальному вигляді:

$$I_0 : I_m = 1 : \frac{4}{(2m+1)^2 \pi^2} \quad (m=1, 2, 3 \dots) \quad (5)$$

Графік розподілу інтенсивності світла при дифракції Фраунгофера на щілині показаний на рис. 2.

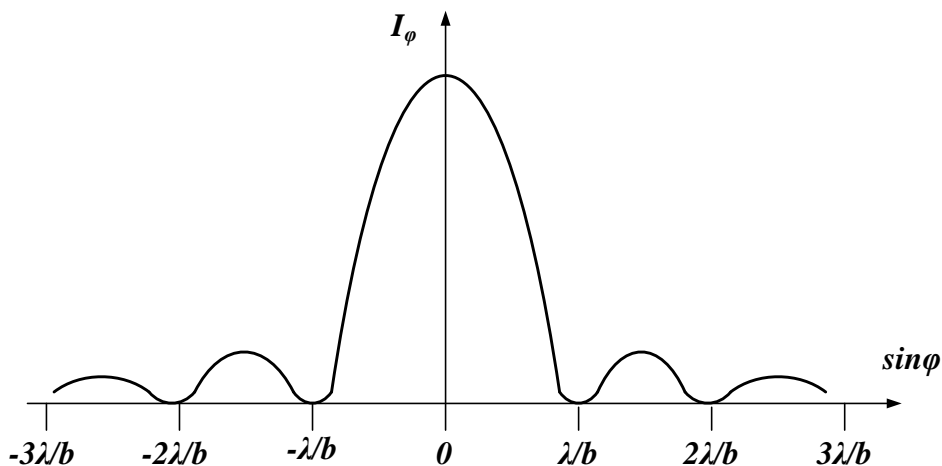


Рис. 2.

Для дослідів ідеальним джерелом практично паралельних променів монохроматичного світла є лазер. Якщо лазерне випромінювання направити нормально до площини щілини (рис.1), то на віддаленому екрані отримаємо

яскраву світлу смугу, з обох боків якої чергуються слабші максимуми і мінімуми.

Користуючись формулою (3) можна визначити ширину щілини  $b$ .

### Опис установки

Дослідна установка (рис. 3) складається з розміщених на оптичній лаві напівпровідникового лазера ( $\lambda=6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ ), регульованої щілини  $S$  і екрана з вмонтованим фоторезистором ( $\Phi$ ), що з'єднаний з мікроамперметром  $A$ . Ширина щілини може регулюватись гвинтом від  $0$  до  $0,4 \text{ мм}$ .

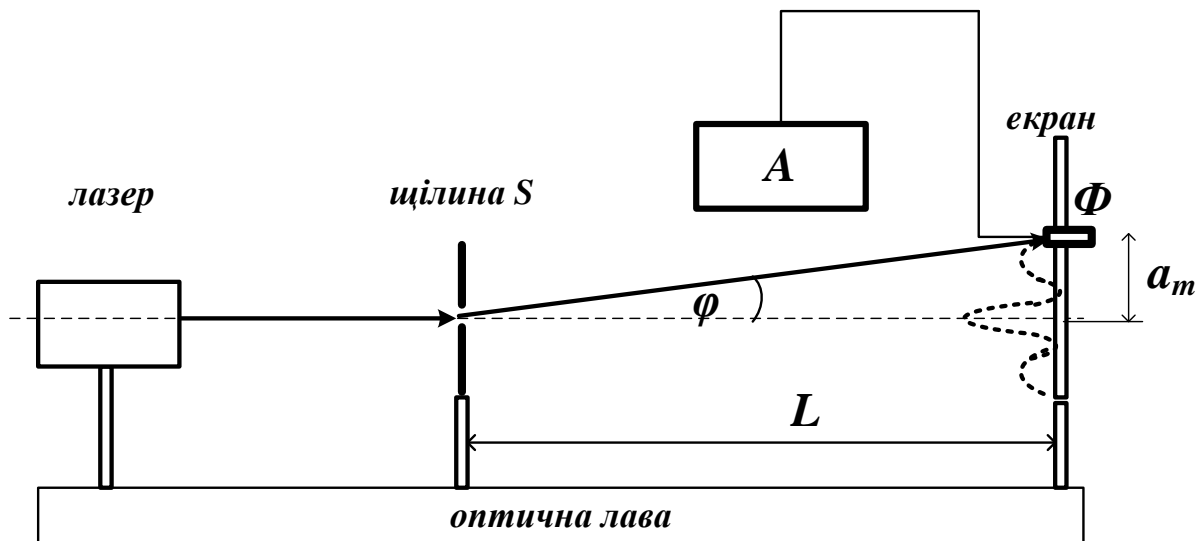


Рис. 3.

Відстань до екрана  $L > 1\text{ м}$ , що значно більше довжини хвилі і ширини щілини і забезпечує умову спостереження дифракції Фраунгофера без додаткової лінзи.

У цьому досліді слід зважити на те, що кути дифракції малих порядків ( $m=1,2,3\dots$ ) є малими. Тоді величина  $\sin \varphi_m \approx \text{tg } \varphi_m = a_m / L$ , а величини  $a_m$ ,  $L$  можна виміряти лінійкою. Тут  $a_m$  – відстань від центру до  $m$ -того мінімуму дифракційної картини,  $L$  – відстань щілина-екран (див. рис.3).

Остаточно для ширини щілини можна записати:

$$b = \frac{m\lambda L}{a_m} \quad (6)$$

Фоторезистор може переміщуватись у площині екрана відносно нерухомої міліметрової шкали, що дозволяє фіксувати його положення на екрані і здійснювати вимірювання інтенсивності світла у різних точках інтерференційної картини. Зважаючи на чутливість фоторезистора і розміри його входного отвору, в роботі можна отримати лише якісну залежність  $I_\varphi$ .

## Порядок виконання роботи

### Завдання 1: Визначення ширини щілини.

1. Скласти схему згідно рис. 3. у наступному порядку.
2. Ввімкнути лазер.
3. Екран фоторезистором розташувати на відстані  $L > 1m$  від лазера та встановити так, щоб випромінювання лазера було на рівні вікна фоторезистора.
4. Встановити на оптичну лаву щілину так, щоб промінь лазера попав на щілину, а відбитий від неї промінь – у вікно лазера.
5. Відрегулювати ширину щілини так, щоб центральний дифракційний максимум на екрані мав ширину  $\sim 2$  см.
6. Мікроамперметр перемкнути в положення  $\times 100$  і ввімкнути в мережу.
7. Пересунути фоторезистор ( $\Phi$ ) так, щоб центр дифракційної картини попав в його вікно. Фотострум при цьому має максимальні показники. Якщо покази мікроамперметра менше 10 поділок, слід перемкнути множник його шкали у положення  $\times 10$  і т.д.
8. Малими переміщеннями фоторезистора вліво і вправо знайти положення, коли фотострум буде максимальним. Записати це положення  $a_0$  центрального максимуму по шкалі на екрані.
9. Переміщуючи фоторезистор і спостерігаючи за показами струму, знайти відстань першого мінімуму дифракційної картини зліва від центра  $a_{-1}$  і справа від центра  $a_{+1}$  та її середнє значення:

$$a_1 = \frac{1}{2}(a_{+1} + a_{-1}) \quad (7)$$

це буде положення першого мінімуму відносно центру картини  $a_0$ . Усі вимірювання занести у табл. 1.

10. Повторити п. 9 для мінімумів другого і третього порядків.
11. Виміряти відстань  $L$  щілина-фоторезистор і за формулою (6) знайти ширину щілини  $b$ .
12. Знайти середнє значення ширини щілини і обчислити похибку вимірювань.
13. Результат представити у вигляді:

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

### Завдання 2. Визначити розподіл інтенсивності світла в дифракційній картині на щілині.

1. Сканувати дифракційну картину, отриману у Завданні 1 від дифракційного мінімуму  $m = -3$  до дифракційного мінімуму  $m = +3$ . Для цього встановити фоторезистор на мінімум  $m = -3$  і, переміщуючи

- фоторезистор, зняти значення фотоструму  $I_\phi$  через кожні 2 мм екранної шкали, перемикаючи множник шкали міліамперметру за потреби.
2. При кожному положенні множника визначити  $I_T$  – темновий струм. Для цього закрити вікно фоторезистора так, щоб лазерне випромінювання не потрапляло в нього і записати відповідні покази.
  3. Значення координати ( $x$ ) фоторезистора, темного струму  $I_T$  і фотоструму  $I_\phi$  занести у таблицю 2.
  4. Дійсне значення струму  $I_\phi$  знайти як різницю:

$$I_\phi = I_\phi - I_T.$$

5. Побудувати залежність  $I_\phi(x)$ , порівняти її з рис. 2.

### Контрольні запитання

1. У чому полягає явище дифракції, коли воно спостерігається?
2. Назвіть методи розрахунку дифракційної картини.
3. Сформулюйте принцип Гюйгенса – Френеля.
4. В чому полягає метод зон Френеля? Коли він застосовується?
5. Як розраховують дифракційну картину на щілині?
6. Як змінюється дифракційна картина при зміні ширини щілини?

## Лабораторна робота № 7

**ВИЗНАЧЕННЯ РОЗМІРІВ МІКРОСКОПІЧНИХ ЧАСТИНОК**

Прилади та матеріали: лазер, пластинка зі спорами лікоподію, оптична лава, лінійка, екран.

**Теоретичні відомості**

Для світлових хвиль дифракція спостерігається при їх поширенні у середовищі з різкими неоднорідностями, що обмежують або спотворюють фронт світлової хвилі. Такими неоднорідностями можуть бути мікроскопічні пилинки, краплинки води, подряпини на склі, тонкі гладенькі волокна, край леза, оправа лінзи або дзеркала та ін.

У даній роботі це лікоподій – спори плауна (*Lycoperidium*) – рослини, що росте у хвойних лісах. Форму частинок показано на рис. 1а). Непрозору мікроскопічну частинку – лікоподій – можна вважати круглим диском, на якому відбувається дифракція світла.

Існує два види дифракції – дифракція Френеля і дифракція Фраунгофера. Перший вид спостерігається у так званій ближній зоні, коли відстань від перешкоди до місця спостереження невелика і треба враховувати при розрахунку дифракційної картини різні відстані від фронту хвилі до точки спостереження. Прикладами такої дифракції є дифракція Френеля на круглому отворі і круглому екрані, які розраховуються методом зон Френеля. У методі зон Френеля радіус  $m$ -ої зони визначається так:

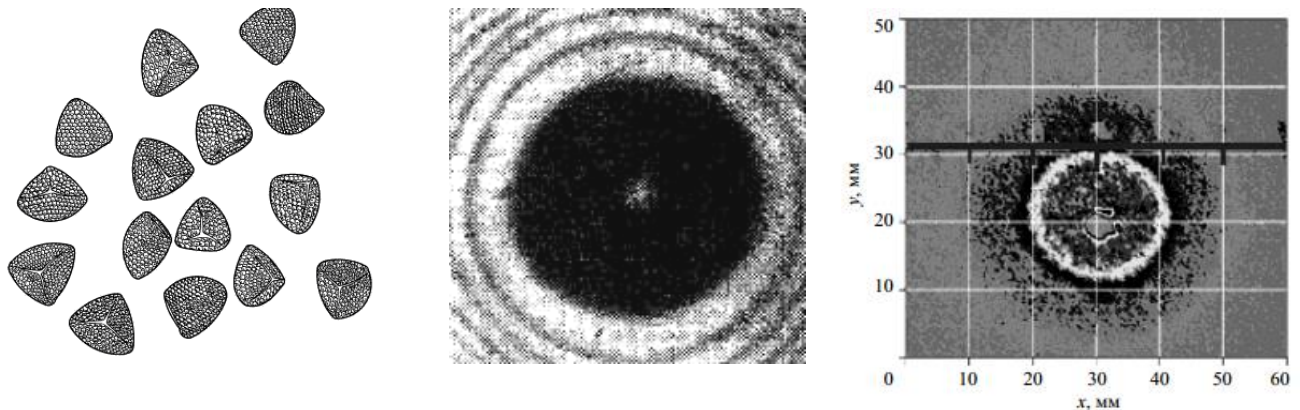
$$r_m = \sqrt{m\lambda \frac{ab}{a+b}}, \text{ звідки } m = \frac{r_m^2}{\lambda} \left( \frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right), \quad (1)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі світла,  $a, b$  – відстані від перешкоди до джерела і екрана. Якщо перешкода відкриває (або закриває)  $m$  зон, тобто її радіус  $r_o = r_m$ , то з (1) можна обчислити  $m$ . Критерієм дифракції Френеля можна вважати число задіяних зон  $m$ , яке не перевищує декількох одиниць. Картина дифракції Френеля на круглому екрані показана на рис. 1б). Дифракційна картина від диску має вигляд концентричних світлих і темних кілець навкруги розмитої геометричної тіні диску, причому у центрі тіні завжди знаходиться світла точка, яку називають плямою Пуассона.

Дифракція Фраунгофера – це дифракція у дальній зоні, або дифракція у паралельних променях. Якщо відстані  $a$  і  $b$  великі ( $\rightarrow \infty$ ), то число  $m$  стає  $< 1$ , що і є критерієм дифракції Фраунгофера. Практично ця умова виконується, коли розмір перешкоди  $r_o$  набагато менший відстаней  $a$  і  $b$ . При освітленні лазером можна вважати  $a \rightarrow \infty$ , тоді при досить віддаленому екрані

$$m = \frac{r_o^2}{\lambda b} \ll 1.$$

Тінь від диску відсутня, а у центрі дифракційної картини спостерігається яскрава світла пляма. Картина дифракції Фраунгофера має вигляд, як на рис. 1в).



а) Лікоподій. Збільшено у 280 разів. б) Дифракція Френеля на диску. в) дифракція Фраунгофера на диску.

Рис.1.

Якщо в область світлового пучка попадає велика кількість  $N$  дрібних частинок, то інтенсивність дифракційної картини підсилюється у  $N$  разів. При освітленні вузьким лазерним променем усі частинки дають дифракційні картини дуже близько розташовані на екрані і результуюча картина буде достатньо різкою.

Розрахунок дифракційної картини Фраунгофера на диску базується на принципі Гюйгенса – Френеля та теоремі Бабіне, згідно якої картини дифракції від отвору та диску (додаткові екрани) співпадають в усіх точках, крім центральної. У теорії дифракції доведені формули, що пов'язують кут дифракції  $\varphi$  з діаметром диску  $D$  та довжиною хвилі світла:

для темних (непарних) кілець:

$$\begin{aligned} D \sin \varphi_1 &= 1,22\lambda ; \\ D \sin \varphi_3 &= 2,22\lambda ; \\ D \sin \varphi_5 &= 3,24\lambda \end{aligned} \quad (2)$$

для світлих (парних) кілець:

$$\begin{aligned} D \sin \varphi_2 &= 1,64\lambda ; \\ D \sin \varphi_4 &= 2,70\lambda ; \\ D \sin \varphi_6 &= 3,72\lambda \end{aligned} \quad (3)$$

(нумерація кілець починається з першого темного кільця).

Для визначення діаметру частинок  $D$  необхідно знати кут дифракції  $\varphi_i$  та довжину світлової хвилі  $\lambda$ . Зважаючи, що кут  $\varphi_i$  малий, можна знайти його через діаметр  $i$ -го темного кільця  $d_i$  та відстань  $L$  між зразком (пластинкою з лікоподієм) і екраном:

$$\varphi_i \approx \operatorname{tg} \varphi_i = \frac{d_i}{2L} \quad (4)$$

Величини  $d_i$  та  $L$  показані на схемі досліду (рис. 2).

При дослідах, що виконуються без затемнення приміщення, найбільш чітко видно перше темне кільце, тому остаточну розрахункову формулу для визначення розміру частинок лікоподію можна записати у вигляді:

$$D = 1,22 \cdot \frac{\lambda}{d_1/2L} = 2,44 \cdot \frac{\lambda \cdot L}{d_1}, \quad (5)$$

де  $d_1$  – діаметр першого темного кільця.

Для обчислень з розміру другого темного кільця:

$$D = 2,22 \cdot \frac{\lambda}{d_2/2L} = 4,44 \cdot \frac{\lambda \cdot L}{d_2} \quad (6)$$

### Опис установки

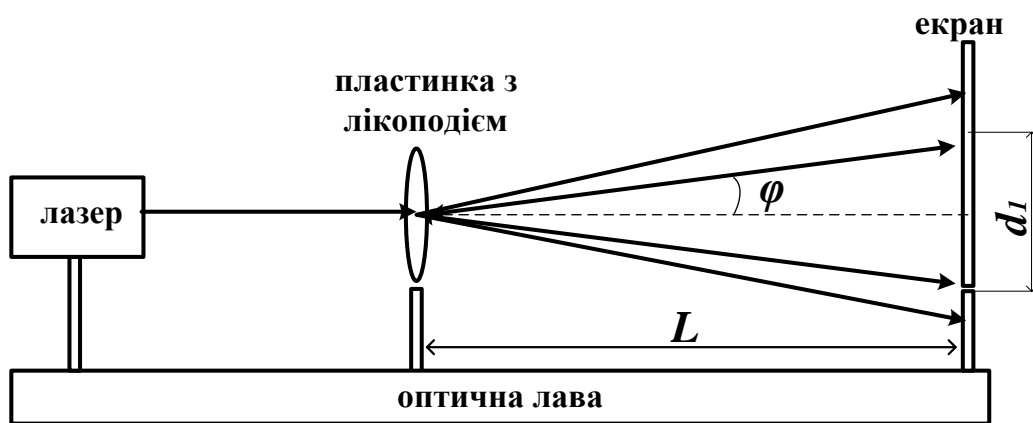


Рис. 2. Схема досліду з лікоподієм.

