Міністерство освіти та науки України
Сумський державний університет

Методичні вказівки
до проведення лабораторних робіт
із дисципліни «**Оптика**»
для студентів спеціальності
014 «Середня освіта. Фізика»
освітнього ступеня «бакалавр»
денної та заочної форм навчання

Суми – 2022

Оглавление

Элементы оглавления не найдены.

Лабораторна робота № 1

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ ХВИЛІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ВІД ДВОХ ЩІЛИН

Мета роботи: виміряти довжину хвилі лазерного випромінювання за допомогою інтерференції світла від двох щілин.

Прилади і приладдя: оптична лава; лазер; джерело живлення лазера; екран з двома щілинами; короткофокусна збиральна лінза.

Теоретичний вступ

У 1802 році Т.Юнг відкрив явище інтерференції світла. Під **інтерференцією** світла в оптиці розуміють просторове накладання когерентних світлових хвиль, в результаті якого відбувається перерозподіл світлової енергії таким чином, що в одних областях простору утворюється максимум енергії – світлі смуги, а в інших – мінімуми – темні смуги.

Дослідження впливу просторової когерентності на відмінність інтерференційної картини.

Мета роботи: розрахувати середню довжину хвилі випромінювання, яке пропускається фільтром; оцінити степінь просторової когерентності випромінювання.

Обладнання: лампа розжарювання, скляні світлофільтри, розсувна цілина, об’єктив (F=250 мм), подвійна щілина, екран, метрова стрічка, окулярний мікрометр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Когерентні світлові хвилі – світлові хвилі однакової частоти та з постійною, що не змінюється з часом, різницею фаз світлових коливань. Джерела світла, які створюють когерентні світлові хвилі, називаються **когерентними.**

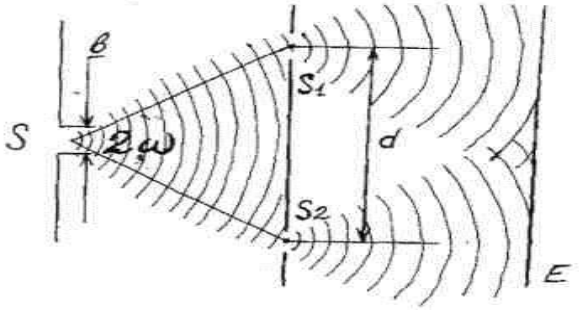


Рисунок 1.1 – Схема досліду Юнга

У досліді Юнга пучок сонячного світла падав на перший екран з отвором S. Після отвору S пучок світла розсіювався і падав на другий екран з отворами S_1 і S_2, S_1 і S_2, за принципом Гюйгенса – Френеля, є когерентними джерелами світла і саме внаслідок накладання когерентних хвиль від цих джерел на екрані буде спостерігатись інтерференційна картина.

Для монохроматичного світла ця картина буде мати вигляд світлих і темних смуг, які відповідають максимумам і мінімумам світлової енергії.

Шириною інтерференційної смуги називають відстань між двома сусідніми максимумами (чи мінімумами).

Визначимо ширину інтерференційної смуги і покажемо, що знаючи її, можна визначити довжину світлової хвилі.

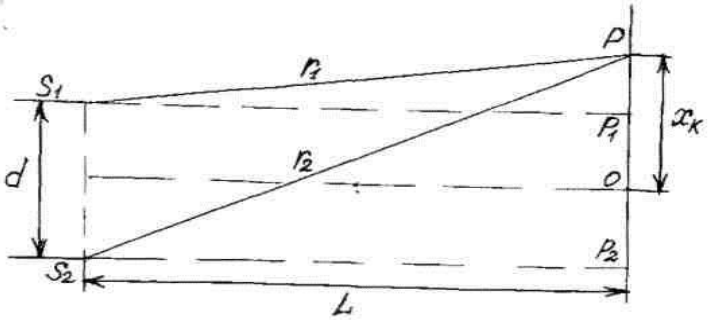


Рисунок 1.2 – Хід променів від двох щілин до екрану

Нехай точка P екрана E – це точка, де спостерігається мінімум k-го порядку.

Відстані від джерел світла S_1 і S_2 до точки P на екран7і на рис.2 позначено r_1 і r_2, відстані між когерентними джерелами світла – d, а від вторинних джерел світла до екрана E позначено через L.

Із трикутника S_1P_1P : $r_1^2 = L^2 + (x_k - d/2)^2$.

Із трикутника S_2P_2P : $r_2^2 = L^2 + (x_k + d/2)^2$.

Тоді:

$$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) = 2d\,x_k. \qquad (1)$$

Врахувавши, що $d << L$ можна вважати: $r_2 + r_1 = 2L$. З урахуванням цього формула (1) матиме вигляд:

$$\Delta = r_2 - r_1 = \frac{d\,x_k}{L}. \qquad (2)$$

Оскільки в точці *P* спостерігаємо мінімум, то

$$\frac{(2k+1)\lambda}{2} = \frac{d\,x_k}{L}, \qquad (3)$$

звідки

$$x_k = \frac{(2k+1)\lambda L}{2d}. \qquad (4)$$

$x_к$ це відстань до мінімуму k-го порядку. Тоді до мінімуму (k+1)- го порядку:

$$x_{k+1} = (2k+3)\frac{\lambda L}{2d}. \qquad (5)$$

Отже ширина інтерференційної смуги

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda L}{d}, \qquad (6)$$

тобто

$$\Delta x = \frac{\lambda L}{d}. \qquad (7)$$

Звідси, знаючи Δx, за формулою (7) можна визначити довжину світлової хвилі λ:

$$\lambda = \frac{\Delta x d}{L}. \qquad (8)$$

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

І. Розрахунок середньої довжини хвилі випромінювання, яке пропускається світлофільтром

1. Скласти установку для спостереження інтерференції від подвійної щілини Юнга за схемою, зображеної на рис.3.

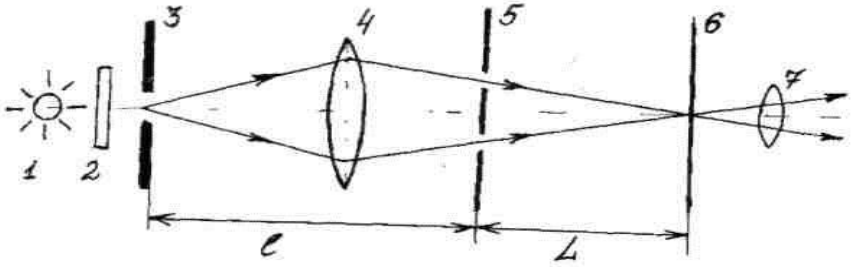


Рисунок 1.3 – Хід променів від джерела до екрану

Світло від лампи розжарювання 1 падає на щілину-джерело 3. Ширина щілини b і визначає розмір джерела. Її потрібно перед початком роботи виміряти за допомогою окулярного мікрометра. Для зменшення спектрального інтервалу випромінювання між джерелом 1 і щілиною 3 ставлять світлофільтр. За допомогою об'єктиву 4 пучки світла, які виходять з двох щілин, зводяться в точці спостереження 6.

Спостерігають інтерференційну картину за допомогою окулярного мікрометра 7.

Домагаються чіткого зображення інтерференційної картини на екрані, встановлюють замість екрану мікрометр.

2. Метровою стрічкою вимірюють відстань між подвійною цілиною і екраном L.

3. Мікрометром вимірюють ширину інтерференційної смуги - Δx.

4. Відстань між щілинами Юнга d взяти у лаборанта.

5. За формулою (8) розрахувати довжину хвилі випромінювання.

6. Отримати декілька значень λ, виконавши умови пунктів 2-5 для різних значень L, тобто змінюючи відстань між щілинами Юнга і екраном.

7. Обчислити середнє значення λ. Обчислити абсолютну і відносні похибки вимірювань.

Таблиця 1.1

№	d,*10^{-3} м	Δx,*10^{-3} м	L,м	λ, нм	$\lambda_{сер}$, нм	ε,%
1	0,07	16	2			
2	0,07	8,2	1			
3	0,07	3,9	0,5			

II. Дослідження впливу просторової когерентності на відмінність інтерференційної картини

Основною умовою досягнення необхідної просторової когерентності є обмеження розмірів джерела за допомогою діафрагми b. Можна сказати, що навіть при ідеально монохроматичному світлі інтерференційна картина буде чітко видима лише при виконанні умови:

$$b \sin w < \frac{\lambda}{4}, \qquad (9)$$

де b – протяжність джерела світла (в нашому випадку розмір діафрагми – ширина щілини), λ - довжина світлової хвилі, кут 2w – апертура інтерференції.

Для виконання цієї частини роботи необхідно знати ширину щілини b і апертуру інтерференції 2w (Рис.1). При d << l (l – відстань між щілиною – джерелом і щілинами Юнга) можна вважати $\sin w \approx w \approx \frac{d}{2l}$

Отримайте чітку інтерференційну картину, попередньо замірявши розмір щілини – джерела, заміряйте d, l і заповніть таблицю2.

Потім збільшуйте розмір щілини до тих пір, доки інтерференційна картина не зникне. Виміряйте *b* і занесіть в таблицю; *d, l* – без зміни.

Знову отримайте чітку інтерференційну картину, попередньо замірявши розмір щілини – джерела. Занесіть в таблицю *b, d, l.*

Зменшуйте *l* до тих пір, доки інтерференційна картина не зникне, *b, d, l* занесіть до таблиці.

Зробіть висновок про видимість інтерференційної картини – сформулюйте критерій видимості інтерференційної картини.

Таблиця 1.2

№	b,*10^{-3} м	d,*10^{-3} м	l, м	$\frac{\lambda}{4}$, нм	$b\sin w$, нм	Висновки
1						
2						
3						
4						

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

При яких умовах можна спостерігати інтерференційну картину при перетині двох світлих хвиль?

Які хвилі називаються когерентними?

В чому полягає явище інтерференції?

Виведіть формулу, яка визначає ширину інтерференційної смуги.

Чи можливо змінити степінь просторової когерентності випромінювання, не змінюючи його спектральної ширини?

Лабораторна робота №2

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ЗА ДОПОМОГОЮ БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи: ознайомлення з інтерференційною схемою, одержуваною за допомогою біпризми Френеля, визначення кутової ширини зони інтерференції, а також довжини світлової хвилі.

Обладнання: освітлювач, що складається з лампи розжарювання, світлофільтра з відомою довжиною хвилі пропускання; розсувна щілина; біпризма Френеля з відомими заломлюючим кутом θ і показником заломлення; екран у вигляді матового скла; збиральна лінза з відомою фокусною відстанню; мікроскоп-мікрометр з відомою ціною поділки шкали.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

В досліді Френеля з біпризмою когерентні хвилі можна отримати розділенням світлового пучка шляхом заломлення в подвійній призмі з дуже малими заломлюючими кутами θ (порядку 30’) (рис.2.1). Початковим джерелом світла є вузька щілина 2, розташована паралельно ребру тупого кута біпризми 5 і освітлена монохроматичним світлом від освітлювача 1.В наслідок заломлення світла в обох призмах, за біпризмою утворюються дві системи когерентних хвиль, бо вони виділені із різних частин одного фронту хвилі. Розбіжні пучки світла, які ніби вийшли з відповідних уявних джерел S_1 і S_2 , накладаються і утворюють на екрані 6 інтерференційну картину.

Результат додавання коливань, які надходять в точку Р екрана 6 від когерентних джерел 3 і 4, залежить від оптичної різниці ходу $\Delta=x_2-x_1$, що показано на рис.2.2, представленому в вигляді спрощеної схеми без біпризми. Якщо оптична різниця ходу Δ дорівнює цілому числу довжин хвиль , то інтенсивність в точці Р буде максимальною, якщо Δ рівна напівцілому числу довжин хвиль, то інтенсивність у точці – мінімальна, тобто

$$\Delta = \pm k\lambda_0 \text{, (умова максимуму)}$$

$$\Delta = \pm(k+\frac{1}{2})\lambda_0 \text{, (умова мінімуму)} \qquad (1)$$

де k= 0,1,2,3,... – порядок інтерференційного максимуму і мінімуму, λ_0 – довжина світлової хвилі у вакуумі.

На рисунку 2 з правого боку показаний графік розподілу інтенсивності світла в інтерференційній картині.

Відстань між серединами сусідніх максимумів або сусідніх мінімумів називається **шириною смуги**. Неважко показати, що ширина інтерференційної смуги

$$b = \frac{\lambda l}{2d}, \qquad (2)$$

l - відстань між площиною джерел 3 і 4 та екраном 6, *2d* - відстань між джерелами 3 і 4.

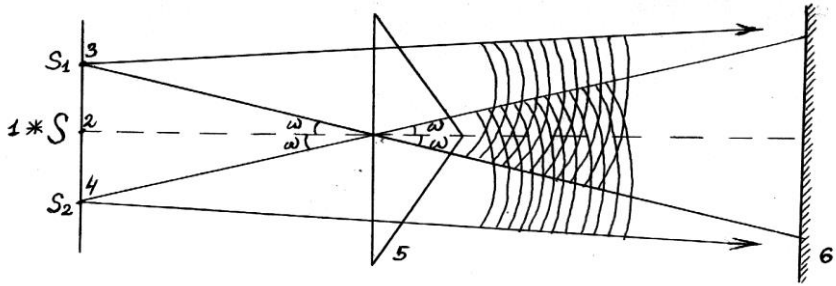


Рисунок 2.1 – Хід променів через біпризму Френеля

Якщо тупий кут біпризми близький до 180°, а кут падіння променів на біпризму малий, то всі промені при заломленні відхиляються біпризмою на однаковий кут ω (див.рис.1)

$$\omega=(n-1)\theta, \qquad (3)$$

де *n*– показник заломлення скла біпризми. При цьому уявні джерела 3 і 4 будуть лежати в одній площині з щілиною 2. Кут 2ω – **це кутова ширина зони інтерференції**.

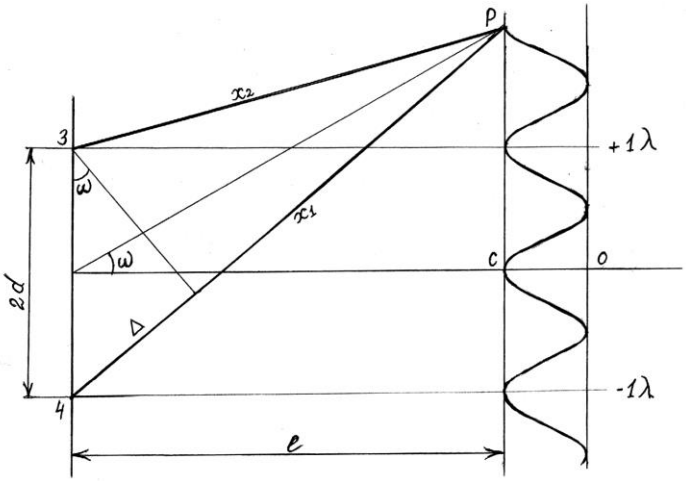


Рисунок 2.2 – Схема спостереження мінімумів та максимумів на екрані

Експериментально кут 2ω може бути отриманий шляхом вимірювання всієї видимої інтерференційної картини і відстані l_2 між біпризмою і екраном 6 згідно наближеної формули

$$2\omega = \frac{Nb}{l_2}, \tag{4}$$

де N - число усіх видимих інтерференційних смуг, b - ширина інтерференційної смуги.

Крім того, через малу товщину біпризми кутова ширина зони інтерференції буде також дорівнювати

$$2\omega = \frac{2d}{l_1}, \tag{5}$$

де 2d - відстань між неявними джерелами, l_1- відстань від щілини 2 до біпризми.

Довжина світлової хвилі λ може бути визначена, якщо відомі геометричні параметри схеми: $2d$ - відстань між когерентними джерелами 3 і 4, l – відстань між площиною джерел і екраном 6 та b - ширина інтерференційної смуги.

З формули (2) одержимо

$$\lambda = \frac{2db}{l}. \qquad (6)$$

В даному випадку *2d* і *l* безпосередньо виміряти не можна. Непряме визначення цих відрізків можна зробити за допомогою збиральної лінзи, якщо встановити її перед екраном 6 так, щоб на екрані утворилося дійсне зображення джерел 3 і 4. Тоді, із рис.3 і формул для тонкої лінзи неважко отримати

$$\frac{2d}{2d'} = \frac{a}{a'} = \frac{f'}{a' - f'} \qquad (7)$$

де *2d* - шукана відстань між джерелами 3 і 4, *2d'* - відстань між зображеннями цих джерел, а *a* і *a'* - відповідні відстані від джерел та їх зображень до лінзи, *f'*- фокусна відстань лінзи.

Далі, враховуючи, що відрізок *a* – від'ємний і перетворюючи вираз (7), одержимо величину *2d/l* в вигляді

$$\frac{2d}{l} = \frac{2d'f'}{a'^2} \qquad (8)$$

Підставляючи (8) у формулу (6), неважко обчислити довжину хвилі λ:

$$\lambda = \frac{2dbf}{a'^2} \qquad (9)$$

ОПИС УСТАНОВКИ

Всі деталі повинні бути змонтовані на рейтерах, які мають показники для відліку їх положень. Варто врахувати можливість переміщення деталей вгору та вниз і закріплення їх в необхідному положенні.