На оптичній лаві встановлено лазер, скляна пластинка з нанесеним лікоподієм та екран. На екрані у затемненому приміщенні можна спостерігати до трьох темних кілець.

### Порядок виконання роботи

Завдання: Визначити діаметр мікроскопічних частинок (лікоподію).

1. Встановити пластинку з лікоподієм на оптичну лаву на достатній відстані від екрана (40 – 60 см).
2. Увімкнути лазер і на екрані спостерігати дифракційну картину у вигляді концентричних світлих та темних кілець. Переміщуючи пластинку вгору-вниз, добитися найбільш чіткої дифракційної картини на екрані.
3. Виміряти відстань  $L$  від пластинки до екрана.

4. Виміряти діаметр першого темного кільця  $d_1$  та повторити це вимірювання декілька ( $n$ ) разів у різних напрямках. Вимірювання проводити по середній лінії кільця.
5. Знайти середнє значення діаметра кільця  $\bar{d}_1$ .
6. За формулою (5) розрахувати середній діаметр мікрочастинки – лікоподію ( $\lambda = 632,8\text{нм}$ ).

$$\bar{D} = 2,44 \cdot \frac{\lambda \cdot L}{d_1}.$$

7. Знайти середню квадратичну похибку середнього арифметичного значення  $\bar{d}_1$ :

$$S = \sqrt{\frac{1}{n(n-1)} \sum_{k=1}^n (d_{1k} - \bar{d}_1)^2}$$

8. Визначити півширину довірчого інтервалу при надійності  $\alpha=0,95$  та кількості вимірювань  $n$ :

$$\Delta d_1 = t_\alpha(n) S,$$

где  $t_\alpha(n)$  - коефіцієнт Стюдента для  $n$  вимірювань.

9. При обчисленні похибки діаметра мікрочастинки  $D$  можна знехтувати похибкою у вимірюваннях  $L$  і  $\lambda$  порівняно з похибкою у вимірювання діаметра кільця:

$$\varepsilon_D = \frac{\Delta d_1}{d_1} + \frac{\Delta L}{L} + \frac{\Delta \lambda}{\lambda} \approx \frac{\Delta d_1}{d_1}$$

10. Знайти абсолютну похибку вимірювань діаметра мікрочастинки  $\Delta D = \varepsilon_D \cdot \bar{D}$  та записати відповідь у вигляді:

$$D = \bar{D} \pm \Delta D,$$

виразивши діаметр частинки у мікрометрах.

11. Повторити пп. 3-10 для другого темного кільця і порівняти отримані результати.

### Контрольні запитання

1. Дайте визначення явища дифракції світла.
2. Чим відрізняються дифракція Френеля і дифракція Фраунгофера?
3. В чому полягає метод зон Френеля?
4. Який вид має дифракційна картина від диска і як вона пояснюється з точки зору зонної теорії Френеля?
5. Чому в центрі дифракційної картини від диска завжди спостерігається світла пляма?



## Лабораторна робота № 8

**ВИЗНАЧЕННЯ КРОКУ СПІРАЛЬНОЇ ДОРІЖКИ КОМПАКТ-ДИСКА**

Прилади та матеріали: напівпровідниковий лазер (лазерна указка), компакт-диск на підставці, диск DVD, оптична лава, екран, лінійка.

**Теоретичні відомості**

Дзеркальна поверхня компакт-диску являє собою спіральну доріжку, крок якої співрозмірний з довжиною хвилі видимого світла. На такій структурі відбуваються дифракційні явища, які є причиною райдужного забарвлення відбитого світла.

Профіль доріжок на диску (рис.1) дозволяє розглядати невелику ділянку диску, куди падає промінь лазера, як систему вузьких паралельних дзеркальних смужок, які щільно розташовані. Це уподобляє диск одновимірній дифракційній ґратці, стала якої  $d$  – це крок спіральної доріжки на диску.

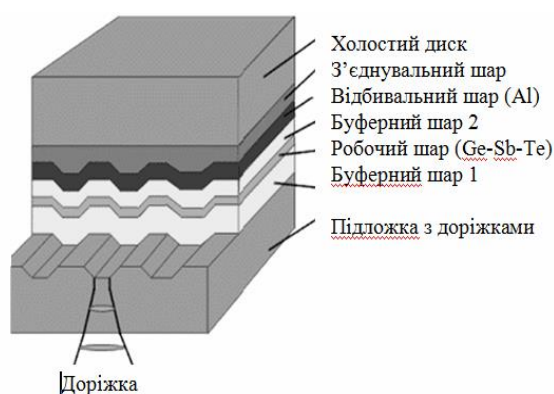


Рис. 1. Структура компакт-диску.

Хід дифрагованих відбитих променів буде таким самим, якби джерело світла помістити за диском на місці дзеркального зображення джерела світла, а доріжки зробити прозорими. Це дозволяє для визначення кута дифракції використати формулу головних максимумів дифракції на дифракційній ґратці:

$$d \sin \varphi = \pm k \lambda \quad (1)$$

де  $k = 0, 1, 2, \dots$  – номер (порядок) максимуму,  $d$  – стала ґратки (крок доріжки).

Формула (1) справедлива при нормальному падінні променя на диск. Кількість спостережуваних порядків дифракції визначається максимальним значенням кута дифракції  $\varphi = 90^\circ$ , фактично співвідношенням кроку доріжки та довжини світлової хвилі  $k = d/\lambda$ . У випадку CD та DVD спостерігаються не більше двох дифракційних максимумів, а кути дифракції виявляються великими.

Схема для спостереження дифракції на компакт-диску показана на рис. 2.

При дифракції на спіральній доріжці диску кути дифракції  $\varphi$  вже не будуть малими, тому при розрахунку  $d$  спочатку треба знайти  $\operatorname{tg} \varphi_k$  з геометричних міркувань (рис. 2):

$$\operatorname{tg} \varphi_k = l_k / 2L,$$

де  $l_k$  – відстань на екрані між максимумами  $k$ -ого порядку,  $L$  – відстань від диску до екрана.

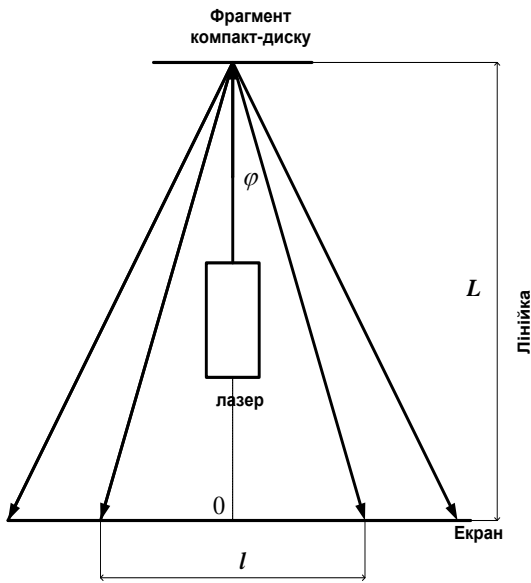


Рис.2.

Визначивши кут

$$\varphi_k = \arctg(l_k/2L), \quad (2)$$

можна обчислити крок спіральної доріжки компакт-диску за формулою:

$$d = \frac{k\lambda}{\sin(\arctg(l_k/2L))} \quad (3)$$

### Порядок виконання роботи

1. Лазерну указку закріпити на рейтері та встановити на оптичній лаві.
2. Компакт-диск на підставці розташувати на відстані приблизно 10см перед лазером перпендикулярно до осі лазера. При цьому відбитий від диску промінь повинен повертатися у вікно лазера.
3. Встановити екран з лінійкою позаду лазера перпендикулярно до осі лазера так, щоб відстань від компакт-диску до екрана становила  $L = 20 - 40\text{см}$  та виміряти цю відстань.
4. На екрані спостерігати максимуми дифракції. Визначити кількість видимих порядків.
5. Виміряти на екрані відстань  $l_1$  між першими порядками дифракції (зліва і справа від нульового).
6. Аналогічно виміряти відстань  $l_2$  між другими порядками дифракції.
7. Повторити вимірювання пп. 5, 6 при різних відстанях  $L$  до екрана.
8. Обчислити кут дифракції  $\varphi_k$  за формулою (2) та крок доріжки за формулою (3) і занести дані у таблицю. Довжину світлової хвилі напівпровідникового лазера взяти рівною  $\lambda = 0,68\text{мкм}$ . Для гелій-неонового лазера  $\lambda = 0,63\text{мкм}$ .

№ досліду	$L, \text{см}$	$k$	$l_k, \text{см}$	$\varphi_k$	$d, \text{мкм}$
...		...			
середнє	-	-	-	-	

9. Знайти середнє значення  $\bar{d}$  кроку доріжки компакт-диску, обчислити середньоквадратичну похибку середнього арифметичного  $S$  та абсолютну похибку  $\Delta d$  :

$$\Delta d = S \cdot t_{\alpha}(n),$$

де  $t_{\alpha}(n)$  – коефіцієнт Стюдента для  $n$  вимірювань з надійністю результату  $\alpha = 0,95$ .

10. Виміряне значення кроку доріжки компакт-диску записати у вигляді:

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

11. Порівняти величину кроку з довжиною світлової хвилі лазера та технічними характеристиками компакт-дисків.

Завдання 2: Повторити дослід з DVD і проаналізувати різницю у дифракційних картинах.

Завдання 3: Обчислити кутову дисперсію періодичної структури CD і DVD у спостережуваних порядках.

Скористайтесь визначенням кутової дисперсії  $D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d}$  .

Додаткове завдання 2: Отримайте фото дифракції білого світла на CD і поясніть форму дифракційних смуг та ширину спектру.

### Контрольні запитання

1. Що таке дифракційна ґратка?
2. Які процеси відбуваються при падінні світла на періодичну структуру?
3. Запишіть умови головних максимумів і мінімумів дифракції на одновимірній ґратці.
4. Поясніть, у якому напрямку на CD буде спостерігатись найбільше значення кутової дисперсії?
5. Порівняйте кутову дисперсію CD і DVD з кутовою дисперсією дифракційної ґратки, отриманою у лабораторній роботі № 5. Поясніть різницю.

## Лабораторна робота № 9

ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛА ЗА ДОПОМОГОЮ  
МІКРОСКОПА

Прилади і матеріали: мікроскоп із закріпленим на тубусі мікрометричним індикатором, скляна пластинка зі штрихами на обох поверхнях.

## Теоретичні відомості

При проходженні світла через плоску межу двох прозорих речовин, падаючий промінь розділяється на два промені – відбитий  $OB$  і заломлений  $OD$  (рис.1). Інтенсивність і поляризація цих променів визначаються за формулами Френеля, а напрям поширення – законами відбивання і заломлення.

Закон відбивання світла: промінь падаючий і відбитий лежать в одній площині з нормаллю до поверхні в точці падіння і кут відбивання чисельно дорівнює куту падіння.

Закон заломлення світла: промінь падаючий і заломлений лежать в одній площині з нормаллю до поверхні в точці падіння. Відношення синуса кута падіння  $\alpha$  до синуса кута заломлення  $\beta$  дорівнює відношенню швидкості світла в першому середовищі  $v_1$  до швидкості світла в другому середовищі  $v_2$ :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1)$$

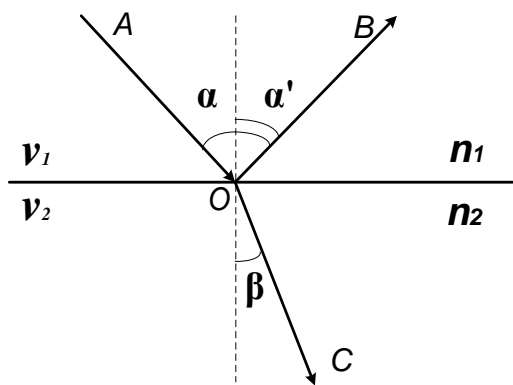


Рис. 1.

Явище заломлення світла свідчить про те, що світло поширюється в різних середовищах з різною швидкістю.

Для двох даних середовищ відношення швидкостей світла в першому і другому середовищах є величиною сталою і називається відносним показником заломлення другого середовища відносно першого  $n_{21}$ :

$$\frac{v_1}{v_2} = \text{const} = n_{21}.$$

Тоді закон заломлення матиме вигляд:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}.$$

Якщо перше середовище – вакуум, то показник заломлення  $n$  другого середовища по відношенню до вакууму називається абсолютним показником заломлення даного середовища або просто показником (коефіцієнтом) заломлення. Абсолютний показник заломлення середовища  $n$ :

$$n = \frac{c}{v}; \quad n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (2)$$

де  $c$  – швидкість світла в вакуумі;  $v$  – фазова швидкість в даному середовищі.

Показник заломлення залежить від частоти (довжини хвилі) світла і від властивостей середовища, ця залежність зумовлює явище дисперсії світла. Абсолютні показники заломлення в області прозорості речовини більші одиниці. Це означає, що швидкість поширення світла в даному середовищі завжди менша, ніж у вакуумі.

Відносний показник заломлення двох середовищ  $n_{21}$  пов'язаний з абсолютними показниками заломлення середовищ  $n_1$  і  $n_2$  відношенням:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{c \cdot n_2}{c \cdot n_1} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3)$$

Для визначення показників заломлення речовини існують різні методи. Одним з них є метод визначення показника заломлення за допомогою мікроскопу. В основі методу лежить явище уявного зменшення товщини пластинки при розгляданні пластинки нормально до її поверхні внаслідок заломлення світлових променів, які проходять у склі. Схема проходження променів показана на Рис. 2.

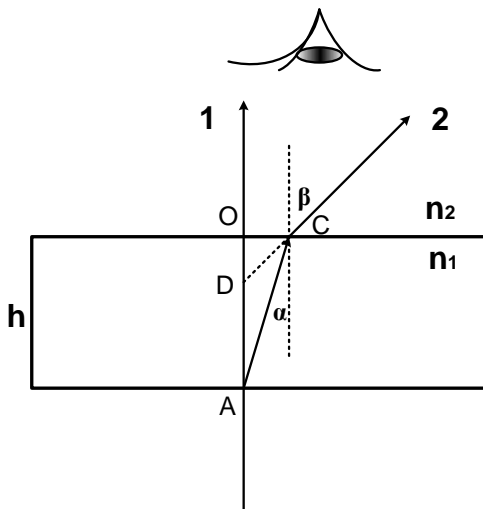


Рис. 2.

З точки  $A$ , яка знаходиться на нижній поверхні скляної пластинки виходять два промені світла 1 і 2. Промінь 1 падає на пластинку нормально до її поверхні і тому не зазнає заломлення. Промінь 2 падає під кутом  $\alpha$  і заломлюється, виходячи з пластинки в точці  $C$  під більшим кутом  $\beta$ .

Якщо дивитись на пластинку зверху, то спостерігач буде бачити точку перетину променів 1 і 2 не в точці  $A$ , а в точці  $D$ , тобто видима товщина пластинки  $OD=a$ , буде менша її дійсної товщини  $OA=h$ .

Для променів, близьких до нормалі,

кути падіння і заломлення малі. В цьому випадку синуси кутів можна замінити на тангенси і за законом заломлення світла написати:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{\operatorname{tg} \alpha}{\operatorname{tg} \beta} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{1}{n}, \quad (4)$$

де  $n$  – показник заломлення скла.

З рис. 2 видно, що  $\operatorname{tg} \alpha = \frac{OC}{h}$ ;  $\operatorname{tg} \beta = \frac{OC}{a}$ , де  $a$  – уявна товщина пластини, рівна  $OD$ .

Зробивши підстановку цих виразів у формулу (3) одержимо просту формулу для експериментального визначення показника заломлення скла:

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

Тобто показник заломлення скла можна знайти як відношення дійсної товщини пластинки до її уявної товщини.

### Порядок виконання роботи

Завдання: Визначити показник заломлення скла.

1. Ознайомитися з дією мікроскопа і мікрометричного індикатора, закріпленого на його тубусі. Визначити ціну поділки індикатора і спосіб вимірювання за інструкцією, що додається.
2. Встановити нуль відліку індикатора, опустивши об'єктив мікроскопа до моменту, коли індикатор торкнувся столика (нуль на міліметровій шкалі) та обертаючи його кругову шкалу до моменту суміщення стрілки з нулем кругової шкали.
3. Покласти на столик мікроскопа під стрижень індикатора товсту скляну пластинку з подряпинами (штрихами) на верхній і нижній поверхнях та виміряти дійсну товщину пластинки  $h$  з точністю до  $0,01$  мм. Повторити вимірювання не менше 5 разів у тій області пластинки, де подряпини перетинаються. Результати занести у таблицю.
4. Розмістити пластинку таким чином, щоб у мікроскоп була видна область перетину подряпин. Впевнитись, що при переміщенні тубуса вгору-вниз видні по черзі обидва штрихи. Це означатиме, що обидва штриха перетинають оптичну вісь приладу.
5. Рухаючи тубус, досягти чіткого зображення видимого в мікроскопі штриха, нанесеного на верхню поверхню пластинки. Записати відлік мікрометра.
6. Опустити тубус мікроскопу до тих пір, поки не з'явиться чітке зображення штриха на нижній стороні пластинки. Записати відлік мікрометра.
7. Різниця відліків мікрометричного гвинта дає уявну товщину пластинки  $a$ .
8. Обчислити середні значення дійсної  $h$  і уявної  $a$  товщини пластинки.
9. За формулою (5) обчислити показник заломлення скла із середніх значень  $h_{сер}$  і  $a_{сер}$ .
10. Обчислити похибку вимірювань  $n$  як непрямого вимірювання за схемою у додатку посібника.
11. Результат записати у вигляді:

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

### Контрольні запитання

1. Сформулюйте закони відбивання і заломлення світла.
2. Дайте визначення фазової швидкості світла.
3. Що називається відносним і абсолютним показником заломлення речовини?
4. Коли спостерігається явище повного відбивання світла?

5. Чому при розгляданні предмета через плоско-паралельну пластинку він здається розміщеним ближче, ніж в дійсності?
6. Чи може уявна товщина пластинки бути більшою ніж дійсна?
7. Показати хід променів через систему: скло–вода–скло.
8. Чи залежить показник заломлення скла від товщини пластинки?
9. Чому для досліду обирають досить товсту скляну пластинку?
10. Які чинники впливають на точність застосованого методу вимірювання  $n$ ?

## Лабораторна робота № 10

## ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛА ЗА ДОПОМОГОЮ ЛАЗЕРА

Прилади і матеріали: оптична лава, лазер, короткофокусна лінза, екран, столик, плоско-паралельна скляна пластинка на обертовій підставці з лімбом для вимірювання кутів.

### Теоретичні відомості

Відомо, що промінь світла на межі двох середовищ змінює напрям поширення – заломлюється згідно закону заломлення:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (1)$$

де  $\alpha$  і  $\beta$  – кути падіння і заломлення,  $n_1$  і  $n_2$  – показники заломлення першого і другого середовищ (рис. 1). Виключення складає випадок, коли промінь падає на межу поділу нормально, в цьому разі промінь не змінює свого напрямку.

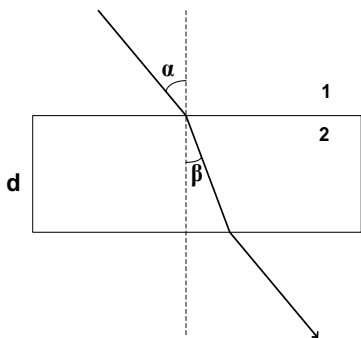


Рис. 1.

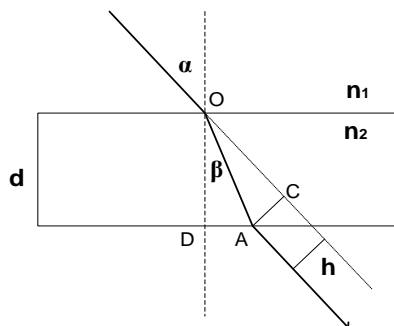


Рис. 2.

Якщо плоско-паралельну пластинку товщиною  $d$  розмістити під кутом  $\alpha$  до падаючого променя, то такий промінь вийде з пластинки паралельно до падаючого, але зміщеним на деяку величину  $h$ . Величина  $h$  залежить від товщини  $d$  пластинки, показників заломлення скла і середовища, в якому ця пластинка знаходиться, а також від кута падіння  $\alpha$  (Рис. 2).

Знайдемо зміщення  $h$  променя в пластинці, скориставшись рис. 2 і враховуючи, що  $h = AC$ . З трикутників  $OAC$  і  $OAD$  маємо :

$$h = OA \cdot \sin(\alpha - \beta)$$

$$OA = d / \cos \beta$$

$$h = d \sin(\alpha - \beta) / \cos \beta$$

Після перетворень отримаємо:

$$h = d \cdot (\sin \alpha \cos \beta - \cos \alpha \sin \beta) / \cos \beta$$

$$h = d \sin \alpha - d \cos \alpha \cdot \frac{\sin \beta}{\cos \beta} = d \sin \alpha - d \cos \alpha \cdot \frac{\sin \beta}{\sqrt{1 - \sin^2 \beta}}$$

(2)

Скориставшись законом заломлення для випадку скляної пластинки в повітрі можна записати:  $\sin \beta = \sin \alpha / n$ , підставити цей вираз у (2) і після перетворень отримати формулу для розрахунку показника заломлення скла:



$$n = \sin \alpha \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{d \cos \alpha}{d \sin \alpha - h} \right)^2}, \quad (3)$$

де  $n$  – показник заломлення скла.

В пластинках товщиною  $d$  декілька сантиметрів зміщення променя  $h$  буде порядку декількох міліметрів. Для кращого спостереження і вимірювання величини  $h$  бажано застосувати короткофокусну лінзу і отримати на екрані збільшене зміщення  $H$ . Хід променів в такому випадку показаний на рис. 3.

На екрані  $E_2$  отримуємо збільшене зміщення променя  $H$ , яке зв'язане з величиною  $h$  формулою тонкої лінзи. Реальне значення  $h$  рівне:

$$h = \frac{H}{Db - 1}, \quad (4)$$

де  $D$  – оптична сила лінзи,  $b$  – відстань лінза-екран.

Підстановка (4) у формулу (3) дає остаточну формулу розрахунку показника заломлення скла методом зміщення променя у плоско-паралельній пластинці:

$$n = \sin \alpha \cdot \sqrt{1 + \left( \frac{d(Db - 1) \cos \alpha}{d(Db - 1) \sin \alpha - H} \right)^2} \quad (5)$$

Остання формула дозволяє визначити показник заломлення скла при відомих значеннях  $\alpha$ ,  $d$ ,  $H$ ,  $D$ ,  $b$ .

### Опис установки

На оптичній лаві на одній оптичній осі розміщується лазер, екран з діафрагмою ( $E_1$ ), плоско-паралельна пластинка (ПП), лінза (Л) і екран ( $E_2$ ). Діафрагма з отвором  $E_1$  служить для звуження променя лазера. Пластинка ПП закріплена на столику, який може повертатись навколо вертикальної вісі і має лімб для відліку кута повороту. Екран  $E_2$  розташований на віддалі  $b$  від лінзи. В даній роботі використовується лінза з фокусною віддаллю  $F = 0,11$  м ( $D = 9$  дптр) і скляна пластинка товщиною  $2$  см. На рис. 3 наведена оптична схема установки.

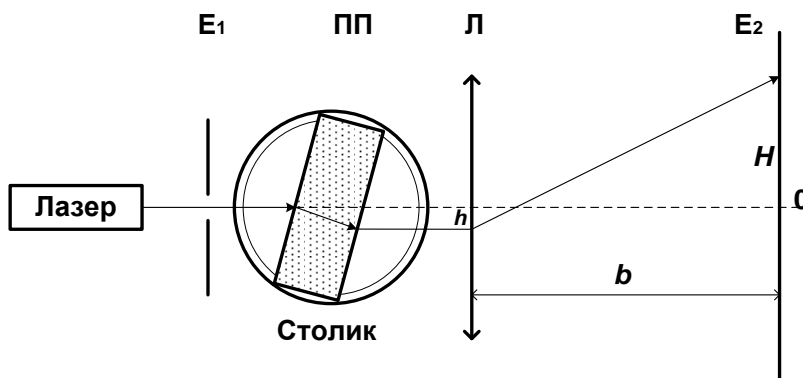


Рис. 3.

### Порядок виконання роботи

1. Розташувати на оптичній лаві лазер, діафрагму  $E_1$  та екран  $E_2$  згідно оптичної схеми на рис. 3.
2. Промінь лазера направити в отвір діафрагми  $E_1$  регулюючими гвинтами лазера.
3. Відрегулювати положення екрана  $E_2$  так, щоб лазерний промінь попадав у центр шкали екрану – точку 0.
4. Виставити лінзу  $L$  на оптичну лаву так, щоб відстань до діафрагми  $E_1$  перевищувала діаметр столика, який буде встановлений пізніше. Відрегулювати лінзу так, щоб промінь попадав строго в її центр, при цьому промінь, відбитий від її передньої поверхні, попадає назад в отвір діафрагми  $E_1$ , а заломлений промінь – в точку 0 екрана  $E_2$ . Переміщення екрана  $E_2$  на оптичній лаві не викликає відхилення променя від точки 0. Таке налаштування означатиме, що лазерний промінь співпадає з оптичною віссю лінзи.
5. Встановити рейтер зі столиком і пластинкою ПП на оптичну лаву. Пластинку ПП повернути так, щоб промінь лазера падав на неї нормально. При нормальному падінні відбитий від пластинки промінь попадає в отвір діафрагми  $E_1$ , а заломлений промінь не відхиляється від точки 0 екрана  $E_2$ .
6. Відмітити положення пластинки  $\alpha_0$  на шкалі лімба столика, яке відповідає нульовому куту падіння променя на пластинку.
7. Повертати пластинку на кут  $\alpha$  так, щоб величина  $(\alpha - \alpha_0)$  складала новий кут падіння ( $15^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 70^\circ$ ).
8. Відмітити на екрані  $E_2$  положення променя лазера  $H_i$  для кожного кута падіння і занести в таблицю.
9. Виміряти відстань  $b$  від лінзи до екрана  $E_2$ .
10. За формулою (5) обчислити значення  $n_i$  для кожного  $\alpha$ .
11. Знайти середнє значення показника заломлення скла  $\bar{n}$  та обчислити похибку вимірювань за схемою, поданою в кінці посібника.
12. Результати вимірювань представити у вигляді:  $n = \bar{n} \pm \Delta n$ .

$\frac{N_0}{n/n}$	$(\alpha - \alpha_0), ^\circ$	$\sin \alpha_i$	$\cos \alpha_i$	$H_i \cdot 10^{-3}, \text{ м}$	$n_i$
	$\alpha_0 =$			0	
1.	15				
...					

### Контрольні запитання

1. Сформулюйте закони заломлення світла.
2. Що називається показником заломлення світла, його зв'язок з характеристиками діелектрика.
3. Виведіть формули (3), (5).
4. Побудуйте хід променів у плоскопаралельній пластинці. Доведіть, що промінь, який пройшов через таку пластинку, паралельний до падаючого.

## Лабораторна робота № 11

**ВИВЧЕННЯ ЗАЛОМЛЕННЯ СВІТЛА У ПРИЗМАХ**

Прилади і матеріали: напівпровідниковий лазер з комплекту ЕСФЕ-1 «Оптика» з набором призм, екран, лінійка.

**Теоретичні відомості**

При поширенні світла у прозорому середовищі з діелектричною проникністю  $\varepsilon$ , швидкість поширення виявляється залежною від частоти світлової хвилі. Якісно цю залежність можна виявити, виходячи з електромагнітної теорії світла та електронної теорії будови речовини як функцію  $\varepsilon(\omega)$ . Оскільки швидкість світла у речовині залежить від  $\varepsilon$ , то

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon(\omega)\mu}}$$

Абсолютний показник заломлення світла визначається відношенням швидкості світла у вакуумі  $c$  до швидкості світла у речовині  $v$  і також є функцією частоти світла:

$$n = \frac{c}{v} = \sqrt{\varepsilon(\omega)\mu}$$

Явища, пов'язані із залежністю показника заломлення речовини від частоти  $\omega$  (довжини  $\lambda$ ) світлової хвилі, називають дисперсією світла.

Згідно із законом заломлення світла: 1) падаючий промінь, заломлений промінь і перпендикуляр у точці падіння лежать в одній площині; 2) відношення синуса кута падіння  $\alpha$  і синуса кута заломлення  $\beta$  є сталою величиною для даних двох середовищ і дорівнює відношенню швидкостей світла у першому і другому середовищах:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1},$$

де  $n_{21}$  – відносний показник заломлення двох середовищ з абсолютними показниками  $n_1$  і  $n_2$ . Таким чином, при однаковому куті падіння  $\alpha$  кут заломлення  $\beta$  повинен залежати від частоти світла.

Практично дисперсію легко спостерігати у трикутних призмах, що вперше було досліджено І. Ньютоном.

Кут між гранями призми, на яких відбувається заломлення, називається заломлюючим кутом  $\varphi$ . Кутом відхилення  $\delta$  називають кут між променем, що падає на призму та тим, що виходить з призми (див. рис. 1).

Заломлення світла відбувається на двох гранях призми згідно закону заломлення:

на першій грані:  $\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n$ , а на другій грані  $\frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = \frac{1}{n}$ ,

тому що світло переходить з речовини призми у повітря.

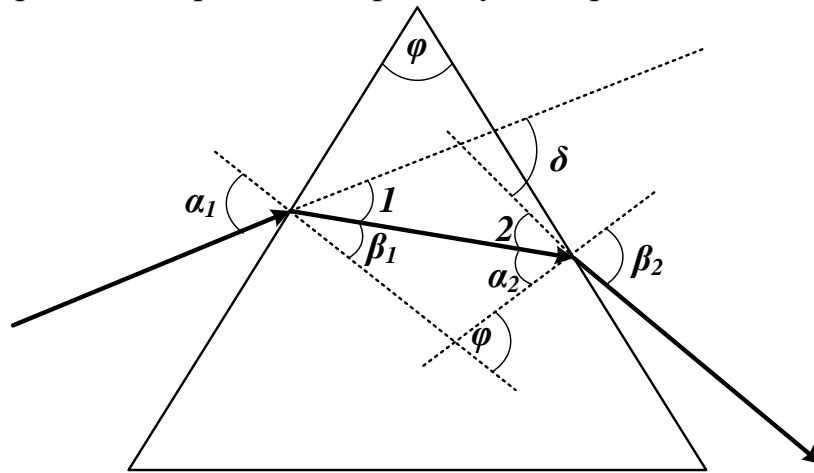


Рис. 1. Хід променів в призмі.  $\varphi$  - заломлюючий кут призми;  $\delta$  – кут відхилення;  $\alpha$  – кути падіння;  $\beta$  – кути заломлення.

З геометричних міркувань видно, що

$$\varphi = \beta_1 + \alpha_2$$

$$\delta = \angle 1 + \angle 2 = (\alpha_1 - \beta_1) + (\beta_2 - \alpha_2) = \alpha_1 + \beta_2 - \varphi$$

Найменше відхилення  $\delta$  промінь зазнає при симетричному ході променя через призму, коли

$$\beta_1 = \alpha_2 = \varphi / 2, \quad \angle 1 = \angle 2 = \delta / 2.$$

Тоді із закону заломлення слідує формула призми, яка пов'язує характеристики призми з кутом відхилення променя:

$$n \cdot \sin \frac{\varphi}{2} = \sin \frac{\varphi + \delta}{2}. \quad (1)$$

У даній лабораторній роботі використовується прямокутна призма. Це значно спрощує визначення показника заломлення, тому що на першій грані (рис. 2.) промінь не відхиляється, а кут падіння на другу грань дорівнює заломлюючому куту призми.

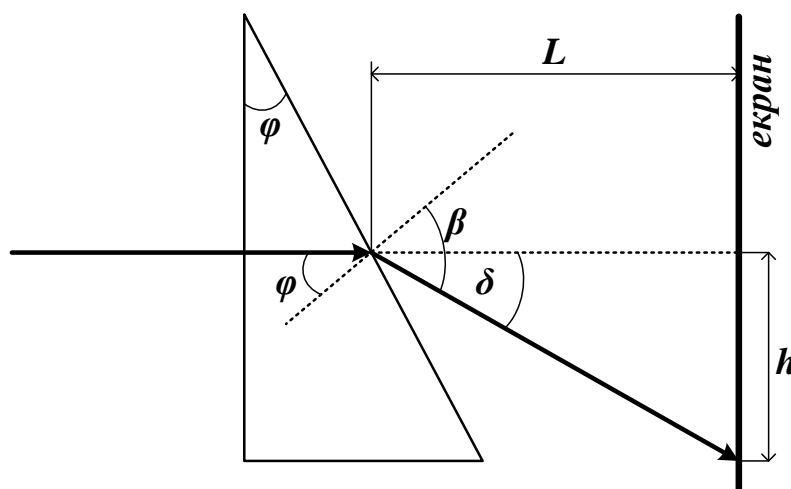


Рис. 2. Хід променів в прямокутній призмі.  $L$  – відстань від призми до екрана,  $h$  – відстань, на яку змістився промінь.