Установка повинна бути зібрана на оптичній лаві довжиною не менше 1 м, з відліковою лінійкою з ціною поділки 1 мм.

На одному кінці лави закріплюються джерело світла і щілина. На відстані 20-30 см від щілини встановлюється біпризма в оправі так, щоб ребро її тупого кута було спрямоване до щілини і на одній з нею оптичній вісі. На відстані 40-50 см від біпризми розміщується мікроскоп-мікрометр.

Мікроскоп не фокусується на інтерференційну картину, а лише розширює (збільшує) її .

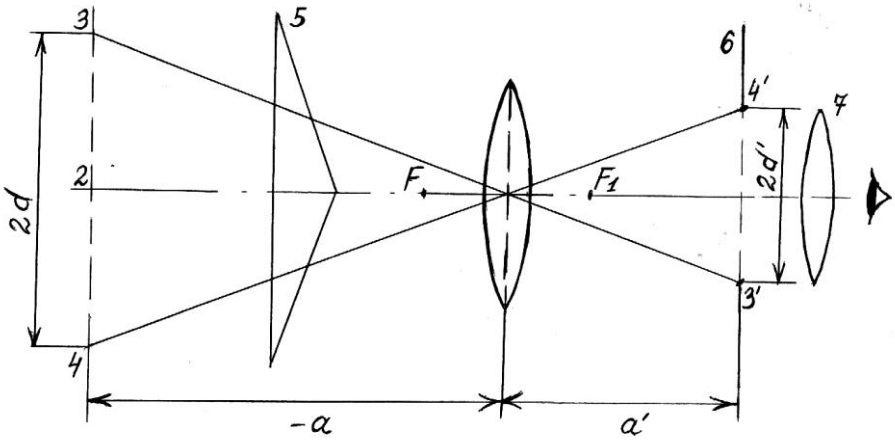


Рисунок 2.3 – Схематичне зображення проведення експерименту

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

ВИЗНАЧЕННЯ КУТОВОЇ ШИРИНИ ЗОНИ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ І ДОВЖИНИ ХВИЛІ

1. Зробити налагодження установки так, щоб в полі зору було видно чіткі інтерференційні смуги, розташовані симетрично відносно хрестовини шкали мікроскоп-мікрометра, і закріпити рейтери в отриманому положенні.

2. Виміряти ширину інтерференційної смуги за допомогою мікроскоп-мікрометра, взявши значення ширини 7-10 смуг і поділивши її на число смуг (з огляду на ціну поділки мікроскоп-мікрометра).

3. Виміряти всю видиму через мікроскоп інтерференційну картину Nb (N-видиме число смуг).

4. Не змінюючи розташування приладів на оптичній лаві розмістити збиральну лінзу як показано на рис.3, і одержати в мікроскоп-мікрометрі 7 без екрана чітке зображення уявних

джерел 3 і 4. Виміряти відстань між ними 2d’ (з огляду на ціну поділки шкали мікроскоп-мікрометра).

5. Одержати зображення уявних джерел на екрані 6, розмістивши його як показано на рис. 3. Виміряти відстань f’.

6. Виміряти відстань l_1 від щілини 2 до біпризми, а також відстань l_2 від біпризми до екрана 6.

7. По формулах (3), (4) і (5) розрахувати кутову ширину зони інтерференції. Порівняти отримані результати.

8. По формулі (9) обчислити довжину світлової хвилі. Порівняти отримані значення з даними світлофільтра.

9. Знаючи кутову ширину зони інтерференції 2ω, ширину смуги і відстань l_2, визначити максимально можливе число смуг N_{max} в інтерференційній картині за формулою (4).

10. Порівняти отримані результати з значенням N п.3.

11. Зробити висновок за результатами роботи.

Таблиця 2.1.

№	*B, мм*	l_2, *мм*	*2ω*	N b

Таблиця 2.2.

2d’, мм	l_1***, мм***	***2ω***

Таблиця 2.3.

λ, 10^{-7} м	***2d’, мм***	***f’, мм***	***b, мм***	***a’, мм***	N_{max}

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1.У чому полягає явище інтерференції?

2.Що розуміють під оптичною різницею ходу?

3.Чому не спостерігається явище інтерференції від двох незалежних джерел світла ?

4.Які вам відомі методи отримання когерентних хвиль в оптиці?

5.Намалюйте хід променів в біпризмі Френеля.

6.Чому заломлюючий кут біпризми повинен бути малим?

7.Як зміниться інтерференційна картина, якщо не користуватися світлофільтрами?

8.Як зміниться інтерференційна картина, якщо змінити світлофільтр(тобто довжину хвилі)? Або змінити різницю довжин хвиль?

Лабораторна робота №3

ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА І ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ ВИПРОМІНЮВАННЯ

https://www.youtube.com/watch?v=UhXH7KPU1ns

Мета роботи: визначення довжини хвилі монохроматичного світла за допомогою кілець Ньютона, вивчення впливу часової когерентності випромінювання різних джерел світла на видимість інтерференційної картини й оцінка ширини спектрального інтервалу досліджуваного випромінювання.

Обладнання:

1)мікроскоп, в тубусі якого розміщений мікроскоп із шкалою: джерело світла; випрямляч ВС-6; лінза з радіусом кривизни 25см; скляна пластинка; світлофільтр.

2)мікроскоп типу МБР-1 з приладом для спостереження в відбитому світлі (опак-ілюмінатором); лінза в спеціальній оправі, яка надягається на об’єктив мікроскопа; лампа розжарювання; газорозрядна лампа (ртутна або натрієва); скляні світлофільтри.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Інтерференцією називають накладання світлових хвиль однакової частоти і постійної різниці фаз, при якому вони стабільно підсилюються або послаблюються.

Джерела світла, які випромінюють промені однакової частоти і постійної різниці початкових фаз називаються **когерентними**.

Якщо тонка пластинка (плівка) плоскопаралельна та падаючий на неї пучок світла - паралельний, то при відбиванні має місце якась одна умова інтерференції (максимум, або мінімум, або проміжне значення інтенсивності). Проте, якщо плівка не плоскопаралельна, тобто її товщина змінна, то в різних місцях її умови інтерференції різні. Геометричне місце точок, в яких умова інтерференції однакова, відповідає місцям, в яких плівка має однакову товщину. В випадку клина (наприклад,

повітряний клин між двома пластинками) однакова товщина буде в місцях, розташованих на прямих, проведених паралельно ребру клина. При проходженні монохроматичного світла через такий клин інтерференційна картина в відбитому світлі складається з світлих та темних смуг, паралельних ребру клина. Кожна така смуга відповідає місцям однакової товщини. Інтерференційні смуги, які виникають в результаті інтерференції від місць однакової товщини називають смугами рівної товщини.

Інтерференційна картина, що спостерігається у повітряному проміжку між сферичною поверхнею опуклої лінзи і плоскою поверхнею пластинки. (рис.1) називається кільцями Ньютона.

При достатньо великому R повітряний зазор між лінзою і плоскопаралельною пластинкою буде достатньо малий і тому світлові хвилі, що утворилися внаслідок відбивання на межі лінза-повітря, повітря-пластинка – когерентні. В залежності від товщини повітряного клину h, одержимо систему когерентних хвиль з різною різницею хода. В силу симетрії установки, одержимо інтерференційну картину у вигляді кілець з центром в точці дотику.

Товщина повітряного проміжку на відстані r від точки дотику поверхонь $h = R - \sqrt{R^2 - r^2}$.

Якщо, R значно більше r, то

$$h \approx \frac{r^2}{2R}.$$

При нормальному падінні світла умова для радіусів темних інтерференційних смуг має вигляд $r_m = \sqrt{mR\lambda}$, де m=0,1,2…, тобто радіус кілець пропорційний кореню квадратному с позитивних цілих чисел. Радіус світлих кілець $r_m = \sqrt{\frac{R\lambda}{2}(2m-1)}$, де m=1, 2,3,…

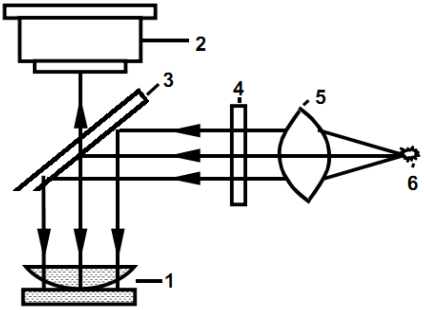


Рис. 4. Схема ходу променів в установці для отримання кілець Ньютона

Рисунок 3.1 – Схема ходу променів в установці для спостереження кілець Ньютона: 1 – пластина з опуклою лінзою; 2-об’єктив; 3- відбивна пластина;4 – світлофільтр; 5 – конденсор; 6 – лампа розжаоення

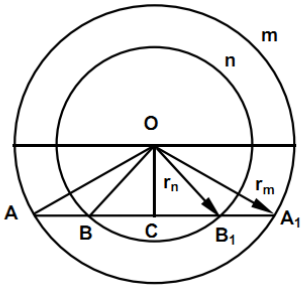


Рисунок 3.2 – Схематичне зображення двох кілець Ньютона з номерами n і m, r_n і r_m – їх радіуси, BB_1 та AA_1 хорди відповідно.

Ці співвідношення дають можливість оцінити довжину хвилі.

Але із-за пружної деформації неможливо добитися ідеального дотику сферичної лінзи і плоскої пластини, тому більш вірний результат буде, якщо розрахувати R по різниці радіусів двох кілець r_m і r_n:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m-n)\lambda}.$$

Звідси $\lambda = \dfrac{r_m^2 - r_n^2}{(m-n)R}$.

$$\lambda = \frac{AA_1^2 - BB_1^2}{4R(m-n)}.$$

ОПИС ПРИЛАДУ

На столику мікроскопа розміщена двояко-випукла лінза з радіусом кривизни 25 см та плоска пластина (скляна). Для спостережень кілець в відбитому світлі користуються дзеркалом, яке може повертатись навколо горизонтальної вісі. Це дзеркало закріплене між столиком і тубусом мікроскопа. Джерелом світла являється електрична лампочка (6 В) із світлофільтром.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ:

1. Встановити дзеркало та лампочку так, щоб світло, відбите від дзеркала, попадало на лінзу вертикально (рис. 3).

2. Піднімаючи або опускаючи тубус мікроскопа, досягти чіткого зображення кілець.

3. Виміряти діаметри червоних кілець. Для цього служить шкала в окулярі мікроскопа, ціна поділки якої 0,1 мм.

Необхідно виміряти діаметри 5-6 кілець та записати їх номера. Вимір кожного діаметра виконати 3 рази. Знайти середній радіус кожного із вибраних кілець.

4. По формулі $\lambda = \dfrac{r_m^2 - r_n^2}{R(m-n)}$ можна легко обчислити довжину хвилі, де

R – радіус лінзи;

m,*n* – номера певних кілець;

r_m- радіус кільця під номером m;

r_n – радіус кільця під номером n.

Знаходять λ для різних радіусів кілець та обчислюють середнє значення.

Таблиця 1.

№	№ довільних кілець		X_n,см	X_n',см	X_m,см	X_m',см	D_n^2,м	D_m^2,м	,м	м
									.2	
									.2	
									.2	
									.2	
									.2	
									.2	

ЧАСТИНА 2

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Для спостереження стійкої інтерференційної картини необхідно, щоб хвилі, результатом накладання яких є ця картина, були когерентні. Для того, щоб отримати когерентні світлові хвилі, використовують розділення хвилі, яка випромінюється одним джерелом на дві–така, наприклад, інтерференційна схема з тонкою скляною пластинкою: інтерференційну картину утворюють дві частини хвилі, яка падає на пластину–відбита від першої грані і “догоняюча” її, обумовлена відбиванням світла від другої грані пластинки.

Дослід показує, що інтерференція спостерігається лише в випадках, коли товщина пластини достатньо мала – порядку 10^{-6} м для білого світла. Це стає зрозумілим, якщо врахувати, що випромінювання довільного реального джерела світла не уявляє собою безкінечної синусоїдальної хвилі: необхідно користуватись уявленням про хвильові імпульси кінцевої довжини, або як кажуть, про когерентні хвильові цуги.

Між окремими дугами відсутня яка-небудь узгодженість, вони за відомо некогерентні. В випадку з пластиною інтерференція можлива, якщо дві частини одного й того ж дуга встигають “зустрітися”, не дивлячись на різницю ходу, обумовлену товщиною пластинки. Чим більша довжина дуга – довжина когерентності випромінювання, тим більшою може бути товщина пластинки, що використовується для спостереження інтерференційної картини. Довжина когерентності випромінювання зв’язана з шириною спектрального інтервалу $\Delta\nu$. Чим вужче спектральний інтервал випромінювання (чим ближче випромінювання до монохроматичного), тим більша його довжина когерентності.

Якщо світло достатньо монохроматичне ($\Delta\nu \ll \nu$), то довжина когерентності $L = \dfrac{c}{\Delta\upsilon}$.

Так як $\Delta\upsilon = \upsilon_1 - \upsilon_2 = \frac{c}{\lambda_1} - \frac{c}{\lambda_2} = \frac{c\Delta\lambda}{\lambda_2\lambda_1}$, то довжина когерентності

$$L = \frac{\lambda_1\lambda_2}{\Delta\lambda} \approx \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}, \quad (1)$$

де λ–середня довжина хвилі в спектральному інтервалі (λ_1, λ_2). Час проходження світлом довжини L

$$\tau = \frac{L}{c} \quad (2)$$

називається **часом когерентності**.

Знайшовши, при якій різниці ходу зникає інтерференційна картина, можливо оцінити довжину когерентності досліджуваного випромінювання, а також ширину його спектрального інтервалу (степінь монохроматичності). Ці величини характеризують часову когерентність випромінювання.

ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ:

Лінза Л, від нижньої поверхні якої відбивається світлова хвиля 1, закріплена в спеціальній оправі, яка надягається на об’єктив мікроскопа (Об). Скляна пластинка П, від поверхні якої відбивається хвиля 2, лежить на нерухомому столику мікроскопа. Звільнив гвинтом В оправу і опустив лінзу до дотику з пластиною, можливо, переміщуючи тубус мікроскопа, налагодити його так, щоб була чітко видна інтерференційна картина, локалізована приблизно в площині дотику лінзи і пластини. Закріпив після цього гвинт В і підіймаючи тубус мікроскопа за допомогою мікрометричного гвинта можливо змінити величину зазору між лінзою і пластиною. Ця величина є різницею ходу Δ інтерферуючих хвиль 1 і 2:

$$\Delta = 2h + \lambda/2 . \quad (3)$$

Якщо знехтувати додатковою різницею ходу λ/2, обумовленою різницею умов відбивання хвиль на границях “скло–повітря” і “ повітря–скло ”, можна вважати

$$\Delta \approx 2h. \quad (4)$$

Користуючись шкалою, нанесеною на барабан мікрометричного гвинта мікроскопа, можна виміряти величину зазору h і, відповідно, різницю ходу з точністю до 1 мкм. В якості джерел досліджуваного випромінювання в роботі використовується лампа розжарювання з фільтром.

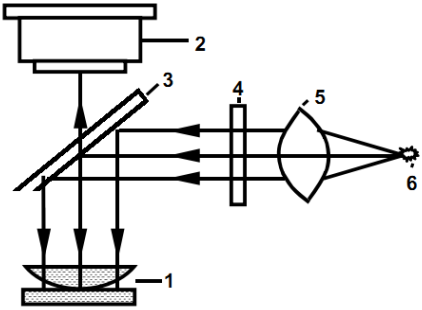


Рис. 4. Схема ходу променів в установці для отримання кілець Ньютона

Робоча установка.

ВИМІРЮВАННЯ І ОБРОБКА РЕЗУЛЬТАТІВ:

Спочатку треба ретельно налагодити установку.

Надягніть на об’єктив мікроскопа оправу з лінзою, закріпить її гвинтом і обережно опускайте тубус мікроскопа до тих пір, доки лінза не буде на дуже невеликій (≈0,5 мм) відстані від скляної пластини. Після цього звільніть оправу і дайте лінзі можливість спокійно опуститися на пластину.

Встановіть джерело світла (освітлювач з лампою розжарювання) проти отвору опак–ілюмінатора і досягніть рівномірної освітленості поля зору. Цю операцію легко проводити при витягнутому окулярі мікроскопа. Правильність налагодження можливо перевірити, змінюючи отвір ірисової діафрагми освітлювача : ця операція не повинна спотворювати симетрії освітленої плями.

Не закріплюючи оправи, обережно переміщайте тубус мікроскопа до появи в полі зору інтерференційної картини. Вірне налагодження здійснюється за допомогою мікрометричного гвинта. Якщо картина недостатньо чітка –

декілька зменшіть накал лампи освітлювача та отвір його діафрагми.

Спостерігаючи в мікроскоп, обережно закріпіть оправу на об'єктиві мікроскопа, намагаючись не збити досягнутого налагодження. За допомогою мікрометричного гвинта обережно підіймайте тубус мікроскопа. Кільця інтерференційної картини при цьому повинні "бігти", стягуватись до центру. Опускаючи тубус, отримайте початкову картину.