З рис. 2. видно що кут заломлення  $\beta$  рівний:

$$\beta = \delta + \varphi, \quad (2)$$

тому

$$n = \frac{\sin \beta}{\sin \varphi} = \frac{\sin(\delta + \varphi)}{\sin \varphi} \quad (3)$$

Величину кута відхилення променя  $\delta$  можна знайти експериментально, виміривши зміщення променя призмою на екрані ( $h$ ), та відстань від призми до екрана ( $L$ ). Тоді

$$\operatorname{tg} \delta = \frac{h}{L}, \quad \text{а кут відхилення дорівнює:} \quad \delta = \operatorname{arctg} \frac{h}{L} \quad (4)$$

Якщо заломлюючий кут призми  $\varphi$  відомий, то з формул (3) і (4) можна обчислити показник заломлення речовини призми.

**Схема установки** для вимірювання показника заломлення речовини призми складається з напівпровідникового лазера з комплекту ЕСФЕ-1 «Оптика» з револьверною насадкою, що містить декілька прямокутних призм, виготовлених з оптичного скла «крон» з різними заломлюючими кутами  $5, 10, 15, 20$  градусів. На відстані приблизно  $1$  м від лазера розміщують екран. Вимірювання відстаней роблять міліметровою лінійкою.

### Порядок виконання роботи

1. Ознайомтеся з будовою установки, визначте призми з кутами  $\varphi = 10^\circ, 15^\circ, 20^\circ$  за позначеннями на насадці лазера.
2. Встановіть насадку на вісь лазера так, щоб світло падало на вертикальну грань призми.
3. Встановіть екран на відстані  $L$  від призми та виміряйте її, чим більша довжина, тим менша буде похибка вимірювань.
4. Ввімкніть лазер та виставіть револьверну насадку на пусте вікно (без призми). Зафіксуйте на екрані місце падіння невідхиленого променя.
5. Поверніть насадку та поставте призму з кутом заломлення  $\varphi = 10^\circ$  і виміряйте зміщення променя  $h$  від попереднього положення.
6. Повторіть вимірювання п.5 для призм з кутами  $15^\circ, 20^\circ$ .
7. Дані вимірювань занесіть в таблицю.
8. За формулою (4) обчисліть кут відхилення  $\delta$ .
9. За формулою (3) обчисліть показник заломлення речовини призми  $n$ .
10. Повторіть пункти (3-7), змінюючи  $L$  і заповнюючи таблицю.

$N_0, i$	$L, \text{мм}$	$\varphi, ^\circ$	$h, \text{мм}$	$\delta, ^\circ$	$n_i$	$\Delta n_i$
...						
<i>середнє</i>	-	-	-	-		

11. Обчисліть середньоквадратичну похибку середнього арифметичного

$$S = \sqrt{\frac{\sum_i (n_i - \bar{n})^2}{i(i-1)}}$$

12. Знайти абсолютну похибку вимірювань для довірчої імовірності  $\alpha=0,95$ , користуючись коефіцієнтами Стьюдента  $t_\alpha(i)$  для  $i$  вимірювань:

$$\Delta n = S \cdot t_\alpha(i)$$

13. Результат запишіть у вигляді:

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

### Контрольні запитання

1. Що називають дисперсією світла?
2. Накресліть графік залежності  $n(\lambda)$  для нормальної дисперсії.
3. Яка послідовність кольорів у видимому неперервному спектрі?
4. Дайте означення абсолютного і відносного показника заломлення.
5. Сформулюйте закон заломлення.
6. Побудуйте хід променя у призмі.
7. Чим пояснюється утворення райдуги?
8. Обчисліть швидкість світла у склі.

## Лабораторна робота № 12

**ВИЗНАЧЕННЯ ГОЛОВНОЇ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЛІНЗ**

Прилади і матеріали: набір лінз, оптична лава з лінійкою, екран, освітлювач.

**Теоретичні відомості**

Для визначення головної фокусної відстані лінзи можна скористатися формулою тонкої лінзи:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (1)$$

де  $a$  і  $b$  – відстані від оптичного центру лінзи до предмета і його зображення,  $n$ ,  $R_1$  і  $R_2$  – показник заломлення речовини лінзи та радіуси кривизни її першої і другої поверхонь.

Виходячи з означення фокуса лінзи її фокусну відстань  $f$  можна знайти за умови, що  $a \rightarrow \infty$ , тоді  $b \rightarrow f$ , і з формули (1) маємо:

$$\frac{1}{f} = (n-1) \left( \frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (2)$$

Оскільки характеристики лінзи під час дослідів не змінюються, то формулу (1) можна записати у спрощеному вигляді:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (3)$$

Для визначення фокусної відстані збірної лінзи користуються методом Гауса – Бесселя.

На практиці величини  $a$  і  $b$  не можна визначити точно тому, що реальна лінза не є тонкою і положення її центру невідоме. У методі Гауса – Бесселя спираються на той факт, що при зміні напрямку світлових променів їх шляхи співпадають. Це є наслідком принципу Ферма – принципу мінімального часу і призводить до того, що предмет і його зображення є спряженими величинами: якщо предмет помістити на місце зображення, то зображення опиниться на місці предмета. При цьому значення  $a$ ,  $b$  і  $f$  формулі (3) не змінюються тому, що входять в формулу симетрично (з урахуванням правила знаків).

В дійсності у досліді Гауса – Бесселя переміщення предмета не робиться, а пересувають лінзу між предметом і екраном так, щоб для двох положень лінзи отримати чітке зображення предмета на екрані (збільшене або зменшене). При цьому значення  $a$  і  $b$  міняються місцями. Схема досліду показана на рис. 1.

Отримавши різке перевернуте *збільшене* зображення  $H$  предмета на екрані вимірюють віддаль від предмета до екрана  $L$ . Пересувають лінзу до екрана доти, поки з'явиться різке перевернуте *зменшене* зображення  $H'$  предмета на екрані.

Таким чином, за допомогою однієї і тієї ж лінзи одержують два зображення: одне збільшене, яке знаходиться на відстані  $b$  від лінзи, а друге – зменшене, на відстані  $b' = (b-d)$  від лінзи, де величина  $d$  – зміщення оптичного центру лінзи. Величину  $d$  можна виміряти переміщенням будь-якої точки лінзи.

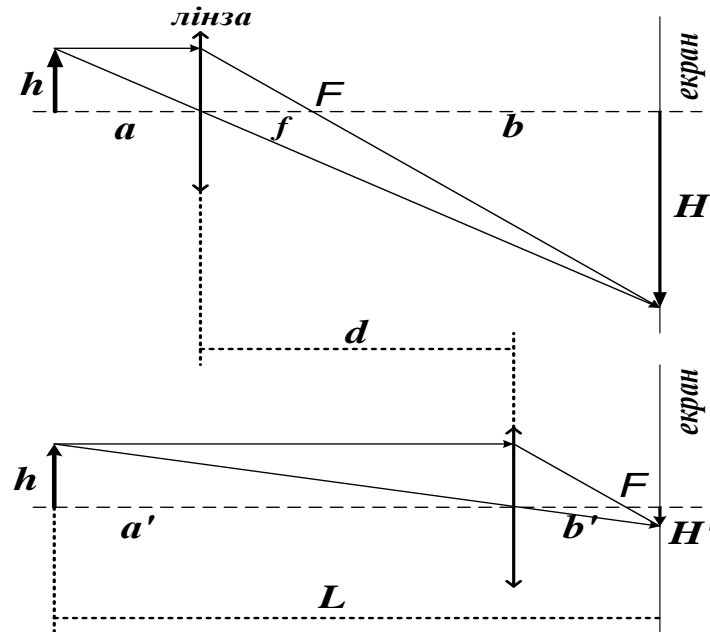


Рис. 1.

З рис. 1 видно, що

$$L = |a| + |b|;$$

$$d = |b| - |a|$$

Звідси знаходимо:

$$|a| = \frac{L-d}{2}; \quad |b| = \frac{L+d}{2} \quad (4)$$

Підставивши (4) у формулу (1) одержимо формулу для розрахунку фокусної відстані лінзи за методом Гауса – Бесселя:

$$f = \frac{L^2 - d^2}{4L} \quad (5)$$

Для визначення фокусної відстані розсіювальної лінзи можна використати метод прямого розрахунку за формулою тонкої лінзи (3). Оскільки розсіювальна лінза не дає дійсного зображення предмета на екрані, треба скористатися уявним предметом (збіжним пучком променів), який отримано від збірної лінзи, розташованої після предмета. Хід променів у такій системі лінз показано на рис. 2.

Зображення  $S'$  предмета  $S$  від збірної лінзи видне на екрані  $E_1$ , коли розсіювальна лінза відсутня. Поставивши між збірною лінзою і екраном  $E_1$  розсіювальну лінзу на деякій відстані  $a$  від екрана, можна отримати дійсне



зображення  $S''$  при новому положенні екрана  $E_2$ , яке знаходиться на відстані  $b$  від розсіювальної лінзи.

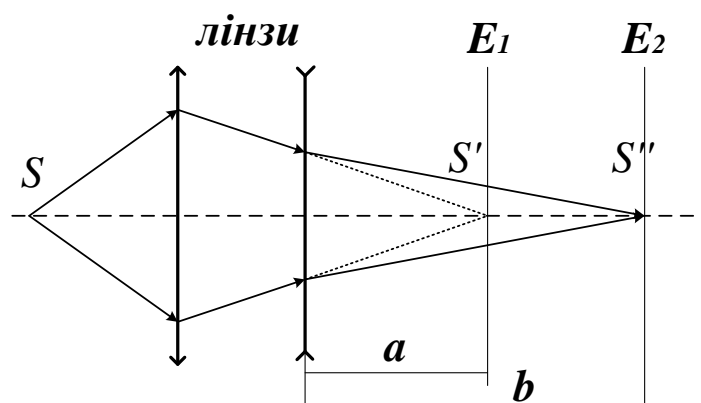


Рис. 2.

Вимірні значення  $a$  і  $b$  дозволяють знайти фокусну відстань розсіювальної лінзи з формули (3):

$$f = \frac{a \cdot b}{a - b} \quad (6)$$

### Порядок виконання роботи

#### Завдання 1: Визначити головну фокусну відстань збірної лінзи

1. Закріпити на рейтерах оптичної лави освітлювач, досліджувану збірну лінзу (№ 8) і екран згідно оптичної схеми рис. 1. Використати всю довжину лави.
2. Ввімкнути освітлювач, предметом буде шкала освітлювача. Переміщуючи лінзу, досягти різкого *збільшеного* зображення шкали на екрані і записати положення лінзи на оптичній лаві.
3. Пересувати лінзу до екрану і одержати нове *зменшене* зображення предмета на тому ж екрані, записати нове положення лінзи.
4. Виміряти величину  $L$  – відстань від шкали освітлювача до екрана.
5. Обчислити величину зміщення лінзи  $a$  як різницю положень лінзи у п.п. 3 і 2.
6. Досліди повторити 3-5 разів. Дані вимірювань занести в таблицю.
7. Обчислити фокусну відстань збірної лінзи за формулою (5).
8. Обчислити похибку вимірювань фокусної відстані за схемою для непрямих вимірювань, наведеною у кінці посібника.
9. Представити результати вимірювань у вигляді:  $f = \bar{f} \pm \Delta f$ .

#### Завдання 2. Визначити головну фокусну відстань розсіювальної лінзи.

Практично легше виконати дане завдання в оберненому порядку до того, який описаний у теоретичних відомостях, почавши з двох лінз.

1. Закріпити на рейтерах оптичної лави освітлювач зі шкалою, збірну (№ 8) та розсіювальну лінзи (№ 13) і екран згідно оптичної схеми рис. 2.

2. Розташувати лінзи так, щоб комбінація лінз була збірною і давала чітке зображення  $S''$  шкали  $S$  на екрані.
3. Виміряти відстань  $b$  від розсіювальної лінзи до зображення  $S''$  на екрані  $E_2$  та відмітити положення цієї лінзи на оптичній лаві.
4. Зняти розсіювальну лінзу і одержати чітке зображення  $S'$  шкали освітлювача на екрані у положенні  $E_1$ , пересуваючи його до збірної лінзи.
5. Виміряти відстань  $a$  від екрана  $E_1$  до місця, де раніше була розташована розсіювальна лінза (п. 3).
6. Дані вимірювань занести в таблицю і визначити фокусну відстань розсіювальної лінзи за формулою (6).
7. Дослід повторити 3-5 разів, змінюючи відстань між лінзами.
8. Обчислити  $f$  для кожного вимірювання окремо, обчислити середнє значення і похибку вимірювань.
9. Представити результати вимірювань у вигляді:  $f = \bar{f} \pm \Delta f$ .

### Контрольні запитання

1. Дати означення лінзи, тонкої лінзи, оптичного центра, оптичної сили, фокусу лінзи. Записати формулу тонкої лінзи.
2. Назвати параметри, які характеризують лінзу.
3. Яку систему називають центрованою оптичною системою? Її характерні точки і площини.
4. Чому рівна оптична сила системи з двох тонких лінз?
5. Побудувати зображення в лінзах.
6. Пояснити суть методів, використаних у завданнях 1 і 2. Вивести формулу (5).

## Лабораторна робота № 13

## МОДЕЛЮВАННЯ І ВИВЧЕННЯ МІКРОСКОПА

Прилади і матеріали: освітлювач зі шкалою, дві короткофокусні збірні лінзи, екран, оптична лава, рейтери.

## Теоретичні відомості

Мікроскоп призначений для розглядання мікроскопічних об'єктів, які людське око не здатне побачити через невелику роздільну здатність. Причиною цього є хвильова природа світла і дифракційна природа зображень, що утворюються лінзою – кристаликом ока, обмеженою у діаметрі діафрагмою – зіницею ока. Людське око здатне роздільно (за критерієм Релея) бачити дві точки, якщо кутова відстань між ними (кут зору) не менше  $1'$ . Із зменшенням віддалі від предмета до ока кут зору збільшується. Однак існує мінімальна віддаль, на якій око здатне різко бачити предмет. Відстань найкращого зору людини складає  $25\text{ см}$  для нормального ока, тому для розглядання дуже дрібних предметів збільшити кут зору можна лише за допомогою мікроскопу.

Найпростіший мікроскоп складається з двох короткофокусних лінз – об'єктива (*Об*) і окуляра (*Ок*), розташованих на одній оптичній вісі. Окуляром є лупа з фокусною відстанню до  $5\text{ см}$ . Фокусна відстань об'єктива, як правило, значно менша. Об'єктив і окуляр закріплені у тубусі, що знаходиться над предметним столиком. Для налаштування чіткого зображення є можливість плавно переміщувати тубус і окуляр.

Щоб отримати не викривлене зображення предмета, у сучасних мікроскопах об'єктив і окуляр складають з декількох лінз, що коригують зображення. Будова оптичного мікроскопа показана на рис. 1.

Хід променів у найпростішому мікроскопі показано на рис. 2.

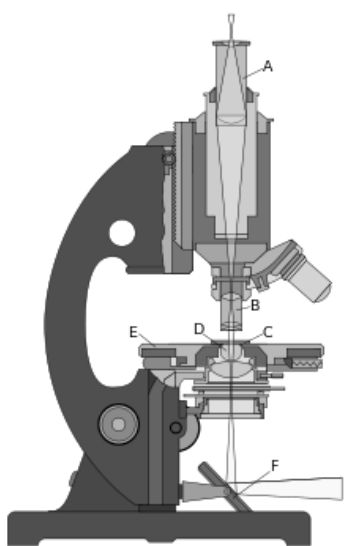


Рис. 1. А – окуляр; В – об'єктив; С – об'єкт; D – конденсор; Е – предметний столик; F – дзеркало.

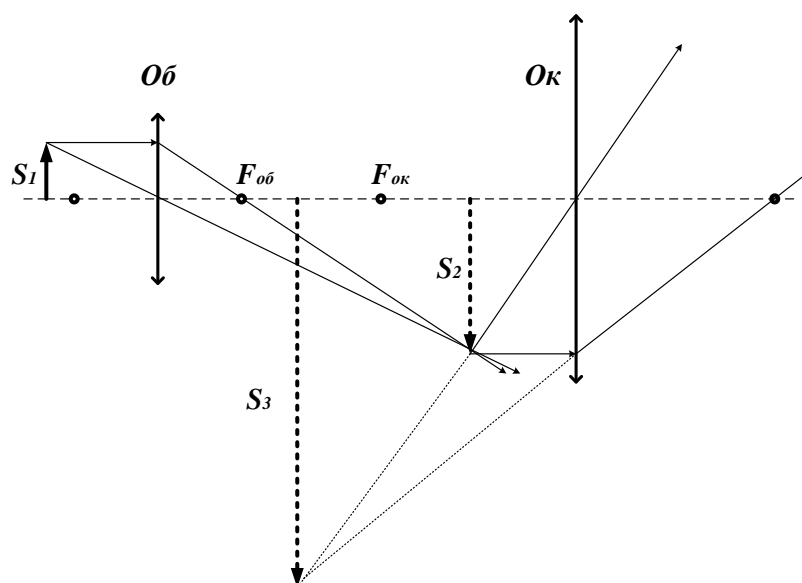


Рис. 2.

Предмет  $S_1$ , розміщується між фокусом та подвійним фокусом об'єктива. Його дійсне зображення  $S_2$ , утворене об'єктивом, розглядається в окуляр як в лупу, тобто віддаль окуляр-зображення  $S_2$  менше фокусної віддалі  $F_{ок}$ . Видиме в окулярі зображення  $S_3$  є уявним і значно збільшеним.

Лінійне збільшення  $U$ , яке дає мікроскоп – це відношення розміру зображення до розміру предмету:

$$U = \frac{S_3}{S_1} \quad (1)$$

Це збільшення можна виразити через збільшення об'єктива  $U_{об}$  і збільшення окуляра  $U_{ок}$ :

$$\Gamma = \Gamma_{об} \cdot \Gamma_{ок}, \quad (2)$$

де збільшення об'єктива рівне 
$$\Gamma_{об} = \frac{S_2}{S_1} \approx \frac{L - F_{ок}}{F_{об}} = \frac{\Delta + F_{об}}{F_{об}} \approx \frac{\Delta}{F_{об}}, \quad (3)$$

а збільшення окуляра 
$$\Gamma_{ок} = \frac{S_3}{S_2} \approx \frac{D}{F_{ок}} \quad (4)$$

Формули (3) і (4) отримані з геометричних міркувань (див. Рис. 2) з урахуванням того, що зображення  $S_2$  повинно знаходитись близько до  $F_{ок}$ , а фокусними відстанями  $F_{об}$  і  $F_{ок}$  можна знехтувати, як малими. Тоді відстань від об'єктива до зображення  $S_2$  буде наближено рівна відстані  $\Delta$  між заднім фокусом об'єктива  $F_{об}$  і переднім фокусом окуляра  $F_{ок}$ :

$$\Delta = L - F_{об} - F_{ок},$$

де  $L$  – відстань між лінзами – об'єктивом і окуляром.

Остаточно збільшення мікроскопу можна знайти за формулою:

$$\Gamma = \frac{D(L - F_{об} - F_{ок})}{F_{об} \cdot F_{ок}} \quad (5)$$

де  $D = 250 \text{ мм}$  - віддаль найкращого зору.

Важливою характеристикою мікроскопу є його роздільна здатність. Це мінімальний розмір  $d$  об'єкта, який можна побачити в даному мікроскопі. Розрахунок роздільної здатності мікроскопа з урахуванням дифракції Фраунгофера на лінзі-об'єктиві і критерію Релея дає таке значення:

$$d \geq \frac{0,5\lambda_0}{n \sin \alpha/2} \quad (6)$$

де  $\lambda_0$  – максимальна довжина хвилі випромінювання, що дає зображення;  $n$  – показник заломлення середовища між предметом і об'єктивом;  $\alpha$  – кутова апертура – це кут найбільшого розкриття променів, які йдуть від центра предмета  $S_1$  на лінзу-об'єктив. Діаметр лінзи  $A$  називають апертурою об'єктива, вона визначає діаметр світлового пучка, що входить у об'єктив (див. Рис. 3).

Добуток  $n \cdot \sin \frac{\alpha}{2}$  називається числовою апертурою об'єктива. Саме ця величина повністю визначає світлосилу та роздільну здатність мікроскопа. Для збільшення числової апертури об'єктива простір між покривним склом і об'єктивом заповнюють імерсійною рідиною. Зазвичай предмет ставлять близько за фокусом об'єктива, тому

$$\sin \frac{\alpha}{2} = \frac{A}{\sqrt{A^2 + 4F_{об}^2}} \quad (7)$$

Тоді формулу (6) можна записати:

$$d = \frac{0,5\lambda_0}{n \cdot A} \sqrt{A^2 + 4F_{об}^2} \quad (8)$$

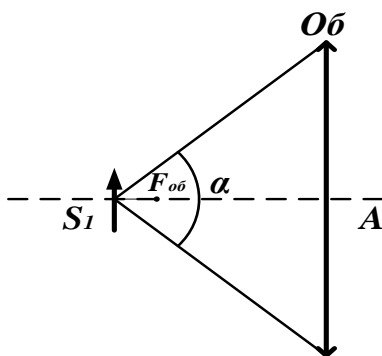


Рис. 3.

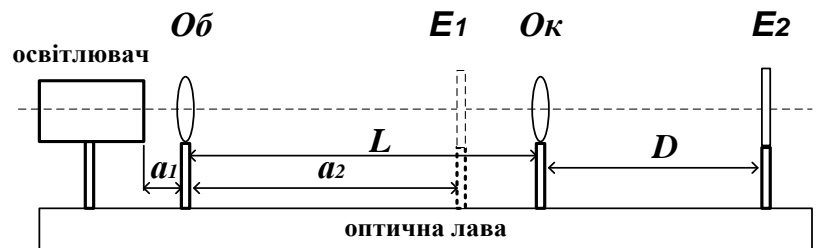


Рис. 4.

### Порядок виконання роботи

У даній роботі досліджується найпростіша модель мікроскопа, яку треба скласти на оптичній лаві з використанням двох короткофокусних лінз: об'єктива (лінза № 2) з фокусною відстанню  $F_{об} = 34$  мм і окуляра (лінза № 4) з фокусною відстанню  $F_{ок} = 86$  мм. Предметом слугуватиме шкала освітлювача, ціна поділки шкали рівна 0,2 мм. У досліджуваній моделі мікроскопа необхідно отримати не уявне, а дійсне зображення предмета на екрані, тому окуляр  $Ок$  треба розмістити так, щоб зображення  $S_2$  знаходилось трохи лівіше його фокуса  $F_{ок}$  (рис. 2), тобто відсунути окуляр від зображення  $S_2$  приблизно на 90 мм.

1. Закріпити на оптичній лаві освітлювач зі шкалою згідно до рис.4.
2. Встановити об'єктив  $Об$  на відстані  $a_1 \approx 35$  мм від шкали освітлювача, а за ним розмістити екран  $E_1$  і добитись чіткого збільшеного зображення  $S_2$  шкали.
3. За  $S_1$  взяти відрізок на шкалі освітлювача ( $S_1 = 2-3$  мм),  $S_2$  – його збільшене зображення на екрані. Виміряти на екрані розмір зображення  $S_2$ , що відповідає розміру предмета, і знайти лінійне збільшення об'єктива за формулою (3):

$$\Gamma_{об} = \frac{S_2}{S_1}.$$

4. Виміряти відстані  $a_1$  і  $a_2$  від об'єктива  $Об$  до шкали і екрана та знайти теоретичне збільшення як відношення  $\Gamma = a_2/a_1$ .
5. Порівняти отримане у досліді значення збільшення з теоретичним значенням  $\Gamma = a_2/a_1$ .
6. За екраном  $E_1$  на відстані  $\delta \geq F_{ок}$  (приблизно 90 мм) встановити лінзу-окуляр  $Ок$ , а екран переставити за окуляр у положення  $E_2$  на відстань  $D = 250$  мм від нього. Розташування усіх елементів оптичної схеми відповідатиме рис. 4.
7. Злегка пересуваючи об'єктив  $Об$ , добитися чіткого зображення шкали на екрані  $E_2$ .
8. За  $S_1$  взяти відрізок на шкалі освітлювача і виміряти на екрані розмір його зображення  $S_3$ .
9. Обчислити збільшення мікроскопа  $\Gamma$  за формулою (4).
10. Виміряти відстань  $L$  між об'єктивом і окуляром і обчислити збільшення мікроскопа за формулою (5).
11. Порівняти дослідне значення збільшення мікроскопа  $\Gamma$  з теоретичним значенням, обчисленим за формулою (5).
12. Обчислити з формули (2) збільшення окуляра  $\Gamma_{ок}$ , скориставшись визначеними величинами збільшень мікроскопа  $\Gamma$  і об'єктива  $\Gamma_{об}$ .
13. Обчислити теоретичне значення  $\Gamma_{ок}$  за формулою (4) та порівняти з п. 10.
14. Виміряти апертуру об'єктива і за формулою (8) оцінити роздільну здатність мікроскопа. Довжину хвилі взяти рівною 0,6 мкм.

### Контрольні запитання

1. Накреслити хід променів у мікроскопі.
2. Вивести формулу (5) збільшення мікроскопа.
3. Як отримати у мікроскопі дійсне зображення предмета? Коли це потрібно?
4. Як обчислити збільшення, що дає лупа?
5. Що називається роздільною здатністю мікроскопа?
6. Як збільшити роздільну здатність?
7. Що таке апертура, кутова апертура, числова апертура об'єктива? На які характеристики мікроскопа вони впливають?

## Лабораторна робота № 14

## МОДЕЛЮВАННЯ І ВИВЧЕННЯ ТЕЛЕСКОПА

Прилади: оптична лава, освітлювач із шкалою, дві довгофокусні (№8, №9) і одна короткофокусна (№11) лінзи, зорова труба з окулярним мікрометром.

## Теоретичні відомості

Телескоп призначений для розглядання віддалених предметів і збільшує кут зору, під яким око людини бачить предмет. Оптична система телескопа складається з довгофокусного об'єктива і короткофокусного окуляра, які розташовані на відстані  $\Delta$ , що рівна сумі їх фокусних відстаней. Це означає, що задній фокус об'єктива і передній фокус окуляра співпадають. Об'єктив  $Ob$ , в якому завжди використовується збірна лінза, утворює дійсне зображення  $S_1$  віддаленого на нескінченність предмета  $S$  у своїй задній фокальній площині. Це зображення  $S_1$  слугує предметом для окуляра  $Ok$ , який діє як лупа і дає уявне зображення  $S_2$  на нескінченності. Такий хід променів називається телескопічним.

В астрономічних телескопах-рефракторах (труба Кеплера) використовують збірні лінзи, тому зображення  $S_2$  перевернуте. Для розглядання віддалених предметів в земних умовах необхідно мати пряме зображення, тому у якості окуляра використовують розсіювальну лінзу, а телескоп називають зоровою або галілеєвою трубою.

Хід променів в астрономічному телескопі показано на рис. 1.

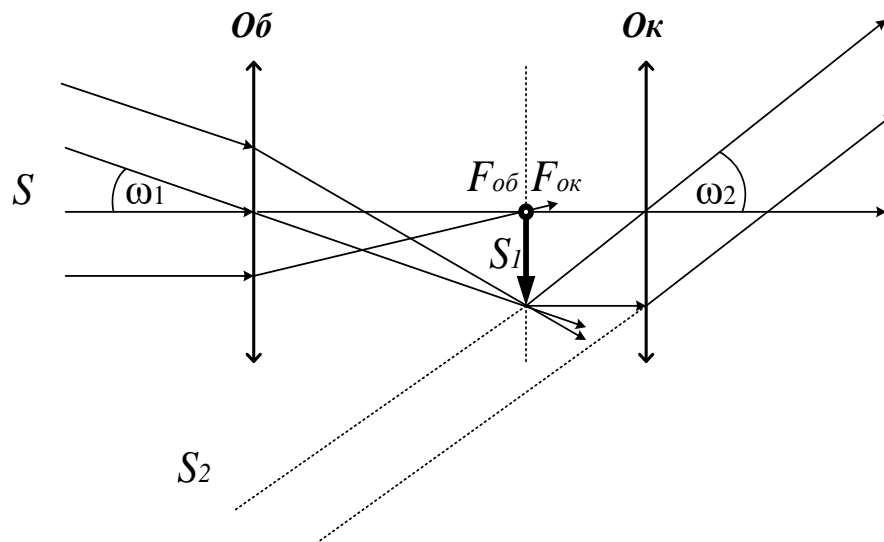


Рис. 1.

При спостереженні предметів за допомогою телескопа кутовий розмір  $\omega_2$  зображення, яке розглядається оком, виявляється значно більшим, ніж кутовий розмір  $\omega_1$  предмета при спостереженні неозброєним оком.

Невеликим переміщенням окуляра до об'єктива можна отримати зображення  $S_2$  на комфортній відстані для ока.

Хід променів в зоровій трубці показано на рис. 2.

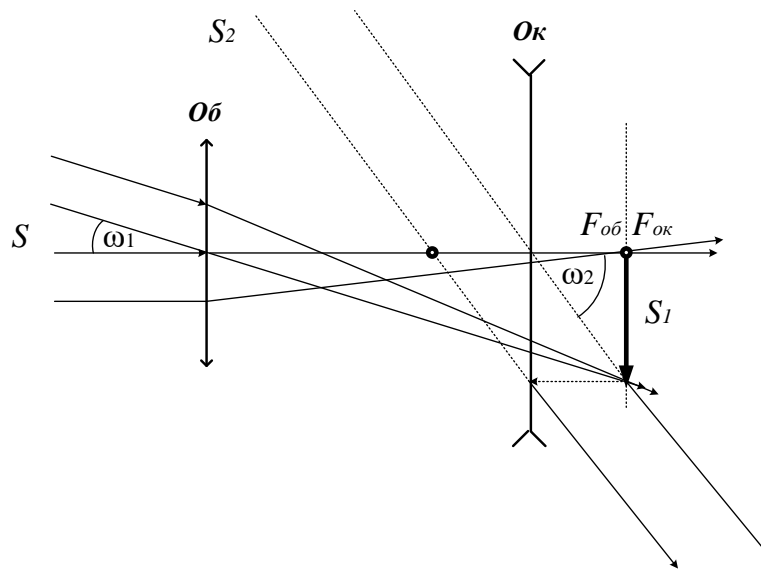


Рис. 2.

Відношення тангенсів кутів зору, під якими видні зображення та предмет, називається збільшенням телескопа:

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\operatorname{tg} \omega_1} \approx \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (1)$$

Наближення у формулі (1) пов'язане з тим, що кути зору для віддалених предметів малі. Тоді збільшення телескопа рівне відношенню кутів зору, виражених у радіанах.

З геометричних міркувань можна переконатися, що збільшення телескопа дорівнює відношенню фокусних віддалей об'єктива і окуляра  $F_{об}$  і  $F_{ок}$ .

$$\gamma = \frac{F_{об}}{F_{ок}} \quad (2)$$

Як будь-який оптичний прилад, телескоп має обмежену роздільну здатність, яка зумовлена фраунгоферовою дифракцією світлових хвиль на вхідному отворі телескопа, зокрема, на оправі лінзи-об'єктива, що має діаметр – апертуру  $D$ . Точкове джерело світла має зображенням світлий кружок, тому мінімальна кутова відстань між точками, що видні окремо (за критерієм Релея) і визначає роздільну здатність, яка рівна:

$$\varphi_{min} = \frac{1,22 \cdot \lambda}{D} \quad (3)$$

### Опис методу

У лабораторних умовах неможливо спостерігати предмети, які знаходяться нескінченно далеко, але такий предмет можна створити, помістивши його у



фокальну площину збірної лінзи. Як відомо, промені від кожної точки, що знаходиться у фокальній площині, виходять зі збірної лінзи паралельними таким чином, неначе точка (і весь предмет) знаходиться у нескінченності. Предметом у роботі слугує шкала освітлювача.

Замість прямого вимірювання кутів зору у роботі застосовано інший метод. Для розглядання шкали використана зорова труба з окулярним мікрометром яка має своє кутове збільшення  $\gamma_{зор}$ . Зафіксуємо це збільшення через кількість поділок окулярного мікрометра, які приходяться на 1 міліметр шкали освітлювача.

Для цього в окулярі зорової труби треба знайти ті поділки, які співпадають на обох шкалах – предметній і окулярній (Рис.3). Далі знайти відрізок  $a$  шкали освітлювача, що знаходиться між співпадаючими поділками (на рис. 3  $a = 6 \cdot 0,2 \text{ мм} = 1,2 \text{ мм}$ , враховуючи, що ціна поділки шкали  $0,2 \text{ мм}$ ). Потім

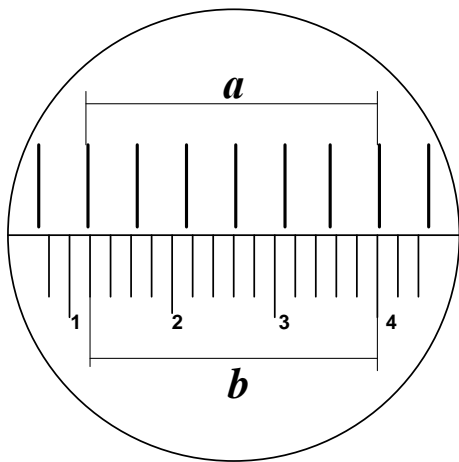


Рис. 3.

знайти кількість поділок шкали окуляра між співпадаючими поділками (на рис. 3  $b = 14$ ). Тоді відношення дає шукану величину для системи освітлювач-лінза-зорова труба (у прикладі  $b/a = 14/1,2 = 11,7 \text{ под/мм}$ ), яка пропорційна збільшенню зорової труби  $\gamma_{зор}$ .