ЗАВДАННЯ 1: Отримайте картину кілець Ньютона в "білому" світлі (лампа розжарювання без фільтру). Відмітьте, при якому зазорі інтерференційна картина зникає.

ЗАВДАННЯ 2: Повторіть спостереження, поставивши червоний фільтр. Чим відрізняється картина, яку ви спостерігаєте, від попередньої ?

Користуючись шкалою мікрометричного гвинта, виміряйте величину зазору h, при якій інтерференційна картина зникає. Підрахуйте довжину когерентності L досліджуваного $\Delta\lambda$. Значення випромінювання і відповідну ширину спектрального інтервалу я $\lambda_{сер}$ для усіх джерел вказані в паспорті роботи [1].

ЗАВДАННЯ 3: Дослідіть таким же чином часову когерентність випромінювання ртутної лампи з фільтром або натрієвою лампою. Результати вимірювань і розрахунків занесіть в таблицю. Намалюйте спектрограму (в масштабі 1мм=1нм), що показує, яку смугу в спектрі довжин хвиль видимого світла займає випромінювання кожного із досліджуваних джерел.

Таблиця 2.

яке світло	число поділок шкали *n*	розмір зазору *h, м*	*L, м*
Біле			
Червоне			
ртутна			

лампа			

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

Чому інтерференція спостерігається лише в тонких плівках?

Чи є кільця Ньютона інтерференційними лініями рівного нахилу чи рівної товщини?

Чим відрізняються кільця Ньютона у відбивному і прохідному світлі?

4. Чим може бути спричинене викривлення кілець?

5. Як зміниться вигляд кілець, якщо простір між лінзою та пластинкою заповнити рідиною?

6. Якими будуть кільця Ньютона при освітленні білим світлом?

7. Ввести співвідношення між R і довжиною хвилі та радіусом темного (світлого)кільця в відбитому світлі?

8. Чому ширина кілець Ньютона зменшується з збільшенням порядку?

9. Чому радіус лінзи повинен бути досить великим?

10. Чому в центрі інтерференційних кілець Ньютона розташована темна пляма в відбитому світлі?

Лабораторна робота № 5-6
ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ
Дифракція Френеля.
Дифракція Фраунгофера.

Мета роботи: Спостереження та розрахунок дифракційної картини на круглому та прямокутних отворах методом Френеля та Фраунгофера.

Обладнання: лампа розжарювання; набір світлофільтрів; рамка з ниттю; дві щілини з регулювальною шириною; подвійна щілина; відліковий мікроскоп; оптична лава; набір рейтерів; тримачі; матовий екран; лінзи з фокусами f = 25 см і f = 7 – 10 см.

Частина І: Дифракція Френеля

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Явище дифракції характерне для хвильового процесу. Під **дифракцією** розуміють огинання хвилями різних перепон.

Явище дифракції пов'язане з відхиленням світлових променів від прямолінійного напряму поширення.

При наявності дифракції змінюється фронт хвилі або хвильова поверхня.

Хвильова поверхня – це поверхня, куди дійшла хвиля в один і той же момент часу.

Фронт хвилі – це поверхня, куди хвиля дійде в одній і тій же фазі.

В однорідному (ізотропному) середовищі ці поняття співпадають. Світлові промені завжди перпендикулярні хвильовій поверхні.

В оптиці розглядають 2 види дифракції, які в певній мірі пов'язані між собою.

Якщо світлові пучки розбіжні, то тоді хвильові поверхні сферичні і явище дифракції в цьому випадку називають **дифракцією Френеля**.

Якщо світлові пучки паралельні, то тоді хвильові поверхні є паралельними площинами, тобто хвиля плоска і такий вид дифракції називається **дифракцією Фраунгофера**.

Розбіжні паралельні пучки – це, як правило, пучки, які виникають при кінцевих відстанях між джерелами світла і екраном поверхні. Паралельні світлові пучки виникають тоді, коли джерело світла на нескінченості, або якщо використовуються лінзи для отримання паралельних променів.

Розглянемо теоретичні основи явища дифракції.

Принцип Гюйгенса:

Кожну точку хвильової поверхні (фронту хвилі) можна розглядати як центр вторинних елементарних (мінімальних) хвиль, огинаюча яких є хвильова поверхня в наступний момент часу.

Не дивлячись на те, що принцип Гюйгенса пояснював основні властивості світла і використовувався більше століття, він мав ряд недоліків. Для виправлення недоліків принципу Гюйгенса Френель зробив доповнення до принципу Гюйгенса, суть якого полягає в слідуючому:

Кожне вторинне джерело світла є когерентним, оскільки ці вторинні джерела вибираються на фронті хвилі або хвильовій поверхні. Амплітуда хвилі в якому-небудь напрямку визначається результатом інтерференції вторинних джерел відносно цього напрямку.

Першим завданням, яке повинен був розв’язати Френель, висунувши нове формування принципу Гюйгенса, було прямолінійне поширення світла. Френель розв’язав це завдання, розглядаючи взаємну інтерференцію вторинних хвиль, застосовуючи при цьому надзвичайно наочний прийом, який має загальні значення при розгляді поширення хвиль. Цей метод дістав назву **методу зон Френеля**.

Розглянемо дію світлової хвилі з точки А (джерело) в якій-небудь точці спостереження В. Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля, замінимо дію джерела А, дією уявних джерел, розміщених на допоміжній поверхні S (рис.1).

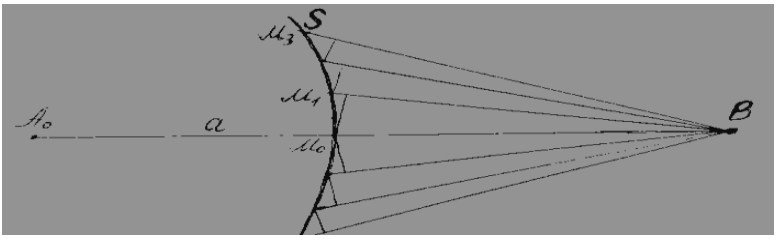


Рис.1

Такою допоміжною поверхнею S виберемо поверхню фронту хвилі, що йде з точки A (поверхня хвилі з центром A, рис.1). Обчислення результату інтерференції вторинних хвиль дуже спрощується, якщо застосувати такий вказаний Френелем прийом: для обчислення дії в точці B сполучимо A з B і розіб'ємо поверхню S на зони так, щоб відстані від країв зони до B відрізнялись на $\frac{\lambda}{2}$, тобто

$$M_1B - M_0B = M_2B - M_1B = M_3B - M_2B = \ldots = \frac{\lambda}{2}.$$

(рис.1)

Легко обчислити розміри одержаних таким чином зон.

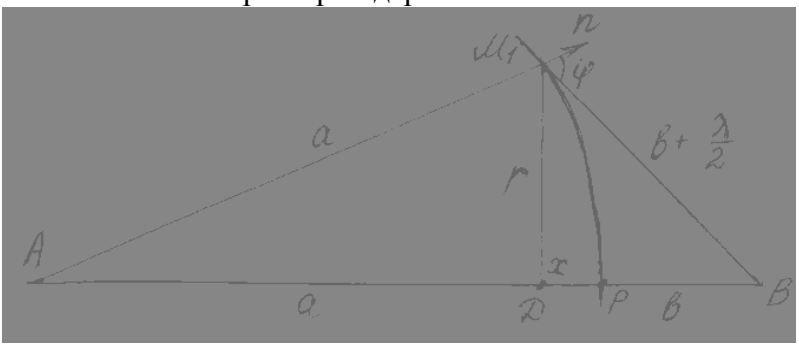


Рис.2

Зовнішня границя $m^{ої}$ зони вирізає на фронті хвилі сферичний сегмент висотою X_m.

Якщо S_m – площа цього сегменту, то площа $m^{ої}$ зони

$\Delta S_m = S_m - S_{m-1}$

З рис.2:

$$r_m^{\ 2} = a^2 - (a - x_m)^2 = (b + m\frac{\lambda}{2})^2 - (b + x_m)^2 . \ (1)$$

$2ax_m + 2bx_m = bm\lambda$

$2x_m(a + b) = bm\lambda$

$$x_m = \frac{bm\lambda}{2(a+b)} . \quad (2)$$

Площа сегмента $S_m = 2 \cdot \pi \cdot a \cdot x_m$

$$\Rightarrow S_m = \frac{2\pi abm\lambda}{2(a+b)} .$$

Отже площа сегмента $S_m = \frac{2\pi ab}{2(a+b)} m\lambda .$

А площа $m^{ої}$ зони $\Delta S_m = S_m - S_{m-1} = \frac{\pi ab}{a+b}\lambda$.(3)

Побудова Френеля розбиває поверхню сферичної кулі на рівновеликі зони, кожна з яких має площу $\pi \cdot \frac{a \cdot b}{a+b} \cdot \lambda$.

Для подальшого обчислення слід тільки взяти до уваги, що дія окремих зон на точку В тим менше, чим більший кут φ між перпендикуляром до поверхні зони і напрямом на В. Отже, дія зон поступово зменшується від центральної зони (біля M_0) до периферії. Довільне введення цього допоміжного послаблюючого множника є одним з недоліків методу Френеля.

Для одержання кінцевого результату можна міркувати так: нехай дія центральної зони в точці В виражається збудженням коливань з амплітудою S_0, для сусідньої зони – коливанням з амплітудою S_1, наступною з амплітудою S_2 і т.д. Як вказано, дія зон поступово (хоч і повільно) зменшується від центру до периферії, так що $S_0 > S_1 > S_2 > S_3$ і т.д. для *n*-ої зони S_n може бути дуже малою, якщо *n* досить велике.

Крім того, завдяки вибраному способу поділу на зони видно, що дія сусідніх зон послаблює одна одну. Справді, оскільки

$$M_1B - M_0B = \frac{\lambda}{2} \qquad \text{і} \qquad M_2B - M_1B = \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

то уявлювальні джерела зони M_0M_1 розміщені на $\frac{\lambda}{2}$ ближче до В, ніж відповідні джерела зони M_1M_2, так що послані коливання дійдуть до В в протилежних фазах. Отже, для точки В дія центральної зони послаблюється дією сусідньої зони і т.д. Продовжуючи ці міркування, знайдемо, що кінцеве значення амплітуди коливання, збудженого в точці В всією сукупністю зон, тобто всією світловою хвилею, дорівнюватиме:

$$S = S_0 - S_1 + S_2 - S_3 + S_4 - S_5 + ... = S_0 - (S_1 - S_2) - (S_3 - S_4) - (S_5 - S$$

(5)

На підставі умов $S_0 > S_1 > S_2 > S_3$… бачимо, що всі вирази в дужках додатні, так що $S < S_0$.

Отже, амплітуда S результуючого коливання, яке утворюється внаслідок взаємної інтерференції світла, що йде до точки В від різних ділянок нашої сферичної хвилі, менша, ніж амплітуда, створена дією однієї центральної зони. Отже, дія всієї хвилі на точку В зводиться до дії її малої дільниці, меншої, ніж центральна зона, площа якої дорівнює $\frac{\pi \cdot a \cdot b}{a+b} \cdot \lambda$.

Можна показати, що радіус довільної зони дорівнює:

$$r_m = \sqrt{m \cdot \lambda \frac{a \cdot b}{a+b}}. \quad (6)$$

Виконання експерименту

а) Дифракція Френеля від круглого отвору

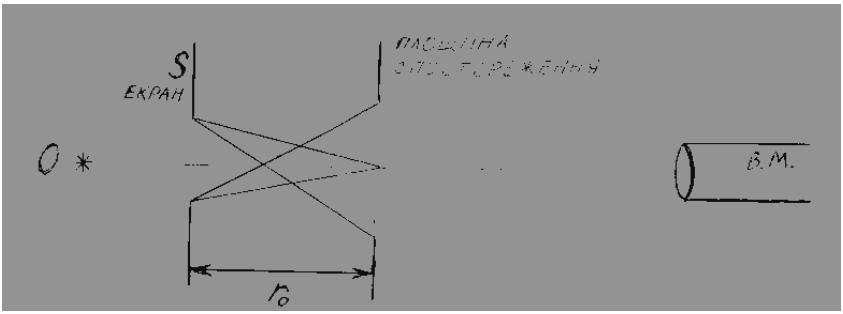


Рис.3.*Хід променів у системі для спостережень дифракції на круглому отворі.*

Встановити екран з отвором на такій відстані, щоб вкладалось 2, 3, 4, 5, 6 зон. В кожному випадку замалювати дифракційну картину, зуміти пояснити її, використовуючи теорію зон Френеля.

б) Дифракція Френеля від краю екрана, щілини, нитки

Зібрати оптичну систему (рис. 4). Для цього потрібно виконати наступне. Закріпити на лаві в рейтері освітлювач, а на протилежному кінці лави в складному рейтері закріпити відліковий мікроскоп.

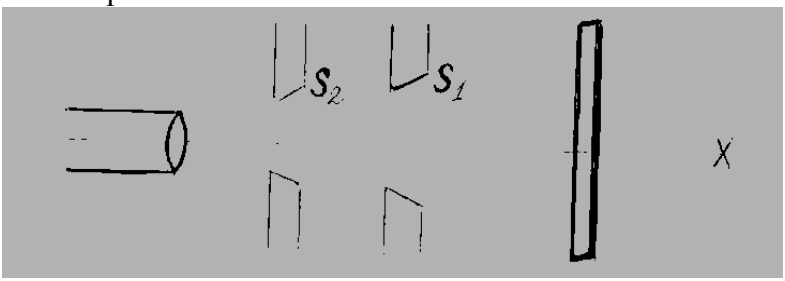


Рис.4

При малому розжарюванні лампи досягти рівномірного освітлення поля зору мікроскопу. Поставити червоний світлофільтр і щілину S_1 поблизу джерела світла, а щілину S_2 так, щоб їх оптичні центри знаходились на оптичній вісі мікроскоп-джерело світла.

Змінюючи ширину щілини S_2, якісно дослідити дифракцію від країв екрану. Замалювати картину і пояснити розподіл інтенсивності світла за допомогою спіралі Корню.

Зменшити ширину щілини S_2 і отримати дифракцію на одній щілині. Замалювати картину і пояснити розподіл інтенсивності світла за допомогою спіралі Корню. Якісно спостерігати зміну дифракційної картини при віддаленні від щілини, а також при різних світлофільтрах.

Замість щілини S_2 закріпити на лаві рамку з ниткою. Якісно спостерігати дифракцію Френеля від нитки а також зміну дифракційної картини при віддалені нитки. Замалювати картину і пояснити за допомогою спіралі Корню розподіл інтенсивності.

Результати виконання роботи:

1) круглий отвір:

2) край екрану:

3) нитка:

4)щілина:

Пояснення експериментальних користуючись методом Френеля і методом векторних.

Частина 2: Дифракція Фраунгофера

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Дифракційна картина, утворена паралельними променями, називається **дифракцією Фраунгофера.**

Умови, близькі до умов Фраунгофера, можна здійснити, помістивши маленьке джерело світла у фокусі лінзи і зібравши світло за допомогою другої лінзи в деякій точці екрану, розміщеного в її фокальній площині. Ця точка є зображенням джерела. Розглянемо **дифракцію Фраунгофера від однієї щілини**.

Нехай паралельний пучок променів падає на щілину. Використаємо принцип Гюйгенса - Френеля для знаходження

результату дифракції за щілиною, при цьому врахуємо, що дифраговані промені збираються в окремі пучки уявною лінзою, а екран розташований в фокальній площині цієї лінзи.

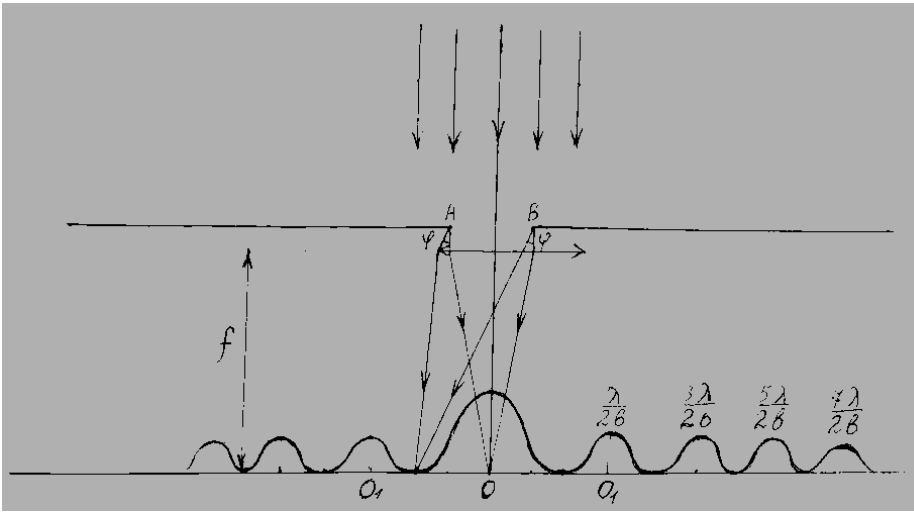


Рис.5

При падінні світла на щілину шириною AB = *b* частина променів пройде щілину паралельним пучком і ці промені зберуться в точці O. Це буде так званий центральний або нульовий максимум.