Якщо між лінзою і зоровою трубою встановити модель телескопа (з двох лінз), то кутове збільшення системи зросте і стане рівне  $\gamma_{сист}$ . Воно буде пропорціональне новому більшому відношенню  $(b/a)^*$ , бо зображення предметної шкали розтягнеться завдяки збільшенню кута зору.

Оскільки відстані між усіма елементами оптичної схеми не змінюються, то можна стверджувати, що  $\gamma_{сист} = \gamma_{зор} \cdot \gamma$ , де  $\gamma_m$  – кутове збільшення телескопа.

Тоді

$$\gamma = \frac{(b/a)^*}{(b/a)}. \quad (4)$$

Формула (3) є розрахунковою у даній роботі.

### Порядок виконання роботи

#### Завдання 1. Скласти модель зорової труби та визначити її збільшення

1. Встановити на оптичній лаві освітлювач, довгофокусну лінзу № 8 і зорову трубу з окулярним мікрометром так, щоб їх оптичні вісі співпадали.
2. Переміщуючи лінзу № 8 відносно освітлювача, домогтися, щоб вона працювала як конденсор, тобто промені виходили з неї паралельно. При цьому в зоровій трубі, що настроєна на нескінченність, буде видна шкала освітлювача.
3. Обертаючи окуляр зорової труби домогтись, щоб одночасно чітко були видні шкала освітлювача та шкала окулярного мікрометра.

- Знайти в окулярі співпадаючі поділki на обох шкалах і відрахувати їх кількість  $a$  і  $b$ . Обчислити скільки поділок окулярної шкали припадає на один міліметр шкали освітлювача  $(b/a)$  под./мм.
- Між лінзою № 8 і зоровою трубою розташувати на оптичній лаві модель зорової труби, яка складається з довгофокусної лінзи-об'єктива № 9 і короткофокусної лінзи-окуляра № 11 як показано на рис. 4.

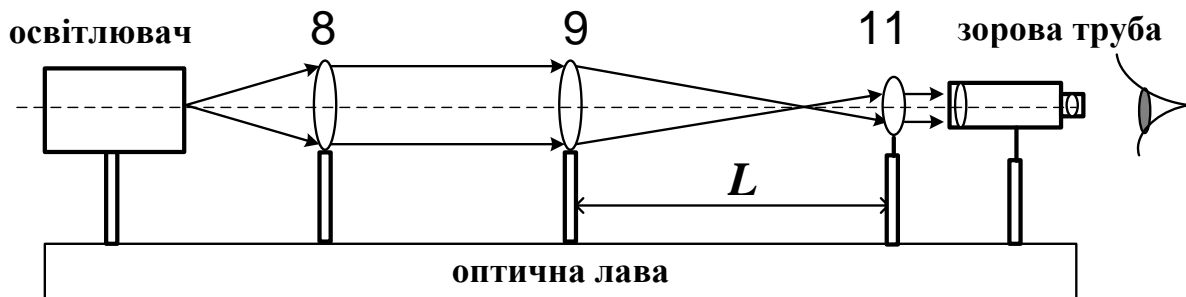


Рис. 4.

- Змінюючи відстань між лінзами № 9 і № 11, домогтись, щоб у зорову трубу знову була видна масштабна шкала освітлювача. При цьому хід променів в моделі зорової труби (9,11) буде телескопічним, тобто падаючий на об'єктив (№ 9) паралельний пучок променів виходить з окуляра (№ 11) теж паралельним. Це буде тоді, коли задній фокус об'єктива співпадає з переднім фокусом окуляра, що характерне для телескопа.
- Знову знайти в окулярі співпадаючі поділki на обох шкалах і відрахувати їх кількість  $a^*$  і  $b^*$ . Обчислити скільки поділок окулярної шкали припадає на один міліметр шкали освітлювача  $b^*/a^* = (b/a)^*$  под./мм. Якщо працює модель зорової труби, то тепер відношення  $(b/a)^*$  буде більшим, ніж у п. 4.
- Знайти збільшення моделі зорової труби за формулою (4).
- Повторити дослід 3-5 разів, Знайти середнє значення збільшення телескопа та похибку вимірювань збільшення.
- Представити результат у вигляді:  $\gamma = \bar{\gamma} \pm \Delta\gamma$ .

### Завдання 2. Обчислити фокусні відстані об'єктива і окуляра моделі телескопа

- Виміряти відстань  $L$  між об'єктивом і окуляром моделі зорової труби.
- Користуючись формулою (2) збільшення телескопа та тією властивістю телескопа, що відстань між об'єктивом і окуляром рівна сумі їх фокусних відстаней:  $F_{об} + F_{ок} = L$ , обчислити фокусні відстані об'єктива і окуляра.

### Завдання 3. Обчислити роздільну здатність моделі телескопа.

- Виміряти апертуру  $D$  об'єктива (№ 9) і обчислити роздільну здатність моделі телескопа за формулою (3). Взяти  $\lambda = 0,6\text{мкм}$ .

### **Контрольні запитання**

- Накреслити хід променів у телескопах Галілея і Кеплера.
- Що називають збільшенням телескопа і від чого воно залежить?
- Що називають роздільною здатністю телескопа?

## Лабораторна робота № 15

**ВИВЧЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА**

Прилади і матеріали: освітлювач, поляроїди, дзеркало діелектричне, фотоелементи та мікроамперметр з комплекту ЕСФЕ-1 «Оптика», кристал ісландського шпату, діафрагми різного діаметра, оптична лава, штатив.

**Теоретичні відомості**

Згідно з електромагнітною теорією світлові хвилі, що їх випромінюють джерела світла, є електромагнітними поперечними хвилями. При взаємодії світла з речовиною змінне електричне поле світлової хвилі впливає на рух електронів в атомах і молекулах речовини, тоді як вплив магнітного поля незначний. Тому в процесі взаємодії світла з речовиною головну роль відіграє вектор напруженості електричного поля  $E$ .

Світло, в якому коливання вектора  $E$  відбувається хаотично в усіх напрямках, перпендикулярних до променя, називається природним. Якщо зміна орієнтації вектора  $E$  у просторі відбувається за певним порядком, то світло є поляризованим. Розрізняють плоско- та еліптично поляризоване світло, зокрема, поляризоване по колу.

Світлові хвилі, в яких поперечні коливання електричного вектора відбуваються в одній площині, називаються плоскополяризованими. Площина, в якій відбуваються коливання електричного вектора називається площиною поляризації.

Для отримання та аналізу плоскополяризованого світла застосовують пристрої – поляризатори (зокрема, поляроїдні плівки). Основна властивість поляризаторів та, що вони пропускають лише такі хвилі, у яких вектор  $E$  співпадає з їхньою площиною поляризації ( $PP$  на рис.1.).

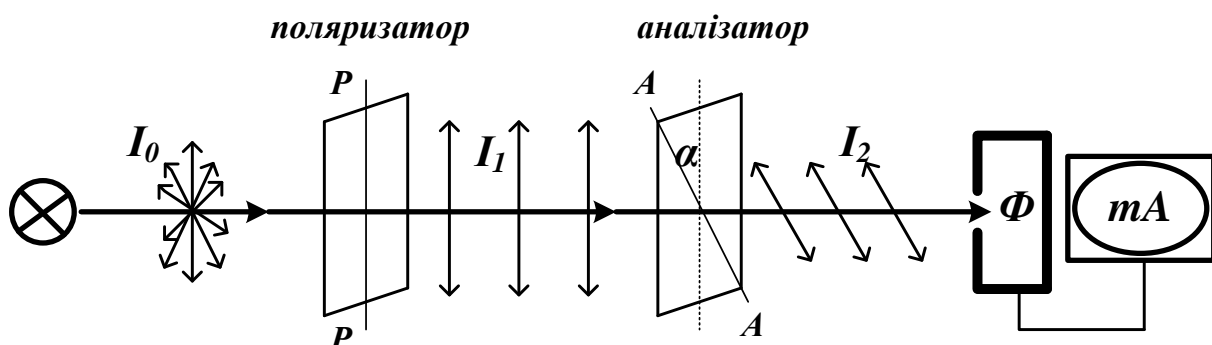


Рис. 1.

Якщо розташувати послідовно за джерелом світла два поляроїди (рис. 1), то перший поляроїд називають поляризатором (з нього виходить плоскополяризоване світло), причому вектор  $E$  коливається вздовж напрямку вісі поляроїда  $PP$ ). Другий поляроїд називають аналізатором, він дозволяє виявити поляризоване світло, оскільки людське око не розрізняє природне і

поляризоване світло. Після аналізатора коливання вектора  $E$  відбувається вздовж напрямку  $AA$ ).

За законом Малюса інтенсивність світла  $I_2$ , яке проходить через аналізатор, пропорційна квадрату косинуса кута  $\alpha$  між площинами поляризатора і аналізатора ( $PP$  і  $AA$ ):

$$I_2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha = 0,5 \cdot I_0 \cdot \cos^2 \alpha \quad (1)$$

де  $I_0$  - інтенсивність природного світла,  $I_1$  - інтенсивність світла, що виходить з поляризатора,  $I_2$  - інтенсивність світла, що виходить з аналізатора.

Якщо площини аналізатора  $AA$  і поляризатора  $PP$  перпендикулярні ( $\alpha = 90^\circ$ ), то говорять, що поляризатор і аналізатор схрещені (встановлені на гасіння світла). Коли ж  $\alpha = 0^\circ$ , то інтенсивність світла, що проходить через поляризатора, буде максимальною. Для будь-якого іншого кута  $\alpha$  інтенсивність світла буде визначатись згідно (1).

Формула (1) дійсна тільки для ідеальних поляризаторів. Речовина реальних поляризаторів поглинає деяку частину світла. Тоді формула (1) буде мати вигляд:

$$I_2 = 0,5 \cdot K_1 \cdot K_2 \cdot I_0 \cdot \cos^2 \alpha \quad (2)$$

де  $K_1$  і  $K_2 < 1$  – коефіцієнти пропускання світла речовиною поляризатора і аналізатора.

$$I_1 = 0,5 \cdot K_1 \cdot I_0 \quad (3)$$

$$I_2 = K_2 \cdot I_1 \cdot \cos^2 \alpha \quad (4)$$

З формул Френеля, що описують заломлення і відбивання плоскополяризованого світла від діелектрика, слідує, що коли відбитий і заломлений промені перпендикулярні ( $\alpha + \beta = 90^\circ$ ), у відбитому світлі повністю відсутні коливання вектора  $E$  в площині падіння променя, тобто відбите світло є повністю поляризованим у площині, перпендикулярній площині падіння (Рис.2).

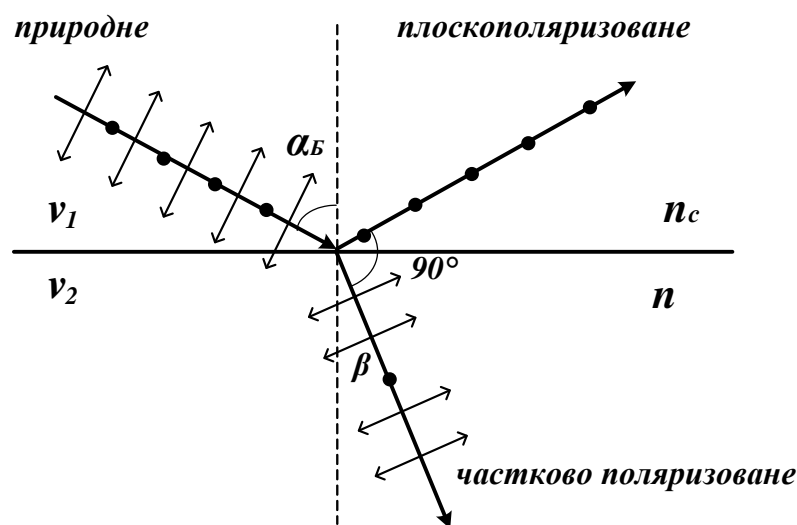


Рис. 2.

Це явище пояснюється взаємодією первинної світлової хвилі з електронами речовини і створенням вторинної хвилі електронами, що коливаються (диполями).

В напрямку вісі диполя інтенсивність випромінювання дорівнює нулю, в перпендикулярному – максимальна. Якщо заломлений і відбитий промені складають кут  $\alpha + \beta = 90^\circ$ , то у відбитому промені будуть повністю відсутні коливання вектора  $E$ , що відбуваються в площині падіння, світло повністю поляризоване.

У відбитому промені коливання вектора  $E$  будуть відбуватись тільки в площині, перпендикулярній малюнку (ці коливання показані крапками), тобто відбитий промінь при певному куті падіння  $\alpha_B$  буде повністю поляризований. Кут  $\alpha_B$  називається кутом повної поляризації або кутом Брюстера, який можна одержати з закону заломлення світла:

$$\frac{\sin \alpha_B}{\sin \beta} = \frac{\sin \alpha_B}{\sin(90^\circ - \alpha_B)} = \operatorname{tg} \alpha_B = \frac{n}{n_c} \quad (5)$$

де  $n$  – коефіцієнт заломлення діелектрика,  $n_c$  – коефіцієнт заломлення середовища, в якому розміщений цей діелектрик.

Заломлений промінь буде частково поляризований. Для повної поляризації його пропускають через декілька плоскопаралельних пластинок діелектрика, наприклад, скляних (стопа Столетова).

Явище подвійного променезаломлення полягає у роздвоєнні променя на виході з анізотропного середовища. Анізотропним середовищем називається середовище, фізичні властивості якого в різних напрямках різні. Анізотропними є кристали не кубічної структури, наприклад, кристали кварцу і ісландського шпату.

У одновісних кристалах існує напрямок  $O_1O_2$ , який називають віссю кристала. В цьому напрямку промені не розділяються. Будь-який напрямок в кристалі, паралельний до  $O_1O_2$  також є оптичною віссю кристала. Головний переріз кристала – це площина, що включає оптичну вісь і падаючий промінь.

В таких кристалах природний промінь поділяється на два променя (рис. 3). Промінь  $o$  називається звичайним променем. Цей промінь лежить у площині падіння і швидкість його в кристалі не залежить від напрямку. Показник заломлення кристала  $n_o$  для звичайного променя не залежить від напрямку поширення. Для звичайного променя:

$$n_o = \frac{c}{v_o} = \operatorname{const}$$

Промінь  $e$  називається незвичайним променем. Він не лежить у площині падіння і для незвичайного променя швидкість поширення і показник заломлення залежать від напрямку хвилі у кристалі, тобто фактично від кута падіння променя на кристал:

$$n_e(\alpha) = \frac{c}{v_e(\alpha)}$$

де  $v_o$  - швидкість звичайного променя,  $v_e$  - швидкість незвичайного променя. Обидва промені, що вийшли з кристала, будуть паралельні і поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. Коливання вектора  $E$  в промені  $e$  відбувається в площині головного перерізу кристала, а в промені  $o$  - в площині, перпендикулярній головному перерізу. Інтенсивності обох променів однакові.

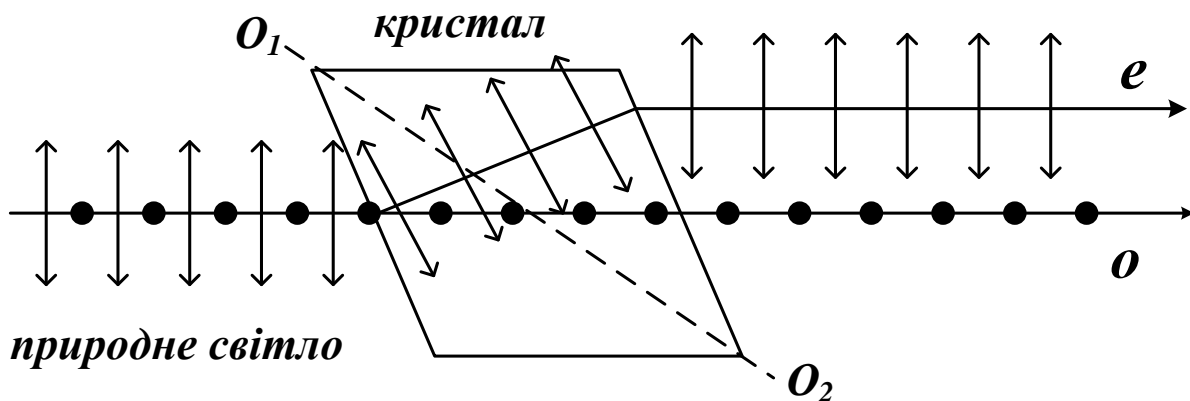


Рис. 3.