Завдяки дифракції світло буде поширюватись за щілиною в різних напрямках. Виберемо певний напрямок φ. Ці промені збираються лінзою в деякій точці O_1.

З умов симетрії витікає, що таких точок буде 2.

Знайдемо, який же результат ми будемо мати в точках O_1, O'_1…

З рисунка видно, що різниця ходу $BD = b \cdot \sin\varphi$.

Із попереднього розгляду витікає, що якщо різниця ходу $b \cdot \sin\varphi = \dfrac{\lambda}{2}$, тобто в щілині укладається одна зона Френеля, то в цих точках ми будемо мати максимум.

Якщо кут φ змінити , то можна отримати інші дві точки, для яких виконується умова: $b \cdot \sin\varphi = \frac{2 \cdot \lambda}{2}$, і завдяки інтерференції ці зони себе взаємно погасять – ми отримаємо мінімум. Якщо далі змінити φ, то $b \cdot \sin\varphi = \frac{3 \cdot \lambda}{2}$ – знову будемо спостерігати максимум, але дещо меншої амплітуди.

Висновок: якщо на різниці ходу розміщується непарне число $\frac{\lambda}{2}$, а отже в отвір укладається непарне число зон Френзеля, то ми будемо мати максимум.

$$b \cdot \sin\varphi = (2 \cdot m + 1)\frac{\lambda}{2} \text{ – умова максимуму.} \qquad (8)$$

Якщо на різниці ходу (або на щілині) розміщується парне число зон Френеля (парне число $\frac{\lambda}{2}$), то в даному випадку будемо мати мінімум.

$$b \cdot \sin\varphi = 2 \cdot m \cdot \frac{\lambda}{2} = m \cdot \lambda \text{ – умова мінімуму.} \quad (9)$$

Рис. 6. **Дифракція Фраунгофера від двох щілин: b – ширина щілини, a – відстань між щілинами.**

Припустимо, що ми прорізали в перегородці КК (рис. 6) дві щілини шириною *b*, розділені непрозорим проміжком *a*, так що *a* + *b* = *d*.

Очевидно, що мінімуми будуть в тих же місцях, як і при одній щілині, бо ті напрями, в яких жодна з щілин не посилає

світла, не дістануть його і при двох щілинах. Проте, крім того, можливі напрямки, в яких світло, що посилається двома щілинами, взаємно знищуються. Це будуть, звичайно, напрями, яким відповідає різниця ходу $\frac{\lambda}{2}$; $\frac{3\cdot\lambda}{2}$;… для променів, що йдуть від відповідних точок обох щілин. Ці напрями визначаються, як легко бачити з рис. 6, умовою

$$MP = MN \cdot \sin\varphi = \frac{\lambda}{2};\ \frac{3\cdot\lambda}{2};\ldots, \quad (10)$$

тобто:

$$d \cdot \sin\varphi = \frac{\lambda}{2};\ \frac{3\cdot\lambda}{2};\ldots; \quad (11)$$

навпаки, у напрямках, що визначаються з умов:

$$d \cdot \sin\varphi = \lambda;\ 2\cdot\lambda;\ldots \quad (12)$$

Дія однієї щілини підсилює дію іншої, так що цим напрямкам відповідають **головні максимуми**. Отже, повна картина визначається з умов:

попередні мінімуми: $b \cdot \sin\varphi = \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ldots;$

додаткові мінімуми: $d \cdot \sin\varphi = \frac{\lambda}{2};\ \frac{3\cdot\lambda}{2};\ \frac{5\cdot\lambda}{2};\ldots;$

головні максимуми: $d \cdot \sin\varphi = 0,\ \lambda,\ 2\lambda,\ 3\lambda,\ldots,$ тобто між двома головними максимумами розміщується один додатковий мінімум. Відстань між первинними мінімумами (від однієї щілини) залежить від ширини щілини *b*. Якщо *b* значно менше від *d* (далекі і вузькі щілини), то між двома початковими мінімумами може розміститися значна кількість мінімумів і максимумів.

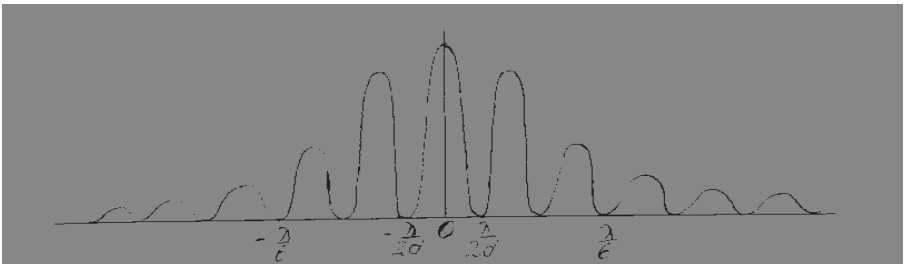


Рис.7

Крива рис. 7 показує розподіл інтенсивності. Через те, що для однієї щілини центральний максимум значно інтенсивніший за бічні, то і при наявності двох однакових щілин майже все світло зосереджується в області центрального максимуму, тобто в межах, що визначаються умовою: $\sin\varphi = \pm\dfrac{\lambda}{b}$, як це показує рис. 7. Отже, кутова ширина основної дифракційної картини дорівнює $\dfrac{2\lambda}{b}$.

Визначення довжини світлової хвилі

а) Дифракція Фраунгофера від однієї щілини

Так як при $\theta = 0$ різниця ходу між довільною парою променів рівна нулю, то в центрі поля зору спостерігається дифракційний максимум (світла смуга). Перший мінімум (перша темна смуга) відповідає такому значенню дифракційного кута θ_1, при якому різниця ходу між променями в точці спостереження пробігає значення від 0 до 2π.

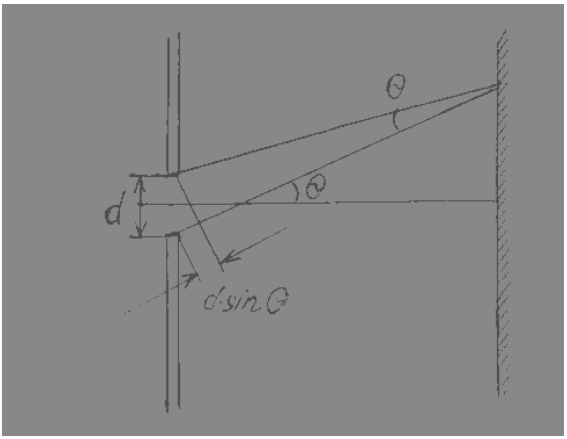


Рис.8

Аналогічно можна отримати умову для m-ї темної смуги:

$m\lambda = d\theta_m$, де λ - довжина світлової хвилі. (13)

Дифракційний кут θ_m пов'язаний з зміщенням x_m m-ї темної смуги від оптичної вісі співвідношенням:

$$\theta_m = \frac{x_m}{f_2}; \quad (14)$$

звідси

$$x_m = m\lambda \frac{f_2}{d}. \quad (15)$$

б) Дифракція Фраунгофера від двох щілин

В цьому випадку інтерференційна смуга спостерігається і в тих випадках , коли різниця ходу між коливаннями з різних щілин дорівнює цілому числу довжин хвиль.

Положення інтерференційного максимуму визначається співвідношенням

$$b\theta_m = m\lambda, \quad (16)$$

де b- відстань між серединами щілин.

Лінійна відстань Δx між інтерференційними смугами рівна

$$\Delta x = \frac{\lambda * f_2}{b}.$$

Згідно (15) , повна ширина головного максимуму рівна $2\lambda f_2 / d$, де b - ширина щілини.

Звідси:

$$n = \frac{2\lambda * f_2}{d\Delta x} = \frac{2b}{d}. \quad (17)$$

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

а) Дифракція Фраунгофера від однієї щілини

Зібрати оптичну систему (рис. 9)

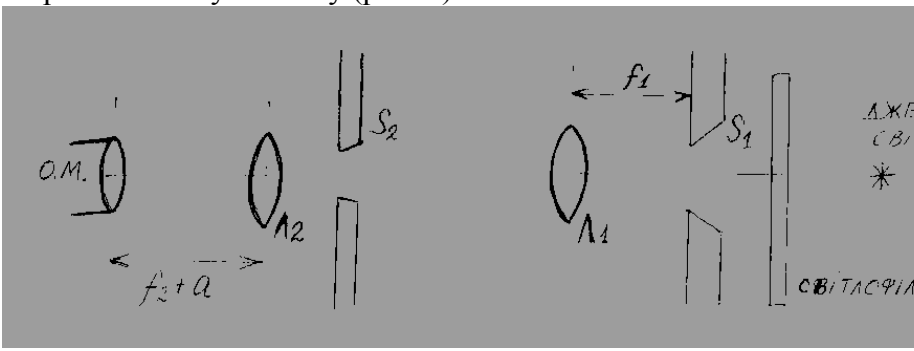


Рис.9

Порядок збирання оптичної системи:

За джерелом світла встановити щілину S_1 (досягти, щоб мікроскоп знаходився в центрі світлової плями).

На відстані 25 см від щілини S_1 встановити лінзу $Л_1$ (F_1 = 25 см). Зміщуючи лінзу, досягти такого її положення, при якому мікроскоп знаходиться в центрі світлової плями.

На відстані, приблизно рівній $F + a$ (a = 5 см – відстань від мікроскопа до площини спостереження) встановити лінзу $Л_2$ (F = 7 – 10 см). Спостерігаючи в мікроскоп і переміщуючи лінзу $Л_2$, отримати чітке зображення щілини S_1 в центрі поля зору мікроскопа.

Між лінзами $Л_1$ і $Л_2$ поблизу $Л_2$ розмістити щілину S_2.

Змінюючи ширину щілин S_1 і S_2 отримати дифракцію Френеля від однієї щілини (S_2). Спостерігати дифракційну картину Френеля з світлофільтром та без нього. Замалювати розподіл інтенсивності.

Визначити довжину хвилі світла для червоного світлофільтра $x_m = m\lambda \frac{f_2}{b}$.

Для цього потрібно встановити відповідну ширину щілини d та не змінювати її при вимірюванні;

x_m – координата m-го мінімуму;

F_2 – фокусна відстань лінзи $Л_2$;

b – ширина щілини (вимірюється за допомогою відлікового мікроскопу).

б) Дифракція Фраунгофера на двох щілинах

Використовуючи попередню установку, в якій щілина S_2 замінена двома щілинами, отримати дифракцію від двох щілин.

Дослідити залежність дифракційної картини від ширини щілини. Чітка система інтерференційних смуг отримується при достатньо вузькій щілині S_1.

Визначити довжину хвилі світла за допомогою рівняння:

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot F_2}{d},$$

де Δx-лінійна відстань між інтерференційними смугами (максимумами) в площині спостереження; d(a+b) – відстань між щілинами.

4) Перевірити формулу $n = \frac{2b}{d}$, яка визначає число інтерференційних смуг, які вкладаються в області головного дифракційного максимуму від однієї щілини.

<u>Результати виконання роботи:</u>

а) Дифракція від однієї щілини

Таблиця 1.

		x_m	b,м м	f_2	λ ,нм

		,мм		,мм	

$$x_m = m\lambda \frac{f_2}{b}, \lambda = \frac{bx_m}{mf_2}.$$

б)Дифракція від двох щілин

Таблиця 2.

Δx ,мм	d,м м	f_2 ,мм	λ ,нм

$$\Delta x = \frac{\lambda * f_2}{d}; \lambda = \frac{\Delta x * d}{f_2}.$$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1.В чому полягає явище дифракції світла?

2.В чому полягає принцип Гюйгенса- Френеля?

3.Чим відрізняються умови спостереження дифракції Френеля і дифракції Фраунгофера?

4.Скільки зон Френеля вирізає отвір з фронту хвилі, якщо в центрі дифракційної картини вперше після темної точки спостерігається світла пляма?

5.Чим відрізняються картини дифракції на круглих отворах різних радіусів?

6.Як буде змінюватись дифракційна картина, якщо збільшувати ширину щілини?

7.Яким буде розподіл інтенсивності в дифракційній картині від щілини, ширина якої дорівнює довжині хвилі?

8.Як зміниться вигляд спостерігаємих дифракційних картин, якщо не буде світлофільтра?

9.Отримати вираз для визначення кута, який відповідає першому мінімуму при дифракції Фраунгофера від двох щілин?

10.Як зміниться доля енергії, яка припадає на головні максимуми, якщо перейти від однієї щілини до двох?

Лабораторна робота №7

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ

Мета роботи: Вивчити дифракційну картину, одержану за допомогою дифракційної решітки, визначити довжину світлової хвилі.

Обладнання: дифракційна решітка з періодом 1/1000 см, джерело світла ртутно-кварцева лампа, гоніометр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Найбільш важливе практичне значення має дифракція, яка спостерігається при проходженні світла через дифракційну

решітку. Під **дифракційною решіткою** розуміють систему паралельних однакових щілин, розташованих на однаковій відстані одна відносно іншої.

У випадку нормального падіння світла на прозору дифракційну решітку положення головних дифракційних максимумів визначається рівністю

$d \cdot \sin\varphi = m \cdot \lambda.$,

де d - період (або стала) решітки; φ- кут дифракції, тобто кут між нормаллю до решітки та напрямом на дифракційний максимум; λ – довжина світлової хвилі; m – порядок максимуму ($m = 0; \pm1; \pm2;\ldots$); $d = a + b$, де b - ширина щілини, a – відстань між двома сусідніми щілинами.

Якщо на решітку падає потік білого світла, то при тому ж самому значенні $m \neq 0$ кути дифракції φ будуть не однаковими для різних значень довжин хвиль λ, тобто спостерігатиметься розкладання білого світла в спектр. При $m = 0$ умова максимуму задовольняється для всіх довжин хвиль, тобто при $\varphi = 0$ спостерігається центральна світла смуга.

З умови дифракційного максимуму: $d \cdot \sin\varphi = \pm m\cdot\lambda$. Можна визначити довжину світлової хвилі випромінювання, якщо виміряти кут її дифракції.

ОПИС УСТАНОВКИ

Гоніометр використовують для точного відліку кутів відхилення світових променів. Оптична частина гоніометра складається із коліматора *К* та зорової труби *А*. (рис. 4).

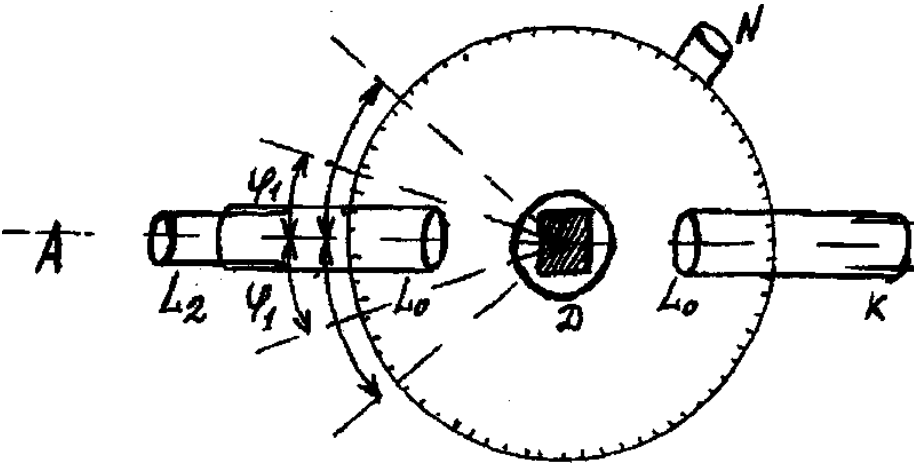


Рис.4

Від джерела S світло проходить в коліматор через вертикальну щілину, ширина якої регулюється гвинтом *X*. Щілина знаходиться в головному фокусі лінзи L_0, тому промені виходять із коліматора паралельно головній оптичній вісі пучком. Зорова труба *A* складається із об'єктива L_1 і окуляра L_2. В фокальній площині окуляра є візирна щілина, яку встановлюють паралельно щілині - вертикально. Різкість зображення одержують зміщенням окуляра L_2 вздовж оптичної вісі.

Механічна частина гоніометра складається із масивної основи з лімбом, яка крутиться навколо вертикальної вісі разом із зоровою трубою. На лімбі розміщені діаметрально протилежні ноніуси N, які дають можливість визначити кут повороту лімба з точністю до 1. Над лімбом знаходиться столик, на якому встановлюється дифракційна решітка D.

Перед виконанням вимірювань необхідно налагодити гоніометр в певній послідовності.

Установка труби на нескінченність:

1.За допомогою гвинтів-ніжок встановити лімб гоніометра горизонтально.

2.Навести візирну нитку на який-небудь віддалений вертикальний предмет (через вікно). Зміщуючи окуляр вздовж оптичної вісі, досягти того, щоб при чіткому зображенні нитки і

предмета не спостерігався паралакс, тобто при невеликому зміщенні ока вліво або вправо нитка не змінювала свого положення відносно вибраного об'єкта.

3.Встановити коліматор і зорову трубу так, щоб їхні оптичні вісі співпадали.

4.Зміщуючи щілину вздовж вісі, досягти чіткого її зображення при спостеріганні її через зорову трубу.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 1: ***Спостереження дифракційної картини за допомогою дифракційної решітки***

Для цього перед щілиною розміщують ртутно-кварцеву лампу, яка живиться від ЛАТРа. На столик ставлять дифракційну решітку з періодом 1/1000 см. Штрихи решітки повинні бути паралельні щілині, а площина решітки - перпендикулярна оптичній вісі коліматора. Зміщуючи трубу вправо, а потім вліво, спостерігають дифракційну картину, одержану за допомогою дифракційної решітки. Результати спостереження описати.

Завдання 2 **: Визначення довжини світлової хвилі**

На столик ставлять решітку з періодом 1/1000 $см^{-1}$. Знаходять нульовий максимум.

Повертаючи зорову трубу вліво від нульового максимуму до співпадання нитки з фіолетовою лінією спектру в першому максимумі фіксують положення нуля ноніуса N'_1.

Потім аналогічно повертають зорову трубу ноніуса вправо до співпадання нитки з фіолетовою лінією спектру в першому максимумі і фіксують нове положення нуля ноніуса N''_1.

Знаючи період решітки *сі* можна обчислити довжину хвилі фіолетової ділянки спектру по формулі:

$d \cdot \sin\varphi = k \cdot \lambda$,

де $\varphi_k = \dfrac{N'_k - N''_k}{2}$; де к = 0, 1, 2, ... - порядок спектру.

Таким же чином знаходять середнє значення кутів відхилення в спектрі другого порядку.

Для кожного знаходять довжини хвилі. Таким же чином знаходять довжину хвилі зеленого та жовтого спектрів.

Дані дослідів заносять в таблицю 1:

Таблиця 1.

Ділянка спектру	Порядок спектру *к*	Період решітки *d*	N'_k	N''_k	k
Фіолетовий	1 2				
Зелений	1 2				
Жовтий	1 2				

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

Що розуміють під дифракційною решіткою?

Принцип дії гоніометра.

Для яких променів кут дифракції в спектрі *m-го* порядку більший - для фіолетових чи червоних?

Як впливає значення сталої дифракційної решітки на дифракційний спектр?

Одержати умову дифракційного максимуму при умові, що світло падає під кутом до дифракційної решітки.

Від чого залежить роздільна здатність дифракційної решітки?

Лабораторна робота №9

ВИЗНАЧЕНЯ ГОЛОВНОЇ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЗБИРАЛЬНИХ І РОЗСІЮВАЛЬНИХ ЛІНЗ

Мета роботи: Навчитись вимірювати фокусні відстані лінз різними способами.

Обладнання: 1) оптична лава з повзунками для розміщення освітлювача, екрана і лінз (або їх систем); 2) набір збиральних та розсіювальних тонких лінз; 3) освітлювач із закріпленим перед ним предметом, зображення якого утворюється на екрані; 4) екран із шкалою.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Радіуси кривизни сферичних поверхонь, які обмежують лінзу, R_1 і R_2 пов'язані з показником заломлення речовини лінзи n і головною фокусною відстанню її F таким співвідношення:

$$D = 1/F = (n - 1)(1/R_1 - 1/R_2). \quad (1)$$

Важливою властивістю лінз є їх здатність давати зображення. При цьому для тонких лінз *головна фокусна відстань* їх *F* і *оптична сила D* пов'язані з відстанями до предмета *d* і до зображення *f* співвідношенням

$$\pm D = \pm 1/F = 1/d \pm 1/f. \quad (2)$$

У цій формулі знак «+» відповідає збиральній, а знак «—» — розсіювальній лінзам.

Для дослідного визначення головних фокусних відстаней тонких лінз (або їх систем) використовують оптичну лаву *1* з півтораметровою шкалою *2*, ціна поділки якої 1 мм (рис. 113).

На лаві закріплюється повзунок з освітлювачем і світним предметом *3* (освітлена електричною лампою діафрагма з отворами, розташованими по контуру стрілки); повзунок з

досліджуваною лінзою **4** та

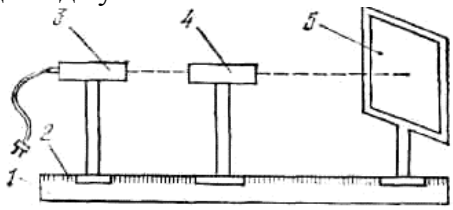


Рис. 113

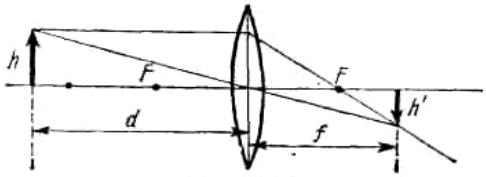


Рис. 114

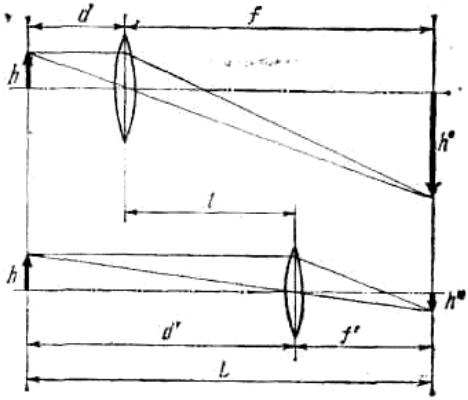


Рис. 115

повзунок з екраном *5*. На повзунках є візирні покажчики, за допомогою яких визначається положення повзунків відносно шкали оптичної лави. Лінзи і предмет установлюють так, щоб центри їх були розташовані вздовж однієї осьової лінії. Правильність установки перевіряють переміщенням лінзи вздовж оптичної лави. При такому переміщенні центр зображення на екрані не повинен зміщуватися.

Для характеристики зображення, утвореного лінзою, крім його положення потрібно знати і розмір зображення. За означенням поперечного збільшення та з рис. 114 можна записати, що

$$\Gamma = h/h' = d/f.$$

З цього виразу

$$d = (h/h')\,f.$$

Скориставшись формулою (2), знайдемо зв’язок розмірів предмета та його зображення з фокусною відстанню лінзи:

$$F = (h/(h + h'))\,f. \quad (3)$$

де h і h'— відповідно розміри предмета та його зображення на екрани Визначення фокусної відстані лінзи за формулами (2) і (3) потребує вимірювання кількох величин, що впливає на значення похибки результату цього непрямого вимірювання.

Бессель розробив метод вимірювання F з досить великою точністю за рахунок зменшення кількості змінних величин. Експериментально його здійснюють на установці, зображеній на рис. 113.

Визначають відстань L між предметом і екраном, на якому дістають різке зображення предмета при певних відстанях d і f (рис. 115). Потім переміщують лінзу в інше положення і знову дістають різке зображення того самого предмета на тому самому екрані, але вже при нових відстанях ***d'*** і f'. Виміривши відстань між двома послідовними положеннями лінзи l і знаючи L, можна обчислити F.

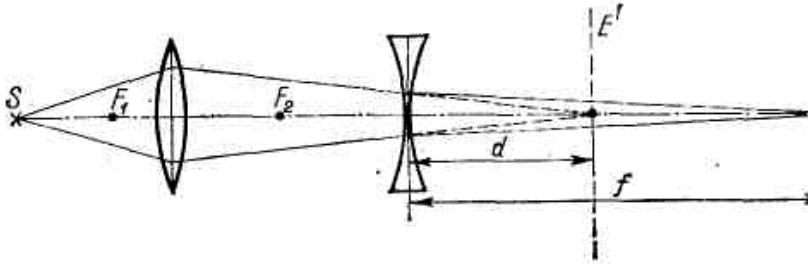


Рис. 116

Покажемо це. Оскільки в обох випадках на екрані зображення утворювалося за допомогою тієї самої лінзи, то з формули (2) можна записати:

$$df/(d+f) = d'f'/(d'+f') = F. \quad (4)$$

З рисунка видно, що $d + f = d' + f' = L$; отже,

$$fd = f'd', \quad (5)$$

$$d' - d = f - f' = l;$$ звідси

$d' = l + d$, а $f' = f - l$. Підставимо ці значення в (5): $fd = (f - l)(l + d)$ або $f - d = l$.

Отже, для f і d маємо систему рівнянь

$$f - d = l; \quad f + d = L,$$

розв'язавши яку, дістанемо:

$$f = (L + l)/2; \; d = (L - l)/2.$$

Підставимо ці значення в (4), тоді

$$F = \frac{(L^2 - l^2)}{4L} \quad \textbf{(6)}$$

Розсіювальні лінзи не дають дійсного зображення предмета на екрані. У цьому випадку для визначення фокусної відстані розсіювальної лінзи створюють збиральну центральну систему із розсіювальної і збиральної лінз. При цьому на екрані дістають дійсне зображення предмета. Оптична сила такої системи лінз визначається формулою

$$1/F_c = 1/F_1 + 1/F_2 - d/(F_1F_2), \quad (7)$$

де F_c — фокусна відстань системи лінз; F_1 , F_2 — фокусні відстані лінз, що входять в систему; d—відстань між головними площинами лінз, з яких складається система. Якщо лінзи досить тонкі і торкаються одна одної, то d можна вважати таким, що дорівнює нулю. Тоді оптична сила системи лінз дорівнює сумі оптичних сил лінз, які входять до цієї системи.

Можна зробити й інакше. Підбирають допоміжну збиральну лінзу з оптичною силою, більшою ніж у розсіювальної лінзи. За допомогою цієї збиральної лінзи дістають на екрані дійсне зображення предмета (рис. 116). Потім між екраном і збиральною лінзою поміщають розсіювальну лінзу на відстані d від екрана. При цьому різке зображення зникає. Переміщуючи екран на відстань f від розсіювальної лінзи, знову дістають різке зображення предмета. Оскільки роль предмета для розсіювальної лінзи відіграє зображення, утворене за допомогою збиральної лінзи, то для розсіювальної лінзи

$$F = df/(f - d). \quad (8)$$

<u>ВИКОНАННЯ РОБОТИ</u>

I. Визначити головну фокусну відстань збиральної лінзи.

А. *Вимірюванням відстаней предмета і його зображення від лінзи.*

Розмістити екран на достатньому віддаленні від світного предмета. Встановити між ними повзунок з лінзою і повільно переміщувати його до одержання на екрані різкого зображення. Зафіксувати по шкалі положення лінзи, предмета і екрана.

Змінити положення екрана і повторити дослід. Вимірювання провести не менш як 3 рази при різних положеннях предмета, екрана і лінзи.

Користуючись формулою (2) для збиральної лінзи, розрахувати головну фокусну відстань для кожного вимірювання, знайти середнє значення F і похибку вимірювання.

Б. *За розмірами предмета, зображення і відстанню зображення від лінзи.*

1. Помістити лінзу між екраном і світним предметом. Перемістити останній до одержання сильно збільшеного різкого зображення.

Виміряти розміри зображення h' і відстань зображення від лінзи (розміри предмета h задані). Вимірювання провести 3 рази для різного положення екрана.

Для кожної серії вимірювань обчислити F за формулою (3), знайти його середнє значення і обчислити похибку вимірювань.

В. *Методом Бесселя.*

Розмістити предмет і екран на оптичній лаві так, щоб відстань між ними була більшою за 4F (орієнтовно).

Помістити лінзу між предметом і екраном так, щоб на екрані було різке збільшене зображення предмета. Зафіксувати це положення лінзи по шкалі оптичної лави.

Не торкаючи предмета і екрана, знайти друге положення лінзи, при якому утворюється різке, але зменшене зображення предмета на екрані. Це положення також зафіксувати по шкалі.

4. Визначити відстань l як різницю двох зазначених переміщень.

5. Виміряти відстань L між екраном і предметом.

Змінити відстань між екраном і предметом.

Визначити середнє значення F з трьох вимірювань при різних L і l за формулою (6).

8. Обчислити похибку вимірювань.

II. Визначити головну фокусну відстань розсіювальної лінзи.

А. *Методом створення збиральної центральної системи.*

На установці, що дається на рис. 113, визначити методом Бесселя фокусну відстань збиральної лінзи (п. В завдання I).

Закріпити в одній оправі розсіювальну лінзу з невідомою фокусною відстанню і збиральну з відомою.

Визначити фокусну відстань системи F_c і за формулою (7) обчислити фокусну відстань розсіювальної лінзи. Досліди провести для трьох різних значень d.

Б. *Методом подвійного фокусування.*

Розмістити на оптичній лаві між предметом та екраном збиральну лінзу з довільною невідомою фокусною відстанню. Дістати різке зображення предмета і виміряти відстань між лінзою та екраном (це буде d для розсіювальної лінзи).

Між збиральною лінзою та екраном розмістити розсіювальну лінзу. Переміщуючи екран, дістати різке зображення предмета.

Виміряти відстань між розсіювальною лінзою і новим положенням екрана (це буде f для розсіювальної лінзи). За формулою (3) обчислити фокусну відстань розсіювальної лінзи.

Обчислити похибки вимірювання фокусної відстані розсіювальної лінзи обома методами і порівняти їх між собою.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

Вивести формули лінзи (1) і (2).

Чому не можна точно визначити фокусну відстань оптичної системи за формулою (2) завдання I?

Чому метод Бесселя точніший за прямі вимірювання d і f? Чи застосовний метод Бесселя для товстих лінз?

Що називають оптичною силою лінзи і в яких одиницях її вимірюють?

З якою швидкістю і куди рухається зображення предмета, якщо він рівномірно віддаляється від лінзи з швидкістю *v*?

Що називають збільшенням лінзи? Як визначають збільшення оптичної системи?

Лабораторна робота № 10-11

ДОСЛІДЖЕННЯ ОБЕРАЦІЇ ЛІНЗ

Сферична аберація. Хроматична аберація. Астигматизм.

Мета роботи: дослідити три недоліки лінз: хроматичну і сферичну аберації та астигматизм.

Обладнання:: 1) оптична лава; 2) освітлювач; 3) випрямляч ВС-24 для живлення освітлювача; 4) досліджувана лінза; 5) два матових скла; 6) набір світлофільтрів і діафрагм; 7) набір лінз; 8) металева пластинка з малим круглим отвором.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Ідеальна оптична система повинна задовольняти умовам:

світло надходить в систему у вигляді параксіальних пучків;

пучки складають малі кути з головною оптичною віссю системи;

показник заломлення постійний для всіх променів, тобто середовище не має дисперсію, бо достатньо монохроматичне.

Проте ми на практиці маємо справу із світлом певного спектрального складу і повинні враховувати залежність показника заломлення від довжини хвилі (дисперсія).

Обмеження пучками, слабо нахиленими до осі, означало відмову від отримання зображення точок, які лежать в стороні від головної осі системи.

Проте усунення цих обмежень приводить до багаточисельних недоліків зображень, об'єднаних загальним терміном дефектів лінз. Розглянемо деякі основні типи дефектів лінз.

Сферична аберація. Нехай на оптичній осі двоопуклої лінзи знаходиться світна точка. Сферична аберація полягає в тому, що світлові промені, які виходять із цієї точки, попадають у різні місця заломлюючої поверхні і зазнають таких відхилень, що після проходження оптичної системи не перетинаються в одній точці (рис. 1, а). З променів, що падають на лінзу, зазнаватимуть більшого заломлення ті, які проходять через неї на більшій відстані від оптичної осі. Це можна пояснити залежністю кута відхилення променя від заломного кута призми. Внаслідок цього замість одного утвориться нескінченна множина зображень точки А, розміщених між A' і A'_1.

Точка A'_1 – це зображення точки А в параксіальних променях, а A' - зображення в променях, що проходять на максимальній відстані від оптичної осі. У площині зображень параксіальними променями утвориться світна пляма у вигляді кружка. Якщо площину, перпендикулярну до оптичної осі, переміщати вздовж осі між точками A' і A'_1, то неможливо знайти таке місце, де зображення мало б вигляд точки воно буде у вигляді розмитого кружка. Радіус кружка розсіювання в площині параксіального зображення параксіального зображення

характеризує поперечну сферичну аберацію. Подібна картина спостерігається і тоді, коли промені падають на лінзу паралельно її оптичній осі (рис. 1, б), де F' і F'_r - відповідно фокуси для параксіальних і крайніх променів. Відстань між цими фокусами $\delta s' = f'_r - f'$ називається поздовжньою сферичною аберацією або просто сферичною аберацією.