Звичайний і незвичайний промені когерентні, оскільки є складовими одного променя, що падає на кристал. При певних умовах можна спостерігати інтерференцію поляризованих променів. Для цього 1) промені повинні накладатися та 2) площини поляризації променів повинні бути паралельні для отримання найкращої інтерференційної картини (якщо площини перпендикулярні, то інтерференція відсутня). Створити відповідні умови можна так:

- 1) вирізати кристал так, щоб його поверхня була паралельна до осі кристала;
- 2) направити промінь на кристал так, щоб він був перпендикулярний до поверхні кристала (і вісі  $O_1O_2$ ). Тоді промені не розділяються у просторі, а між ними виникає оптична різниця ходу

$$\Delta r = d(n_o - n_e),$$

де  $d$  – товщина кристалу;

- 3) розмістити за кристалом аналізатор, після якого вектори  $E$  обох хвиль будуть знаходитись в одній площині  $AA$ . На екрані за аналізатором буде видна кольорова інтерференційна картина.

### Порядок виконання роботи

#### Завдання 1. Перевірити справедливість закону Малюса.

1. На оптичній лаві співосно розмістити освітлювач і фотоелемент, з'єднаний з мікроамперметром. Відрегулювати інтенсивність світла та відстань до фотоелемента так, щоб фотострум був 90-100 поділок шкали. Записати величину фотоструму  $I_0$ .
2. Розмістити поляризатор на оптичній лаві між освітлювачем і фотоелементом та виміряти величину фотоструму  $I_1$ . Обчислити коефіцієнт пропускання  $K_1$  з формули (3). Обертаючи поляризатор

- навколо його вісі впевнитися в незалежності фотоструму від кута повороту.
3. Між поляризатором і фоторезистором розмістити співосно другий поляроїд – аналізатор. Встановити на його лімбі  $0^\circ$ . Обертаючи поляризатор навколо осі, отримати максимальний фотострум на мікроамперметрі. Це і буде  $\alpha=0^\circ$  між площинами поляризації аналізатора і поляризатора. З формули (4) знайти  $K_2$ .
  4. Обертаючи аналізатор на  $360^\circ$  за годинниковою стрілкою, знайти значення фотоструму  $I_2$  через кожні  $10^\circ$ .
  5. Зробити аналогічні виміри фотоструму  $I_2$ , обертаючи аналізатор у зворотному напрямку на  $360^\circ$ .
  6. Знайти середнє значення фотоструму  $\overline{I_2}$  для кожного кута  $\alpha$  та побудувати графік залежності  $\overline{I_2}(\alpha)$  середнього значення фотоструму для кожного кута повороту аналізатора.
  7. Весь цикл вимірів можна провести при нерухомому аналізаторі, обертаючи поляризатор.

Завдання 2. Визначити кут Брюстера при відбиванні світла від чорного дзеркала.

1. Встановити на оптичній лаві освітлювач, поляризатор та діелектричне дзеркало з фотоелемент, який з'єднаний з мікроамперметром.
2. Для комфортної роботи зробити невелику яскравість освітлювача. Обертаючи дзеркало навколо вертикальної осі, досягти мінімальної освітленості. Обертанням поляроїда мінімізувати освітленість додатково.
3. Спостерігач повинен розміститись так, щоб бачити освітлювач своїм оком у центрі дзеркала. Не зрушуючи дзеркала повернути фотоелемент і поставити його на лінію зору так, щоб він закрит зображення джерела світла. По лімбу діелектричного дзеркала відмітити положення фотоелемента – це буде кут Брюстера, при якому значення фотоструму мінімальне, а поляризація максимальна (повна).

Завдання 3. Спостерігати подвійне променезаломленні у кристалі ісландського шпату. Визначити звичайний і незвичайний промені та їх площини поляризації.

1. Зібрати на штативі установку, починаючи знизу: діафрагма з точковим отвором, кристал ісландського шпату, аналізатор у оправі з градусною шкалою.
2. Покласти на ніжку штатива лист білого паперу і яскраво його освітити.
3. Подивитись спочатку без аналізатора ( $A$ ) крізь кристал ( $K$ ) ісландського шпату на найменший отвір в діафрагмі ( $D$ ).
4. Обертаючи кристал на  $360^\circ$ , переконатись, що промінь на осі діафрагми залишається нерухомим, а другий промінь описує навколо нього коло.

5. Поставити аналізатор ( $A$ ) і, обертаючи його, переконатись, що обидва промені зникають по черзі. Виміряти кутовий інтервал між зникненнями променів.
6. Пояснити, який промінь є звичайним, а який незвичайним.
7. Пояснити, як поляризовані обидва промені.
8. Пояснити, як зорієнтована вісь кристала відносно його поверхні.

Завдання 4. Спостерігати явище інтерференції поляризованих променів.

1. Зібрати на штативі установку, починаючи знизу: поляризатор, діафрагма з максимальним отвором, кристал ісландського шпату, аналізатор у оправі з градусною шкалою.
2. Освітити лист білого паперу на ніжці штатива.
3. Покласти на діафрагму целофанові плівки різної товщини і спостерігати через аналізатор зміну інтерференційної картини при обертанні аналізатора.
4. Замінити плівки різними прозорими тілами: лінійкою, корпусом кулькової ручки, предметами з шкільного набору по поляризації. Пояснити видиму картину.

### Контрольні запитання

1. Яке світло називається поляризованим?
2. Чим воно відрізняється від природного?
3. Що розуміють під площиною поляризації?
4. Сформулюйте закон Брюстера.
5. Сформулюйте закон Малюса і дайте малюнок до нього.
6. Поясніть одержаний графік залежності середнього значення фотоструму від кута повороту між площинами аналізатора і поляризатора.
7. Опишіть явище подвійного променезаломлення.



## Лабораторна робота № 16

## ДОСЛІДЖЕННЯ АБСОРБЦІЙНИХ СКЛЯНИХ СВІТЛОФІЛЬТРІВ

Прилади і матеріали: монохроматор УМ-2, набір скляних світлофільтрів на поворотному диску, освітлювач, вольтметр ВЗ-38 (або мікроамперметр М 242), фотоелемент.

## Теоретичні відомості

Електронна теорія дисперсії світла показує, що показник заломлення середовища є величина комплексна. Це означає, що при поширенні плоскої світлової хвилі у даному середовищі крім фази змінюється і амплітуда хвилі. Якщо зміна фази приводить до різних значень швидкостей поширення хвилі у даному середовищі та вакуумі, то зміна амплітуди приводить до зміни інтенсивності хвилі, тобто до поглинання.

Поглинання світла у прозорому середовищі описується законом Бугера – Ламберта:

$$I_x = I_0 e^{-\mu x}, \quad (1)$$

де  $I_x$  - інтенсивність світла, яке пройшло шар поглинання  $x$ ,  $I_0$  - інтенсивність падаючого світла,  $\mu$  - лінійний коефіцієнт поглинання. З формули (5.1) можна знайти коефіцієнт поглинання:

$$\mu = \frac{\ln I_0 - \ln I}{l}, \quad (2)$$

де  $x = l$  – відома товщина шару поглинання.

Для однорідного середовища  $\mu$  не залежить від  $x$  та  $I_x$ , а залежить від хімічної природи середовища та довжини падаючої хвилі. Це означає, що поглинання світла носить селективний (вибірковий) характер, чим і пояснюється різний колір поглинаючих середовищ. Графік залежності  $\mu(\lambda)$  називають *спектром поглинання* світла речовиною. Середовище, яке не поглинає світло всіх довжин хвиль у видимій частині оптичного діапазону, називають *абсолютно прозорим*.

При вирішенні багатьох задач практичної спектроскопії виникає потреба виділення вузьких інтервалів довжин хвиль. Це можна зробити за допомогою світлофільтрів. *Світлофільтрами* називають прилади, що змінюють спектральний склад або енергію падаючого на них світла без зміни форми фронту хвилі.

До основних характеристик світлофільтрів належать: а) *спектральна ширина*  $2\Delta\lambda$ , що дорівнює ширині спектрального інтервалу, на границях якого інтенсивність дорівнює половині інтенсивності у максимумі смуги пропускання; б) *прозорість*  $I_{max}/I_0$  - відношення інтенсивності світла, що проходить через світлофільтр в максимумі смуги пропускання, до інтенсивності падаючого світла; в) *довжина хвилі*  $\lambda_{max}$  - довжина хвилі, на яку припадає максимум інтенсивності світла, що проходить через світлофільтр; г) *оптична*

густина  $D$  — величина, яка характеризує послаблення оптичного випромінювання і дорівнює:

$$D = \lg \frac{I_0}{I_x}$$

(3)

Світлофільтр називають *нейтральним*, якщо його оптична густина не залежить від довжини хвилі. У більшості випадків світлофільтри використовують для виділення вузької спектральної області в одиниці нанометрів. Найкращі монохроматичні світлофільтри мають ширину смуги пропускання  $0,1 \text{ нм}$ , але інтенсивність світла, що проходить, для них надзвичайно мала.

Визначення названих характеристик світлофільтрів можна здійснити за допомогою універсального монохроматора УМ-2.

На рис. 1 наведена принципова оптична схема приладу Монохроматор УМ-2, що використовують для виділення монохроматичних ділянок спектра в області оптичного діапазону  $380\text{-}1000 \text{ нм}$ . Світло від джерела 1 проходить через коліматорний конденсор 2, освітлюючи вхідну щілину 3, розташовану у фокусі об'єктива коліматора 5. Після об'єктива паралельний пучок світла проходить через диспергуючу систему призм 4, яка розкладає світло у спектр. У ролі диспергуючої системи в монохроматорі УМ-2 використовується збірна призма Аббе, що складається із частин  $a$ ,  $b$  з важкого флінту марки ТФ-3 та частини  $c$  з крону.

Якість зображення спектра на вихідній щілині досягається виконанням умови мінімуму відхилення пучків з різною довжиною хвилі при їх проходженні через систему призм. Об'єктив зорової труби 6 дає зображення щілини 3 у своїй фокальній площині, яка збігається з місцем розташування вихідної щілини 8. Інтенсивність світла реєструється фотоелементом 9, що з'єднаний з мікроамперметром. Монохроматор закріплений на масивній опорі у вигляді рейок, на яких закріплюються джерела світла, допоміжні оптичні пристрої, приймачі світлових потоків.

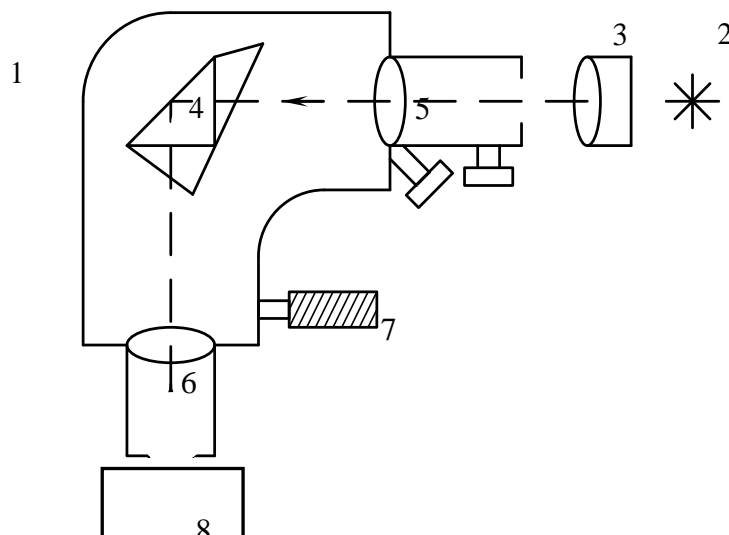


Рис. 1.

Вхідна та вихідна щілини регулюються за допомогою мікрометричного гвинта і для юстування приладу мають бути розкриті на 1-2 мм. У фокальній площині об'єктива 6 зорової труби закріплено спеціальний орієнтир у вигляді непрозорого вістря, відносно якого визначаються положення певних спектральних ліній. Відліковим пристроєм приладу є барабан 7, з'єднаний з диспергуючою системою. При обертанні барабана обертається вся система призм і здійснюється переміщення спектра у площині вихідної щілини. Відліковий барабан має спіральну шкалу з цифровими поділками від 0 до 3500°. Ціна малої поділки шкали 2°. При повороті барабана на одну поділку (2°) система призм обертається на 20". Відлік здійснюється відносно рухомого покажчика. При роботі монохроматора використовується ртутна лампа ДРШ з тиском парів  $5 \cdot 10^7$  Па та високою напругою живлення, тому слід строго дотримуватись правил техніки безпеки.

### Порядок виконання роботи

#### Завдання 1. Градувати шкалу барабана монохроматора.

1. Ртутну лампу розташувати поблизу коліматора монохроматора. За допомогою допоміжної лінзи домогтися рівномірного освітлення площі щілини.
2. Поставити відліковий барабан в середнє положення та за допомогою окуляра і мікрометричних гвинтів щілин дістати чітке та різке зображення вхідної щілини.
3. Спектральні лінії, які спостерігаються в окулярі, сумістити з орієнтиром і зняти покази на відліковому барабані. Спостереження спочатку виконувати від червоних ліній до фіолетових, а потім у зворотному напрямі. За одержаними даними обчислити середнє значення показів по барабану для кожної спектральної лінії.
4. При спостереженні фіксувати всі лінії, записуючи їх зображення та відносну інтенсивність. Користуючись таблицею довжин хвиль у спектрі ртуті (або неону чи гелію), побудувати на міліметровому папері залежність  $\alpha = f(\lambda)$ , тобто градуувальну криву монохроматора.

#### Завдання 2. Визначити параметри скляних абсорбційних світлофільтрів.

1. Для визначення параметрів світлофільтрів на лаву монохроматора встановити повзунок з рамкою для світлофільтра. На вихідну трубу замість окуляра встановити детектор випромінювання (фотоелемент) та підключити його до вимірювального приладу (мікроамперметр М 242).
2. За допомогою допоміжної лінзи домогтися рівномірного освітлення площі вхідної щілини від джерел світла з суцільним спектром (освітлювач).
3. Помістити в рамку для світлофільтра зразок прозорого скла товщиною, що дорівнює товщині світлофільтрів. Виміряти для нього залежність  $I_0 = f(\lambda)$ .

4. Вимірювання робити через кожні  $100^\circ$  по шкалі барабана від  $600^\circ$  до  $3000^\circ$ . Дані занести в таблицю:

№	Кут барабана, $\alpha^\circ$	$\lambda$ , нм	$I_0$ , відн. од.	$I_1$ , відн. од.	$\mu_1, (M^{-1})$	$I_2$ , відн. од.	$\mu_2, (M^{-1})$

5. Замінити зразок прозорого скла по черзі двома світлофільтрами №1 (КС13) і №2 (ОС5). Виконати вимірювання відповідно до п. 3. При цьому значення інтенсивності  $I_i$  світла, яке пройшло світлофільтри, буде пропорційне фотоструму, який показує вимірювальний прилад, тому можна вважати величину фотоструму інтенсивністю світла у відносних одиницях (відн. од.). Дані занести в таблицю.
6. Побудувати графіки  $I_1 = f(\lambda)$  та  $I_2 = f(\lambda)$  і обчислити по графіку параметри світлофільтрів:  
*спектральну ширину  $2\Delta\lambda$ ;*  
*прозорість  $T = \frac{I_{max}}{I_0}$ ;*  
*довжину хвилі  $\lambda_{max}$ ;*  
*оптичну густину  $D$  за формулою (3).*
7. Виміряти товщину світлофільтрів  $x = l$  та обчислити коефіцієнти поглинання  $\mu$  різних довжин хвиль за формулою (5.2) для кожного світлофільтра. Дані занести в таблицю.
8. Побудувати спектри поглинання для двох світлофільтрів  $\mu_1(\lambda)$  та  $\mu_2(\lambda)$ .

### Контрольні запитання

1. Пояснити поняття нормальної та аномальної дисперсії речовини.
2. Пояснити залежність  $n(\lambda)$  на основі класичної електронної теорії речовини.
3. Що таке оптичний спектр і які типи спектрів бувають?
4. Чим зумовлене поглинання світла речовиною?
5. Чим пояснюється колір тіл?
6. Назвіть характеристики світлофільтрів.
7. Порівняйте результати дослідження з табличними значеннями характеристик світлофільтрів.

## Лабораторна робота № 17

## ВИЗНАЧЕННЯ ЗАЛОМЛЮЮЧОГО КУТА І ДИСПЕРСІЇ СКЛЯНИХ ПРИЗМ ЗА ДОПОМОГОЮ ГОНІОМЕТРА

Прилади і матеріали: гоніометр ГС-5, трикутна призма, ртутна лампа ПРК-4.

### Теоретичні відомості

Явище дисперсії світла пов'язане із залежністю показника заломлення речовини від частоти світла, що в ній поширюється  $n(\omega)$ . В експериментальних дослідженнях частіше використовують залежність від довжини світлової хвилі  $n(\lambda)$ , а дисперсією речовини називають величину  $dn/d\lambda$ . Для прозорих безбарвних речовин дисперсія  $dn/d\lambda < 0$  – це нормальна дисперсія, при якій показник заломлення речовини зменшується з ростом  $\lambda$ . Якщо  $dn/d\lambda > 0$ , то дисперсію називають аномальною, вона спостерігається в області довжин хвиль, які поглинаються даною речовиною.