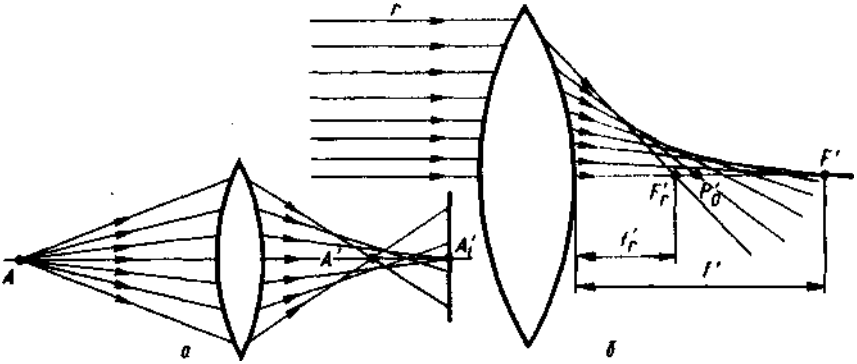
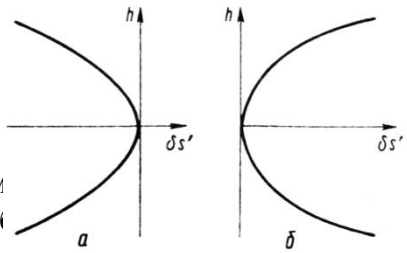


Рис. 1

Сферична аберація різних ділянок лінзи залежить від їхньої відстані до оптичної осі h, тобто $\delta s' = f(h)$. Всі аберації, у тому числі й сферичні, зображають графічно у вигляді так званих характеристичних кривих. На рис. 2 показано графік залежності поздовжньої сферичної аберації додатної (рис. 2, а) і від'ємної (рис. 2, б) $\delta s'$ лінз. Графічна залежність $\delta s' = f(h)$ вказує на те, що комбінуванням додатних і від'ємних лінз можна одержати складні оптичні системи з досить малими сферичними аберраціями. Сферична аберація, на відміну від інших монохроматичних, не залежить від розміщення точки в площині предметів.



Астигматизм. Астигматизм спотворення, яке виникає при відо

предмета. Сферична хвиля, що виходить із світної позаосьової точки предмета, після проходження через оптичну систему перестає бути сферичною; гомоцентричний пучок перетворюється в астигматичний. Як уже відзначалось, перетин променів астигматичного пучка відбувається не в одній точці, а в точках, сукупність яких утворює два взаємно перпендикулярних відрізка (рис. 3).

Площину, яка проходить через головний промінь і оптичну вісь, називають меридіональною, а ту, що проходить через головний промінь перпендикулярно до меридіональної площини, - сагітальною. У зв'язку з тим, що промені астигматичного пучка перетинаються в точках, розміщених на двох взаємно перпендикулярних лініях, одне із зображень лежатиме в сагітальній, а друге - в меридіональній площинах. Якщо предмет знаходиться на нескінченності, то точки P_1 і P_2 визначатимуть положення фокусів у сагітальній і меридіональній площинах. Фокуси в цьому випадку матимуть вигляд ліній P_1' P_1 P_1» і P_2' P_2 P_2» (рис. 3). Відстані осей x_m від меридіонального фокуса і x_s від сагітального до фокуса F_m, що визначаються параксіальними променями, для певних елементарних пучків променів залежать від кута входу променя в систему, тобто

$x_m = \varphi_m(\omega)$; $x_s = \varphi_s(\omega)$,

де ω - кут входу променя в систему, або кут поля зору.

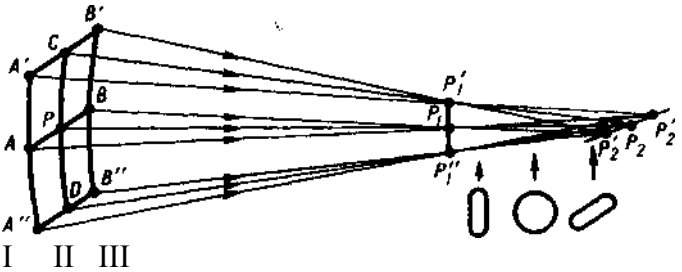


Рис. 3

Мірою астигматизму є астигматична різниця $\delta = x_m - x_s$. При відображенні предметів скінчених розмірів, наприклад площини, їх слід розглядати як сукупність точок, кожна з яких

зображатиметься астигматичними пучками променів. Якщо предмет у вигляді відрізка АВ (рис. 4) знаходиться в меридіональній площині, то кожній його точці a, b, c,... у просторі зображень відповідатимуть сукупність меридіональних (a_m, b_m, c_m,...) і сагітальних (a_s, b_s, c_s,...) зображень, які знаходитимуться на відповідних головних променях. Сукупність цих точок дає меридіональне A'M і сагітальне A'S зображення відрізка АВ.

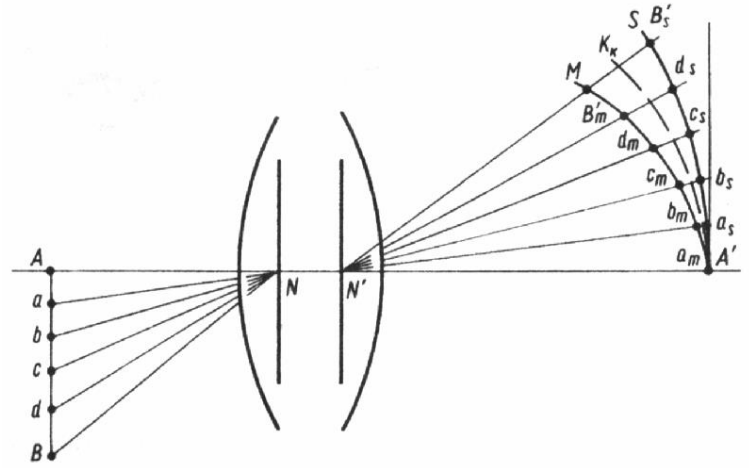


Рис. 4

Хроматична аберація. При падінні немонохроматичною світла на заломлюючу поверхню промені різних довжин хвиль заломлюються по-різному, що зумовлюється дисперсією світла, тобто залежністю показника заломлення від довжини хвилі. У спектральній області, для якої речовина прозора, із збільшенням довжини хвилі показник заломлення зменшується. Для видимого спектра він є найбільшим для фіолетового світла і найменшим - для червоного.

При одержанні зображення точки в білому світлі фіолетові промені заломлюються на лінзі більше і тому вони перетинаються ближче до неї, а червоні - менше і перетинаються далі від лінзи. Зображення, утворені ними, зміщені одне відносно одного.

Фокусна відстань лінзи залежить від її показника заломлення і від радіусів кривизни сферичних поверхонь, що обмежують лінзу, за формулою

$$F = \frac{1}{(n-1)(1/R_1 - 1/R_2)}.$$

Оскільки n=f(λ), то F=f(λ). Тому навіть параксіальний немонохромний пучок променів після заломлення в лінзі матиме цілий рід фокусів уздовж головної оптичної осі, кожний з яких відповідатиме певній довжині хвилі. Тому на практиці визначають фокусну відстань оптичних систем для певної довжини хвилі, найчастіше для жовтої лінії натрію λ_D .

Повздовжня хроматична аберація лінз визначається різницею фокусних відстаней для досліджуваної довжини хвилі F_λ і для жовтої лінії натрію F_D:

$$\Delta = F_\lambda - F_D.$$

На рис. 5 схематично показано виникнення хроматичної аберації. Зображення точки P, одержане за допомогою збиральної лінзи і, знаходитиметься між точками P' і P». Зображення P' одержане фіолетовими променями, а P» - червоними. Між P' і P» утворюються зображення, одержані променями інших кольорів. Отже, зображення точки P буде нечітким і забарвленим.

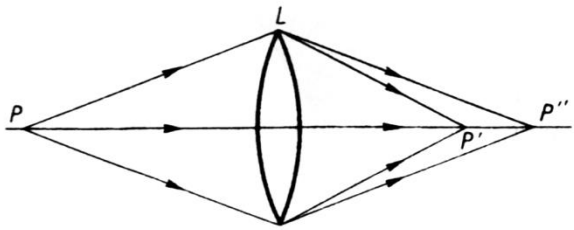


Рис 5.

Хроматична аберація до певної міри усувається комбінуванням лінз, виготовлених із різних сортів скла. При

цьому беруть такі лінзи, щоб їхні фокуси і головні площини збігалися для яких-небудь двох довжин хвиль

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

I. *Хроматична аберація.*

1. На одному кінці оптичної лави розміщають освітлювач **S,** на іншому – екран **Е** (матове скло). Перед освітлювачем розміщають діафрагму **Д** з малим круглим отвором, який виділяє вузький параксіальний пучок променів, а потім досліджувану лінзу **Л**. Перед лінзою – світлофільтр. Установка повинна бути ретельно відцентрована (центри всіх деталей установки повинні бути на одній лінії).

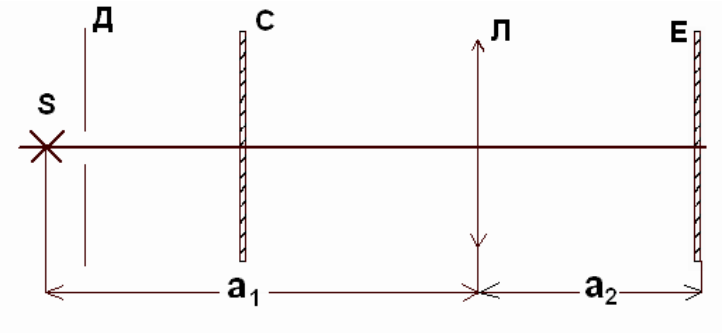


Рис.6

2. Переміщуючи лінзу або екран, досягають чіткого зображення спіралі лампи розжарювання на екрані. Вимірюють $\mathbf{a_1}$ і $\mathbf{a_2}$ і за формулою:

$$\frac{1}{a_1}+\frac{1}{a_2}=\frac{1}{f}$$

визначають **f** для даного світлофільтру.

3. Теж саме проробити для другого світлофільтру. $\mathbf{a_1}$ краще залишити постійним.

4. Визначають $\Delta f = f_к - f_ф$, де $f_к$ – фокусна віддаль при червоному світлофільтрі,

а $f_ф$ – фокусна віддаль при фіолетовому світлофільтрі.

5. Результати вимірювань занести до таблиці 1.

II. *Сферична аберація.*

Оптична система та ж, що і при дослідженні хроматичної аберації, але без діафрагми **Д**. Світлофільтр розміщується так, щоб лінза повністю була освітлена, причому краще взяти червоний світлофільтр. Між фільтром і лінзою у тримача закріплюють кільцеві діафрагми. Діафрагми треба розташовувати якомога ближче до лінзи.

1. Вимірюють віддаль $\mathbf{a_1}$ від лінзи до джерела світла. Вона повинна бути постійною при виконанні роботи.

2. Встановлюють діафрагму з найбільшим кільцевим прорізом. Оптична система повинна бути ретельно відцентрована. Пересуваючи екран, отримують на ньому чітке зображення спіралі лампи. Вимірюють віддаль $\mathbf{a_2}$ від лінзи до екрану діаметр кільцевої діафрагми **d**.

3. Теж саме проробити для решти діафрагм (всіх їх 9). Обчислити фокусну віддаль **F** для кожного випадку і побудувати графік F= f(d).

4. Результати вимірювань занести до таблиці 2.

III. *Астигматизм.*

Перед освітлювачем **S** розміщають пластинку з малим круглим отвором **Д** і на ній закріплюють матове скло **М**. На фокусній віддалі від пластинки з отвором розміщають допоміжну лінзу $\mathbf{Л_1}$ (f=25 см.), а потім досліджувану лінзу $\mathbf{Л_2}$ (закріплену на столику з поділками) і екран **Е**.

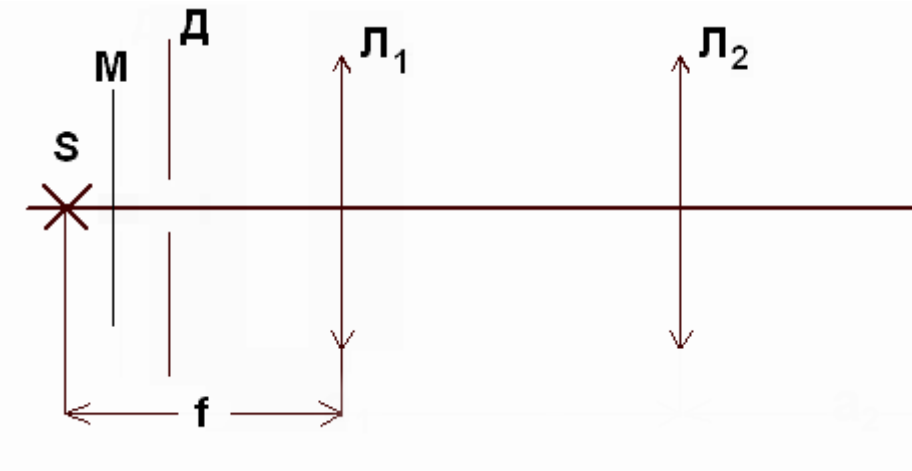


Рис.7

1. Установка повинна бути ретельно відцентрована.

Розміщують лінзу перпендикулярно до падаючого променя (покажчик повинен співпадати з нульовою поділкою на шкалі столика) і переміщуючи екран знаходять різке зображення круглого отвору. При цьому вимірюють $\mathbf{a_1}$ та $\mathbf{a_2}$.

2. Повертають лінзу на кут $\alpha=10^\circ$ і знаходять, переміщуючи екран вздовж лави, меридіональну (вертикальну) і сагітальну (горизонтальну) фокусну лінію. Вимірюють при цьому віддаль від центра лінзи екрана $\mathbf{a_м}$, $\mathbf{a_с}$.

3. Повертаючи лінзу знову на кут 10° , знаходять кожний раз $\mathbf{a_м}$, $\mathbf{a_с}$.

4. результати оформлюють у вигляді графіка, побудованого в полярній системі координат. В якості кута беруть кут віссю і віссю коліматора (α), а по радіусу відкладають меридіональну і сагітальну фокусну віддалі для даного кута.

5. Результати вимірювань занести до таблиці 3.

<u>Результати виконання роботи:</u>

I. Хроматична аберація

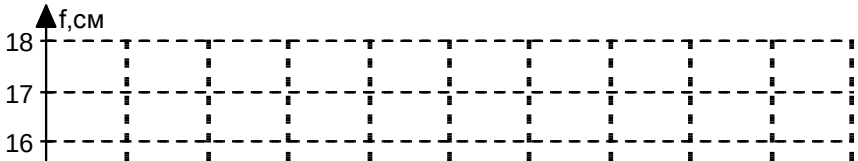
Таблиця 1.

Колір		a_1, см	a_2, см	f, см	$f_{сер}$, см	Δf, см	ε, %
Червоний							
Фіолетовий							

II. Сферична аберація

Таблиця 2

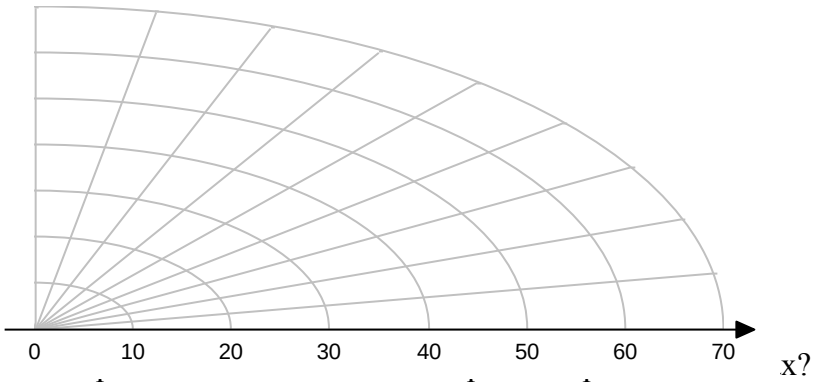
	1	2	3	4	5	6	7
a_1, см							
a_2, см							
d, см							
f, см							



III. Астигматизм

Таблиця 3.

α	0 °	1 0°	2 0°	3 0°	4 0°	5 0°	0°
$a_м$, см							
$a_с$, см							



Сферична аберація, причини її виникнення. Міра сферичної аберації. Способи усунення сферичної аберації.

Хроматична аберація, причини її виникнення. Міра хроматичної аберації. Способи усунення хроматичної аберації.

Астигматизм, причини виникнення. Міра астигматизму. Способи усунення астигматизму.

Лабораторна робота №14

ОДЕРЖАННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА

Перевірка законів Брюстера та Малюса

Мета роботи:

1. Ознайомлення з способами одержання і дослідження плоскополяризованого світла.

2. Використавши закон Брюстера, знайти показник заломлення скла, з якого виготовлено чорне дзеркало, порівняти його з табличним.

3.Перевірити закон Малюса.

Обладнання: Оптична лава, джерело світла, фотоелемент, мікроамперметр, поляроїди, стопа Столєтова, чорне дзеркало.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Відповідно до електромагнітної теорії світло являє собою поперечну електромагнітну хвилю. Вектори напруженості електричного $\vec{E}$ і магнітного $\vec{H}$ поля у будь-який момент часу взаємно перпендикулярні і лежать у площині, перпендикулярній до напрямку поширення хвилі (рис.1).