Явище дисперсії світла наочно спостерігається при проходженні пучка білого світла через трикутну призму. Вперше цей дослід провів І. Ньютон.

Якщо на одну з граней призми падає біле світло, то в призмі пучок розділяється внаслідок різних значень показника заломлення для променів різного кольору (рис. 1.). Значення показника відрізняються лише на доли процента, але ефект підсилюється при заломленні на другій грані призми. Якщо екран встановлений на достатньо великій відстані, то на ньому спостерігається широкий неперервний спектр. Червоний промінь має найменший кут відхилення  $\delta_c$ , а фіолетовий – найбільший  $\delta_\phi$ . Решта променів видимого спектру розташовані між ними.

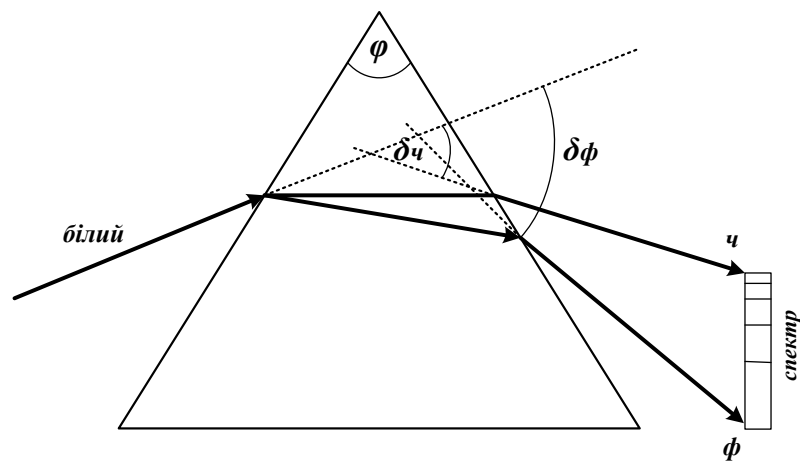


Рис.1.

Можна показати, що при симетричному розташуванні вхідного та вихідного променів відносно основи призми або, що те саме, при паралельності ходу променя в призмі по відношенню до її основи, кут  $\delta$  має деяке мінімальне значення, яке називається кутом найменшого відхилення.

Звичайно, для променів різного кольору кут  $\delta$  також має різні значення. Показник заломлення речовини призми для даного кольору (даної довжини хвилі) можна виразити через заломлюючий кут призми  $\varphi$  і кут найменшого відхилення променя  $\delta$  такою формулою:

$$n \cdot \sin \frac{\varphi}{2} = \sin \frac{\varphi + \delta}{2} \quad (1)$$

ця формула легко виводиться з геометричних міркувань (див. лаб. роботу №11).

Кутовою дисперсією призми називають величину  $d\delta/d\lambda$ , яка характеризує кутову відстань між двома променями, що відрізняються на одиницю довжини хвилі, вона вимірюється у  $рад/м$  та кратних одиницях  $рад/нм$ ,  $рад/А^\circ$ .

Знайти кутову дисперсію можна про диференціювавши формулу(1) по  $\lambda$ :

$$\frac{dn}{d\lambda} \cdot \sin \varphi = \frac{1}{2} \cos \frac{\varphi + \delta}{2} \cdot \frac{d\delta}{d\lambda},$$

звідки

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\varphi + \delta}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (2)$$

Для правильної трикутної призми з заломлюючим кутом  $\varphi = 60^\circ$  кутова дисперсія визначається так:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{1}{\sqrt{1 - n^2 / 4}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}. \quad (3)$$

Наявність кутової дисперсії в призмах дозволяє використовувати їх як спектральний прилад при дослідженні оптичного випромінювання. На відміну від кутової дисперсії дифракційних ґраток, кутова дисперсія призм не є рівномірною по довжині хвилі: короткохвильова частина спектру (фіолетово-синя) більш розтягнута порівняно з довгохвильовою (червоною).

У даній роботі необхідно визначити залежність  $n(\lambda)$  для оптичного скла «крон», з якого зроблена призма. Для цього використовують ртутну лампу, для якої відомі довжини хвиль, що вона випромінює (див. таблицю). Показник заломлення можна обчислити з формули (1), якщо виміряти заломлюючий кут призми  $\varphi$  та кут найменшого відхилення  $\delta$  для кожної довжини хвилі.

### Опис приладу

Гоніометр служить для точного вимірювання кутів і застосовується в оптичних лабораторіях. За допомогою гоніометра можна визначити заломлюючі кути призми, параметри дифракційних решіток, вимірювати

довжини хвиль спектральних ліній та інше. Загальний вигляд гоніометра ГС-5 показано на рис. 2.

Гоніометр складається з зорової труби 1, маховичка фокусування 2, навідного гвинта 3, кришки об'єктива 4, обертового столика 5 для досліджуваних об'єктів, гвинтів нахилу 6 та повороту столика 7, відлікового мікроскопа 8, окуляра 9, маховичка відлікового мікроскопа 10. Зорова труба закріплена на рухомій частині приладу – алідаді (11) і обертається разом з нею навколо вертикальної вісі. За допомогою гвинтів 12 здійснюється точне суміщення спектральних ліній з центром окулярної сітки.

Коліматор гоніометра має вхідну щілину 13, ширина якої регулюється мікрометричним гвинтом 14 і формує паралельний пучок променів від джерела світла, яким є ртутна лампа в захисному кожусі. Вмикання гоніометра в мережу 220 В відбувається тумблером "сеть" 15. Ртутна лампа ПРК-4 вмикається від блоку живлення.

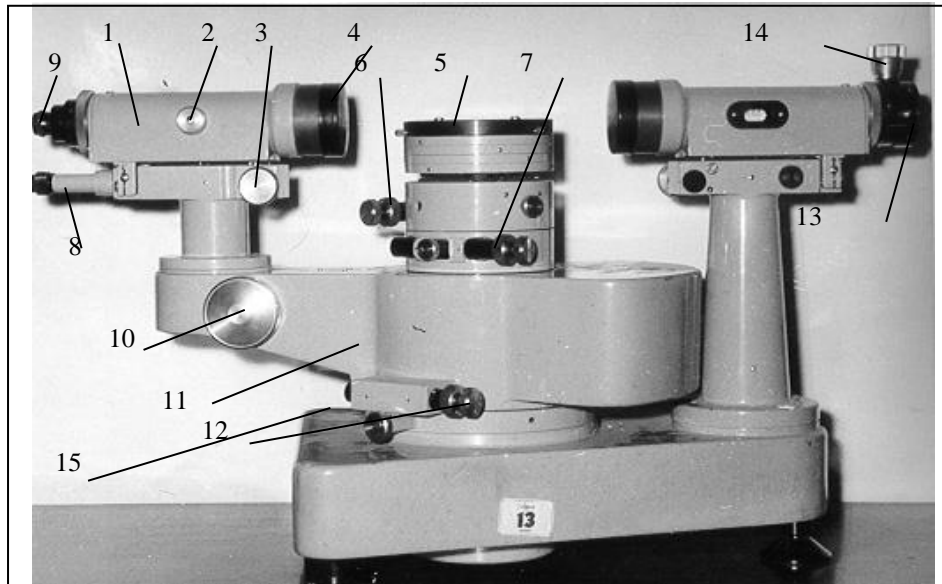


Рис. 2.

Під зоровою трубою знаходиться відліковий мікроскоп (8). Поле зору мікроскопа показано на рис. 3. Відлік кутів проводять за допомогою відлікового мікроскопа 8, в полі зору якого спостерігають дві шкали (рис. 3).

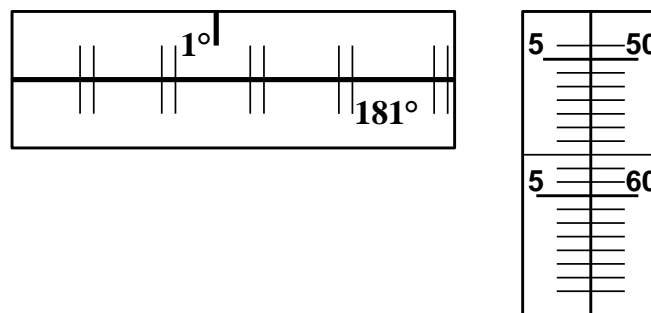


Рис. 3.

Щоб зняти відлік кута по лімбу необхідно повернути маховичок 10 настільки, щоб верхні і нижні зображення подвійних штрихів лімбу в лівому віконці точно сумістились. Відлік градусів роблять по горизонтальній шкалі (зліва). Число градусів буде дорівнювати лівій від вертикального індексу цифрі ( $1^\circ$ ), число десятків мінут рівне числу великих інтервалів, які знаходяться між верхнім штрихом, який відповідає відрахованому числу градусів і нижнім цифрованим штрихом, що відрізняється від верхнього на  $180^\circ$  (між  $1^\circ$  і  $181^\circ$  є два інтервали – це  $20'$ ), число одиниць мінут відраховується по вертикальній шкалі мікрометра в лівому ряду чисел ( $5''$ ). Число десятків секунд в тому ж вікні по правому ряду чисел ( $50''$ ). Число одиниць секунд рівне числу поділок між штрихами, що відповідають відліку десятків секунд і нерухомим горизонтальним індексом. Положення, показане на малюнку відповідає відліку  $1^\circ 25' 57''$ .

### Порядок виконання роботи

Ознайомитись з інструкцією до гоніометра ГС-5. Нумерація елементів гоніометра в даній роботі відповідає нумерації в інструкції до приладу.

#### Завдання 1. Визначити заломлюючий кут призми методом відбивання.

1. Ввімкнути гоніометр і навчитись відліку кутів за рис. 3.
2. Ввімкнути ртутну лампу і отримати в окулярі зорової труби чітке зображення щілини. Видима ширина щілини повинна бути в два-три рази більша товщини штриха сітки.
3. Встановити на столик гоніометра призму К (крон). Призму поставити так, щоб одна з її граней розмістилась перпендикулярно до одного з гвинтів (36) нахилу столика. Між коліматором і зоровою трубою встановити кут  $30^\circ$ - $60^\circ$  поворотом алідади. Спостерігаючи в трубу і повертаючи столик, знайти зображення щілини коліматора, відбите від першої грані призми і сумістити його з вертикальною ниткою сітки зорової труби. Зняти відлік  $A_1$  (рис. 4).

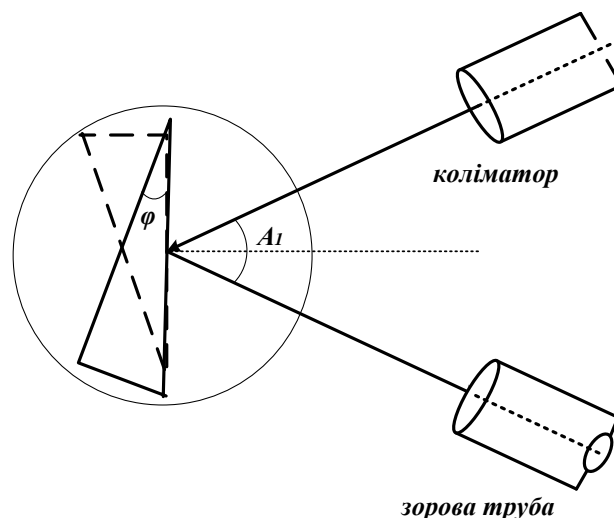


Рис.4.



4. Повернути столик так, щоб в центрі сітки зорової труби спостерігалось зображення щілини, відбите від другої грані заломлюючого кута і зняти відлік  $A_2$ . При цьому кут повороту столика за відліковим мікроскопом становитиме  $(A_1 - A_2)$ , а призма повернеться на кут  $(180^\circ - \varphi)$ , щоб на місце першої грані стала друга грань. Але це один і той самий кут, столик і призма повертаються разом. Тоді  $(180^\circ - \varphi) = (A_1 - A_2)$ .

5. Кут призми знаходиться як різниця

$$\varphi = 180^\circ - (A_1 - A_2)$$

6. Не переставляючи призму знайти всі заломлюючі кути призми  $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ . Для цього повторити п.4, п.5, обертаючи столик на  $360^\circ$ , зняти відліки  $A_1, A_2, A_3$  тих положень, коли спостерігається відбиття від першої, другої, та третьої граней призми.

7. Обчислити кути призми за формулами:

$$\varphi_1 = 180^\circ - (A_1 - A_2)$$

$$\varphi_2 = 180^\circ - (A_2 - A_3)$$

$$\varphi_3 = 180^\circ - (A_3 - A_1)$$

### Завдання 2. Виміряти показник заломлення по куту найменшого відхилення.

1. Знайти зображення щілини коліматора в зоровій трубі і зняти відлік  $A_1$ , що відповідає напрямку білого променя, який падатиме на призму.
2. Встановити призму в центрі столика гоніометра. Повернути столик так, щоб бісектриса заломлюючого кута була приблизно перпендикулярна осі коліматора.
3. Повертаючи зорову трубу до основи призми, знайти спектр ртутної лампи, Закріпити алідаду гвинтом (59).
4. Обертаючи столик разом з призмою спочатку рукою, а потім гвинтом (7) так, щоб зорова труба наближалась до заломлюючого кута призми. При цьому спектр буде зміщуватись вліво, а в деякий момент напрямок руху зміниться на протилежний, хоч столик продовжує рухатись в тому ж напрямку. Момент зміни напрямку руху зображення щілини і є те положення, при якому світлові промені ідуть під найменшим кутом відхилення  $\delta_{min}$ .
5. Встановивши момент зупинки зображення щілини, зняти відлік  $A_2$  для всіх ліній випромінювання ртуті. Колір і довжина хвилі цих ліній наведені у таблиці:
6. Результати вимірювань занести в таблицю. Кут призми  $\alpha$  взяти з завдання 1.
7. Обчислити показник заломлення  $n$  з формули (1) для кожної довжини хвилі.
8. За даними таблиці побудувати дисперсійну криву скляної призми  $n(\lambda)$ .

Лінія (колір)	$\lambda$ , ангстрем	$A_2$	$\delta_{\min} = A_2 - A_1$	$\frac{\varphi + \delta_{\min}}{2}$	$\sin \frac{\varphi + \delta_{\min}}{2}$	$n$
Білий	без призми $A_1 =$					
Фіолетовий	4046,6					
Фіолетово-синій	4358,3					
Голубий	4916,0					
Зелений	5460,7					
Жовтий	5790,6					
Червоний	6123,7					
Червоний	6907,2					

### Контрольні запитання

1. Накреслити хід променів в призмі.
2. Вивести формулу (1) для визначення показника заломлення по куту найменшого відхилення.
3. Що називають нормальною і аномальною дисперсією? Накреслити графік нормальної дисперсії та порівняти його з результатами завдання 2.
4. Які характеристики діелектричного середовища визначають показник заломлення?
5. Чому при обертанні столика з призмою в завданні 2 в одну сторону змінюється напрям руху заломленого променя?

### Рекомендована література

1. Кучерук І.М. Курс фізики. Оптика та квантова фізика : підруч. [для студ. вищ. навч. закл.] / І.М. Кучерук, В.П. Дущенко. – К.: Вища школа, 1999.– 463 с.
2. Савельєв І.С. Курс фізики [в 3 т.] / І.С. Савельєв. Т.2. Ч.3. Оптика. – М. : Наука, 1987. –350 с.
3. Королев Ф.А. Курс фізики. Оптика, атомная и ядерная фізика / Ф.А. Королев. – М. : Просвещение, 1974. – 608 с.
4. Ландсберг Г.С. Оптика / Г.С. Ландсберг. – М. : Наука, 1979. – 925 с.
5. Бутиков Е.И. Оптика / Е.И. Бутиков. – М. : Высш.шк. – 1986. – 511 с.
6. Годжаєв Н.М. Оптика / Н.М. Годжаєв. – М. : Высш.шк. – 1977. – 432 с.
7. Бушок Г.Ф. Курс фізики. Кн.2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра / Г.Ф. Бушок, Венгер Є.Ф. – К. : Либідь, 2001.–424 с.
8. Сивухин Д.В. Общий курс фізики. Т.IV. Оптика.– М.: Наука, 1980. –752 с.
9. Білий М.У., Скубенко А.Ф. Загальна фізики. Оптика / Білий М.У., А.Ф. Скубенко. – К. : Вища школа, 1987. – 374 с.
- 10.Трохимова Т.И. Курс фізики / Т.И. Трохимова –М.: Высш.шк. –2000.– 478 с.
- 11.Загальна фізика: Лабораторний практикум / В.М. Барановський, П.В. Бережний, І.Т. Горбачук та ін. [за ред. І.Т. Горбачука] – К.: Вища школа, 1992.- 509 с.
- 12.Лабораторные занятия по физике / Л.Л. Гольдин, Ф.Ф. Игошин , С.М. Козел и др. [под ред. Л.Л. Гольдина] – М. : Наука,1983. – 704 с.
- 13.Зайдель А. Н. Погрешности измерений физических величин / Александр Натанович Зайдель. – Л. : Наука, 1985. – 112 с.