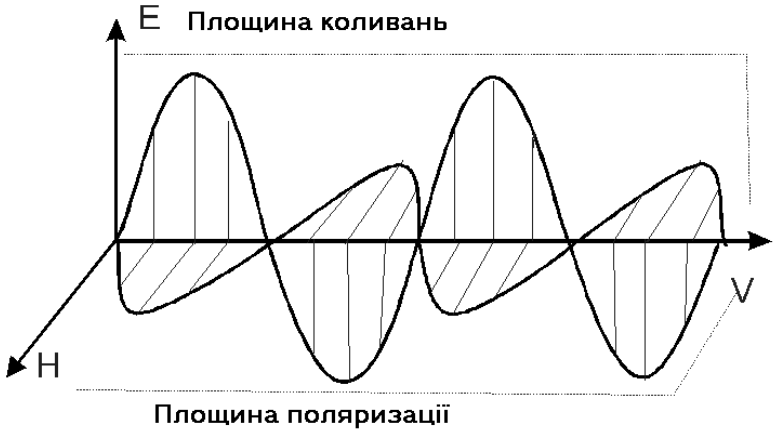


Рис.1

Будь-яке джерело світла - це сукупність дуже великого числа елементарних випромінювачів-осциляторів (атомів і молекул). Кожний збуджений атом випромінює плоскополяризовану хвилю. Площини коливань векторів $\vec{E}$ і $\vec{H}$ у хвилях, випромінених різними атомами , не збігаються.

Сукупність світлових хвиль, у яких орієнтація векторів $\vec{E}$, а отже і $\vec{H}$ рівноймовірна у всіх напрямках, перпендикулярних до променя, називається **природним світлом** (рис. 2,а). Тут коливання в різноманітних напрямках швидко і безладно змінюють один одного.

Світло, у якому напрямки коливання векторів $\vec{E}$, а отже, і $\vec{H}$ упорядковані яким-небудь чином, називається **поляризованим.** Якщо коливання вектора $\vec{E}$ відбуваються тільки в одному визначеному напрямку, то світло називається лінійно поляризованим або **плоскополяризованим** (рис. 2,б).

Якщо кінець вектора $\vec{E}$ (світловий вектор) описує коло або еліпс, то світло називається відповідно поляризованим по колу або по еліпсу. (рис. 2,в).

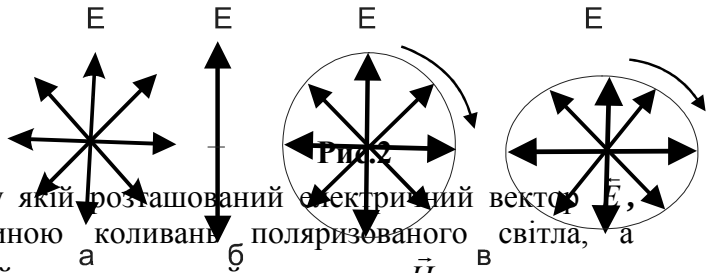


Рис.2

Площина, у якій розташований електричний вектор $\vec{E}$, називають площиною коливань поляризованого світла, а площина, у якій розташований вектор $\vec{H}$ - площиною поляризації(див. рис.1). Пристрої, призначені для перетворення природного світла в лінійно-поляризоване світло, називають **поляризаторами**, а площина коливань електричного вектора в хвилі, що пройшла через поляризатор - **площиною поляризатора**.

Поляризатор, який затримує перпендикулярні до його площини коливання лише частково, називаються недосконалим. На виході з недосконалого поляризатора отримуємо світло, у

якому коливання одного напрямку переважають над коливаннями інших напрямків. Таке світло є **частково поляризоване.**

Для спостереження поляризованого світла використовують прилад, який називається **аналізатором**. Поляризатор і аналізатор за своєю будовою нічим не відрізняються один від одного. Той самий прилад залежно від обставин можна використовувати і як поляризатор, і як аналізатор.

Існує три основних засоби одержання поляризованих променів: при відбиванні, при заломленні світла на межі поділу двох прозорих ізотропних діелектриків, в основі яких лежить закон Брюстера, а також при подвійному променезаломленні в одноосьових кристалах.

Як приклад поляризатора, у якому використовується явище подвійного променезаломлення, може служити призма Ніколя. Вона вирізається з кристала ісландського шпату. Поздовжній перетин призми показано на рис 3. Передня і задня грані AB і DC нахилені до ребра AD під кутом 68˚ і утворюють з оптичною віссю MN кристала кут 48˚. Діагональна площина BD нахилена до AD і BP під кутом 22˚. По цій площині призма розрізана і склеєна канадським бальзамом, що прозорий для світла й оптично ізотропний. Абсолютний показник заломлення канадського бальзаму $n_{кб}$ = 1,55 (для світла з λ = 589нм).

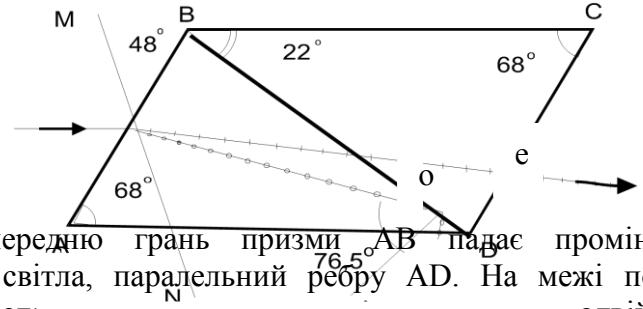


Рис. 3.

На передню грань призми AB падає промінь S природного світла, паралельний ребру AD. На межі поділу повітря - іскла одвійного променезаломл ромені - звичайний (n_o=1,658) і незвичайний (n_e=1,515). Відзначимо, що звичайний і незвичайний промені лінійно поляризовані у

взаємно перпендикулярних площинах. Потім заломлені під різними кутами промені падають на межу поділу ісландський шпат - канадський бальзам. Так як $n_e<n_{кб}<n_o$, то це значить, що канадський бальзам оптично менш щільний, ніж ісландський шпат для звичайного променя й оптично більш щільний для незвичайного променя. Звичайний промінь падає на поверхню канадського бальзаму під кутом 76,5°, більшим граничного, і, зазнавши повного внутрішнього відбивання, поглинається в оправі призми. Незвичайний промінь вільно проходить через прошарок канадського бальзаму, і після заломлення на грані CD виходить із призми паралельно падаючому променю S. Таким чином, призма Ніколя перетворює природне або частково поляризоване світло в лінійно поляризоване, площина коливань якого збігається з головною площиною призми, що проходить через промінь і оптичну вісь MN. При повороті призми навколо променя S на деякий кут, на такий же кут повертається і площина коливань світла, що проходить крізь призму.

Інтенсивність поляризованого світла, яке проходить через аналізатор, пропорційна добутку інтенсивності падаючого світла на квадрат косинуса кута між головними площинами (або площинами коливань) поляризатора і аналізатора. Таке правило називається **<u>законом Малюса</u>**.

$$I \sim I_0 \cos^2 \alpha , \qquad (1)$$

де I – інтенсивність падаючого поляризованого світла, I_0– інтенсивність світла після аналізаторів.

Формула (1) є математичним виразом закону Малюса.

В загальному випадку потрібно врахувати коефіцієнт прозорості аналізатора, і тоді формула (1) для будь якого променя запишеться так:

$$I_a = I_0 к \cos^2 \alpha, \qquad (2)$$

де I_0 – інтенсивність світла, яке виходить після поляризатора, I_a – інтенсивність світла після аналізатора, *к* – коефіцієнт прозорості аналізатора.

Повертаючи аналізатор навколо напрямку падаючого поляризованого променя, можна бачити зміну освітленості поля

зору за аналізатором. При $\alpha = 90°$, $I = 0$, тобто поле зору буде темним.

Відбите від діелектрика світло завжди частково поляризоване. Брюстер експериментально встановив закон, який виражає зв'язок кута повної поляризації з відносним показником заломлення. Ступінь поляризації світла, відбитого від діелектричної пластинки в повітря, залежить від показника заломлення діелектрика n і кута падіння $r_Б$.

Якщо світло падає на межу поділу двох діелектриків під кутом Брюстера, то відбите світло повністю поляризоване в площині, перпендикулярній до площини падіння, а тангенс кута повної поляризації дорівнює відносному показнику заломлення:

$$tg\, r_Б = n_{21} = n_2/n_1. \quad (3)$$

Формула (3) є математичний запис закону Брюстера.

В нашому випадку світло йде з повітря, тому $n_1 = 1$. Отже формулу (3) можна представити у вигляді:

$$tg\, r_Б = n_{21} = n_2. \quad (4)$$

Оскільки відбите від діелектричної пластинки світло є частково (або навіть повністю) поляризоване, світло, що вийшло з пластини, також частково поляризується. Переважний напрям коливань електричного вектора у світлі, що пройшло крізь пластину, співпадає з площиною падіння променя. Максимальна поляризація заломленого світла досягається при падінні під кутом Брюстера.

Для збільшення ступеня поляризації заломленого світла треба частково поляризоване заломлене світло пропустити через систему плоскопаралельних пластинок, так звану стопу Столєтова. Якщо взяти 10 – 15 скляних пластинок, то при падінні під кутом Брюстера вихідний заломлений пучок буде практично повністю поляризованим у взаємно перпендикулярних площинах.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 1. Вивчення поляризованого світла за допомогою аналізаторів різного виду

а) Поляроїди.

На оптичну вісь встановити джерело світла, поляроїди (поляризатор і аналізатор).

Обертаючи один з поляроїдів навколо напрямку променя домогтися мінімальної яскравості зображення освітлювача.

Зробити висновки.

б) Чорне дзеркало.

Один з поляроїдів замінити на чорне дзеркало.

Встановити чорне дзеркало під кутом Брюстера (інтенсивність відбитого світла мінімальна).

Не змінюючи кута падіння променя і слідкуючи за відбиттям лампи, обертати чорне дзеркало навколо горизонтальної вісі до положення, в якому інтенсивність відбитого світла максимальна. Відмітити це положення по вертикальному лімбу. Вимірювання повторити 3 рази.

Зробити висновки.

в) Стопа пластин.

Замінити чорне дзеркало на стопу пластин, розташованих під кутом Брюстера. Повторити операції, пророблені з чорним дзеркалом, спостереження вести, як у відбитому, так і у заломленому світі.

Зробити висновки.

Завдання 2. Перевірка закону Брюстера.

Встановити на оптичну лаву джерело світла, поляроїд, чорне дзеркало (чорне дзеркало повинно бути розташоване у вертикальній площині).

Обертаючи поляроїд навколо напрямку променя, а дзеркало - навколо вертикальної вісі, домогтися мінімальної яскравості зображення освітлювача. Спостерігач повинен розміститись так, щоб бачити зображення освітлювача поблизу вертикальної вісі обертання дзеркала. Положення поляроїда і дзеркала перевірити декілька раз, намагаючись налаштувати систему так, щоб вона практично не пропускала світла. В цьому випадку дзеркало встановлено під кутом Брюстера.

Виміряти кут падіння φ променя на чорне дзеркало (кут Брюстера).

Вимірювання повторити декілька разів.

Результати занести в таблицю1.

Таблиця 1.

№	φ	$\varphi_{ср}$	n_1	n_2

По середньому значенню кута Брюстера, використовуючи формулу (3), визначити показник заломлення скла, з якого виготовлено чорне дзеркало.

Зробити висновок.

<u>Завдання 3.</u> Перевірка закону Малюса

Встановити на оптичній лаві джерело світла, поляроїди, фотоелемент.

Приєднати до фотоелемента мікроамперметр. Ввімкнути лампу. Обертаючи поляроїд, досягти максимального відхилення стрілки мікроамперметра. Згідно формули (2), для цього положення $\alpha=0$, $I=I_0$ (коефіцієнт прозорості $\kappa = 1$).

Обертаючи поляроїд у межах повного оберту і через кожні 20° записувати покази мікроамперметра.

Побудувати графік залежності $I/I_0= f(\alpha)$ в полярних координатах. Для цього на кожному промені, проведеному з центра О під кутом α, у вибраному масштабі відкласти значення I/I_0, що відповідають цьому куту α. Точки з'єднати плавною кривою. На цьому ж кресленні аналогічним чином побудувати теоретичну залежність $I/I_0 = \cos^2 \alpha$.

Зробити висновок.

Дані занести у таблицю.

Таблиця 2.

α °															
I, мА															

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Чим відрізняється поляризоване світло від природнього? Як перевірити поляризоване світло чи природнє?

2. Якими методами та за допомогою яких пристроїв можна одержати поляризоване світло?

3. Пояснити будову та поляризаційні властивості призми Ніколя та поляроїда.

4. В якій площині коливається вектор $\vec{E}$ світлової хвилі , відбитої від поверхні діелектрика під кутом Брюстера?

5. Як розташовані відбитий та заломлений промені при умові повної поляризації відбитого променя?

Лабораторна робота №15

ВИВЧЕННЯ ПОВОРОТУ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ ОПТИЧНО АКТИВНИМИ РЕЧОВИНАМИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦУКРУ В РОЗЧИНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОЛЯРИМЕТРА

Мета роботи:

Ознайомлення з явищем оптичної активності.

Визначення концентрації цукру в розчині.

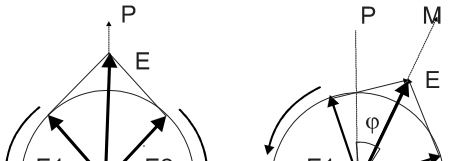
Обладнання: напівтіньовий поляризатор; трубки з розчином цукру різної концентрації.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Важливою характеристикою теоретичного і практичного розуміння явищ молекулярної оптики, зокрема взаємодії поляризованого світла з речовиною, є явище обертання площини поляризації.

При проходженні плоскополяризованого світла через деякі речовини спостерігається поворот площини коливань електричного вектора або, як говорять, обертання площини поляризації. Такі речовини називають ***оптично активними***. До них відносять кристалічні тіла (наприклад: кварц, кіновар), чисті рідини (скипидар, нікотин) і розчини оптично активних

речовин у неактивних розчинниках (водяні розчини цукру, винної кислоти та ін.)



Напрям обертання пло **Рис. 1.** йнято встановлювати для спостерігача, що дивиться назустріч світловому променю. Якщо площина поляризації повертається за годинниковою стрілкою, то речовина називається ***правообертаючою***, в іншому випадку – ***лівообертаючою***.

Явище обертання площини поляризації світла пояснюється таким чином. Лінійно поляризоване світло $\hat{E}$ можна представити як суперпозицію двох право- і ліво поляризованих по колу хвиль $\vec{E}_1$ і $\vec{E}_2$, що мають однакові частоти й амплітуди.

Як очевидно з рис. 1, сума двох векторів («лівого» і «правого») дорівнює подвоєній проекції будь-якого з них на діаметр, тобто вектору, напрямок якого постійний, а модуль змінюється за періодичним законом з частотою ω. Це і є лінійно поляризована хвиля. Френель запропонував, що в оптично активних речовинах світлові хвилі, поляризовані по колу вправо і вліво, поширюються з різними швидкостями.

Для правообертаючих речовин $V_{ПР} > V_Л$, $n_{ПР} < n_Л$, а для лівообертаючих речовин $V_{ПР} < V_Л$, $n_{ПР} > n_Л$, де $V_{ПР}$ і $V_Л$ – швидкості поширення світла з правою і лівою поляризацією, а $n_{ПР}$ і $n_Л$ – відповідні показники заломлення.

У цьому випадку, при проходженні через оптично активну речовину один із векторів, наприклад $\vec{E}_1$ буде відставати у своєму обертанні від вектора $\vec{E}_2$. Тому сумарний вектор $\hat{E}$ повертається у бік більш швидкого вектора $\vec{E}_2$ і на виході з оптично активної речовини займе положення ЕМ. Кут повороту буде дорівнювати φ.

Різниця у швидкості поширення світла з різними напрямками кругової поляризації зумовлена асиметрією молекули або асиметричним поширенням атомів у кристалі. Молекули право- і лівообертаючих речовин – дзеркальне відображення одна одної.

Кут φ, на який повертається площина поляризації в розчинах, прямо пропорційний товщині шару розчину L і концентрації оптично активної речовини C.

$$\varphi = \varphi_0 LC, \qquad (1)$$

де φ_0 коефіцієнт, який називається **питомим обертанням розчиненої речовини** (постійна обертання). Постійна обертання залежить від температури (ця залежність слабка і нею можна знехтувати), і довжини хвилі падаючого світла (дисперсія обертальної здатності), і приблизно обернено пропорційна квадрату довжини хвилі світла.

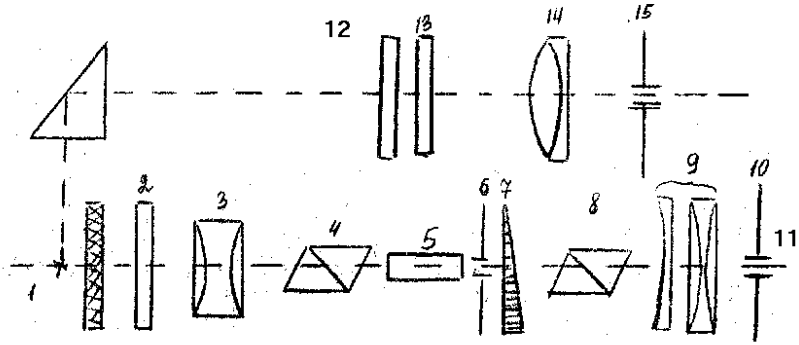
Знаючи товщину шару розчину, постійну обертання і вимірявши експериментально кут повороту площини поляризації, можна обчислити концентрацію оптично активної речовини в розчині. Такий спосіб визначення концентрації широко використовується в заводських, медичних і науково-дослідницьких лабораторіях.

ОПИС ЕКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЇ УСТАНОВКИ І МЕТОДУ ВИМІРЮВАННЯ:

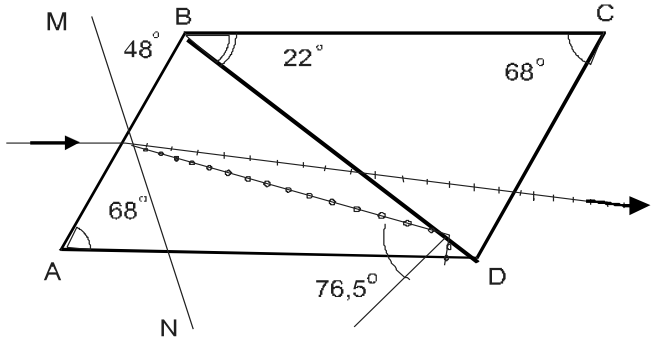
Для визначення кута повороту площини поляризації можна використовувати систему, що складається з поляризатора й аналізатора, спочатку схрещених (настроєних на темноту). Якщо між ними вмістити оптично активну речовину, то поле зору просвітліє. Кут повороту площини поляризації буде дорівнювати куту повороту аналізатора, необхідного для відновлення темноти.

Прилади, що дозволяють знайти кут повороту площини поляризації, називають поляриметрами. У лабораторній роботі використовують поляриметр, схема якого зображена на рис.2.

Рис. 2



Від джерела 1 світло проходить через світлофільтр 2, систему лінз 3, після якої перетворюється в пучок, що паралельно поширюється. Потім проходить через поляризатор 4, бікварц Солейля , трубку 5 із досліджуваною оптично активною



речовиною, клиновидний компенсатор 7, аналізатор 8 і потрапляє в окуляр 9. Поляризатором і аналізатором у поляриметрі є призми Ніколя. Ручка 10 регулює кут повороту площини коливань світла компенсатором, 11- відлікова лупа шкали компенсатора.

Призма Ніколя являє собою призму з ісландського шпату, що вирізана, як показано на рис. 3. По лінії BD призма розрізана і склеєна канадським бальзамом, показник заломлення якого лежить між показниками заломлення n_o і n_e ($n_e > n_{кб} > n_o$) для

звичайного і незвичайного променів оптична вісь кристала MN складає кут 48° з вхідною гранню AB.

Звичайний промінь зазнає повного внутрішнього відбиття на прошарку канадського бальзаму і поглинається затемненою нижньою гранню AD. Незвичайний промінь виходить з кристала, зберігаючи свій напрям.

Таким чином, пучок незвичайних променів, що виходять з призми, розділяється на два плоскополяризованих пучки, лівий і правий, площини поляризації яких складають між собою малий (6°-7°) кут.

Вимір кута за допомогою установки аналізатора на повне затемнення поля зору спочатку без трубки з оптично активним

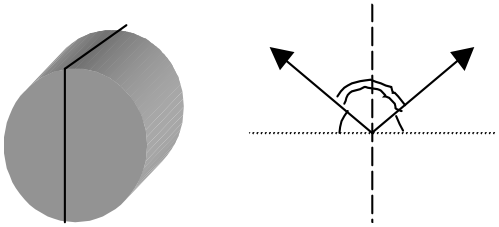


Рис. 4а Рис. 4б

Рис. 4

розчином, а потім з нею – к ке око малочутливе до невеликих змін абсолютної яскравості рівномірно освітленого або затемненого поля зору. Проте око дуже чутливе до найменшої різниці в яскравостях суміжних частин поля зору одного кольору. Цю властивість ока використовують, коли вводять між поляризатором 4 і аналізатором 8 напівтіньовий аналізатор (бікварц Солейля), (див. рис. 2).

Бікварц Солейля складається з двох половинок циліндрів, розрізаних по діаметру (див. рис. 4,а). Одна частина циліндра виконана з лівообертаючого кварцу, а друга – із

правообертаючого. З введенням бікварца Солейля пучок світла, що падає на аналізатор, виявляється розділеним на дві частини.

Одна частина пучка буде складатися з поляризованого світла, що пройшло через правообертаючий кварц, інша – через лівообертаючий. Внаслідок оптичної активності кварцу площина коливань світла буде повертатися на деякий кут лівою частиною вліво, а правою частиною - вправо (див. рис. 4,б). Площина світлових коливань в обох частинах буде різноманітна. В результаті цього інтенсивність променів, що пройшли через аналізатор, буде в загальному випадку в правій і лівій частинах пучка неоднакова.

В цьому випадку поворотом аналізатора не можна одержати одночасно повне затемнення всіх частин поля зору, але можна поставити аналізатор так, щоб усі частини поля зору були однаково затемнені. Це відбувається, якщо площина світлових коливань, що пропускаються аналізатором, буде паралельна або перпендикулярна до бісектриси кута між напрямками коливань світла в крайніх частинах пучка (див.рис.4,б). При цьому амплітуди коливань, що пропускаються аналізатором, будуть однаковими для всіх частин поля зору, а виходить, і яскравість усіх полів також буде однакова.

Одержати однакову яскравість усіх частин поля зору можна при двох взаємно перпендикулярних установках аналізатора: при одній з них яскравість поля більше, при іншій – менше. Друге положення фіксується точніше (чутливість ока вище при меншій освітленості). Тому аналізатор звичайно настроюють на затемнення (напівтемне поле). Це відповідає майже повному схрещенню поляризатор

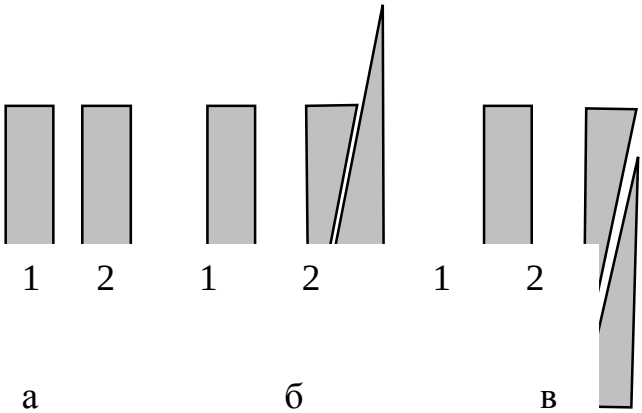


Рис.5

а й аналізатора (83°-85°), оскільки кут, на який повертається площина коливань у кварці, 5°-7°.

До складу поляриметра входить клиновидний компенсатор 7 (див. рис 2). Він призначений для повороту площини коливань світла. У цьому випадку аналізатор установлюється нерухомо, а поворот площини коливань здійснюється за допомогою компенсатора (площина коливань світла на виході з компенсатора при цьому буде збігатися з площиною пропускання аналізатора).

Клиновидний компенсатор виконаний із пластинки правообертаючого кварцу 1 і двох клинів лівообертаючого кварцу 2, що можуть ковзати один відносно одного по діагональній площині (рис.5). У положенні а товщина пластинки правообертаючого кварцу 1 дорівнює товщині двох клинів 2 із лівообертаючого кварцу. В цьому випадку сумарний поворот площини коливань світла дорівнює на виході з компенсатора нулю. У положенні б товщина двох клинів 2 із лівообертаючого кварцу надається більша, ніж товщина пластинки 1. Площина коливань світла повертається вліво. У положенні б площина коливань повертається вправо. Пристрій, за допомогою якого пересуваються клини компенсатора, пов’язано зі шкалою, по якій можна визначити поворот площини коливань світлового пучка. Ручка 10 (див. рис. 2) регулює кут повороту площини коливань світла, що вноситься компенсатором. Через звітну лупу 11 (див. рис. 2) визначають по шкалі, пов’язаній з компенсатором, кут повороту.

Якщо досліджувана речовина оптично активна, вона повертає площини коливань усіх променів на визначений кут. Інтенсивності правої і лівої частин поля зору окуляра стають різними. Для відновлення однакової яскравості достатньо повернути площину коливань світлового пучка за допомогою компенсатора 7 (ручка 10, див. рис. 2) на деякий кут. Цей кут і буде дорівнювати куту повороту площини поляризації в досліджуваній речовині.

В лабораторній роботі необхідно визначити концентрацію цукрового розчину. Це можна зробити,

виміривши кут повороту, довжину і використовуючи співвідношення (2), (3):

$$C = \frac{\varphi}{\varphi_0 L} \quad (2)$$

Якщо постійна обертання φ_0 невідома, то її можна визначити, виміривши кут повороту φ і довжину трубки L_1 з відомою концентрацією цукрового розчину C_1. Відповідно до (2).

$$\varphi_0 = \frac{\varphi_1}{C_1 L_1} \quad (3)$$

Підставляючи (3) у формулу (2) отримаємо (4)

$$C = \frac{L_1 C_1 \varphi}{L \varphi_1} \quad (4)$$

Формула (4) є розрахунковою для даної лабораторної роботи.

В поляриметрі використовується принцип порівняння яскравостей пучка світла, розділеного на дві частини. Повертаючи площини коливань за допомогою компенсатора, можна зрівняти яскравості правої і лівої частин пучка при двох різних кутах. Але вимірювати необхідно при чутливому положенні, що характеризується тим, що частини поля зору точніше фіксуються однаковими при менших яскравостях, а також тим, що незначне обертання аналізатора викликає різке порушення рівності яскравостей різноманітних частин поля.

ВИКОНАННЯ РОБОТИ

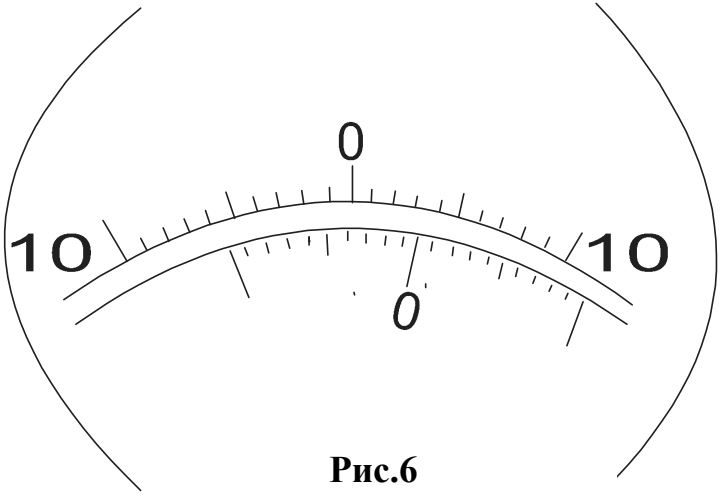


Рис.6

1. Ознайомтесь з будовою поляриметра. Вивчіть, користуючись відліковою лупою 11 (див. рис. 4), шкалу приладу (див. рис. 6). На

нерухомому лімбі вправо і вліво від нуля нанесено 20 поділок. Ціна однієї поділки лімба 1°. В площині лімба на рухливій частині є два ноніуса - лівий і правий. Кожний ноніус розділений

на 10 поділок. Ціна поділки ноніуса 0,1°. (див. рис. 6).

2. Включіть джерело світла поляриметра.

3. Визначте нульовий відлік приладу. Для цього треба виконати таке:

а) переконайтеся, що в поляриметрі відсутня трубка з оптично активною речовиною;

б) встановіть окуляр на різке зображення лінії поділу (бікварца Солейля);

в) повертаючи ручку 10 (див. рис. 2), досягніть рівності яскравостей частин поля зору (у чутливому затемненому положенні).

Примітка: Якщо нульовий штрих ноніуса при установці на рівність яскравостей частин поля зору виявився зсунутим по годинниковій стрілці щодо нульового штриха лімба, то нульовому відліку приписується знак «+», якщо проти годинникової стрілки, то «-».

4. Повторити виміри 5 разів і обчислити середнє значення нульового відліку приладу.

5. Помістіть в поляриметр трубку з досліджуваним розчином і встановіть окуляр на різке положення лінії поля, що розділяє поле зору.

6. Повертаючи ручку 10 компенсатора (див. рис. 2), встановіть рівність яскравостей частин поля зору і визначте відповідний цьому положенню компенсатора кут.

7. Повторіть виміри 5 разів і обчисліть.

8. Визначте кут повороту площини поляризації як різницю кінцевого і нульового відліків. При розрахунках обов’язково враховуйте знак відліку.

9. Виконайте пункти 6-8 ще для двох трубок із досліджуваним розчином.

10 Результати вимірювань і обчислень занесіть у таблицю 1.

11. Використовуючи формулу (4), визначте концентрацію досліджуваного розчину цукру. Результати обчислень занесіть у таблицю 1.

12. За даними вимірювань побудуйте графік залежності φ(C), використовуючи графік, визначте концентрацію цукру в досліджуваному розчині.

13. Визначте похибки вимірювань. Результати вимірювань подайте у вигляді таблиці.

Таблиця 1.

№ вимірювань	Кути повороту площини поляризації				Довжина трубок, см			К
	0	1	2	3	1	2	3	1
1								
2								
3								
4								
5								
Середнє значення								

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ :

Яке світло називається поляризованим? Сформулюйте закон Малюса.

Які речовини називаються оптично активними? Навести приклади оптично активних речовин.

Дайте пояснення явищу обертання площини поляризації.

Від чого залежить кут обертання площини поляризації?

Як влаштована призма Ніколя? Хід променів в ній.

Будова і принцип роботи поляроїда.

ЛІТЕРАТУРА

Білий М.У. Загальна фізика.: Оптика: Навч. посібник для студ. пед. ін-ту. / М.У.Білий, А.Ф.Скубенко. – К.: Вища школа, 1987. – 376с.

Бутиков Е.И. Оптика.: Учеб. пособие для физ. спец. вузов. / Е.И.Бутиков; Под ред. Н.И.Калитеевского. – М. : Высшая школа, 1986. – 511с.

Бушок Г.Ф. Курс фізики: Навч.посібник для студ.фіз.-мат. спец.вищ.пед.навч.закл.: У 2-х кн.: Кн.2: Оптика. Фізика атома і атом.ядра. Молекул.фізика і термодинаміка / Г.Ф.Бушок, Ї.Ф.Венгер. – К.: Либідь, 2001. – 422с.

Кучерук І.М. Загальний курс фізики. Т.3. Оптика. Квантова фізика: Навч. посібник для студ. вищ. техн. і пед. закл. освіти: У 3-х т. / І.М.Кучерук, І.Т.Горбачук. – К.: Техніка, 1999. – 518с.

Кучерук І.М. Загальний курс фізики: У 3-х т. Т.3: Оптика. Квантова фізика: Навч. посібник / І.М.Кучерук, І.Т.Горбачук; За ред. І.М.Кучерука. – 2-ге вид., виправ. – К.: Техніка, 2006. – 518с.

Ландсберг Г.С. Оптика.: Учебник для студентов физических спец. вузов. / Г.С.Ландсберг. – Изд. 5-е, перераб. и доп. – М.: Наука, 1976. – 926с.

Сивухин Д.В. Общий курс физики.: Оптика. / Д.В.Сивухин. – М.: Наука, 1980. – 751с.

Сивухин Д.В. Общий курс физики. Т. 4. Оптика.: Для физ. спец. вузов. / Д.В.Сивухин. – 2-е изд., испр. – М.: Наука, 1985. – 751с.

Сминтина В.А. Оптика Ч. 3: [Навч. посібник] / В.А.Сминтина. – Одеса: Астропринт, 2007. – 98с.

Фізичний практикум. У 2-х ч./ Під ред. Дущенко В.П. – К.: Вища школа, ч. 2, 1984. – 252 с.

ЗМІСТ

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ МЕТОДУ ЮНГА	Лабораторна робота №1 Визначення довжини випромінювання
	Лабораторна робота № 2 Дослідження впливу когерентності на відмінність інтер картини.
Лабораторна робота №3 ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ЗА ДОПОМОГОЮ ФРЕНЕЛЯ	
Лабораторна робота №4 ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГ НЬЮТОНА І ДОСЛІДЖЕННЯ ЧАСОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ ВИПРОМІ	
ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ	Лабораторна робота № 5 Дифракція Френеля.
	Лабораторна робота №6 Дифракція Фраунгофера.
Лабораторна робота №7 ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ	
Лабораторна робота №8 ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ВІД ОДНІЄЇ ЩІЛИН	
Лабораторна робота №9 ВИЗНАЧЕНЯ ГОЛОВНОЇ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЗБИР РОЗСІЮВАЛЬНИХ ЛІНЗ	
Лабораторна робота №10 ДОСЛІДЖЕННЯ ОБЕРАЦІЇ ЛІНЗ Сферична аберація. Хроматична аберація.	
Лабораторна робота №11 Астигматизм	

<table>
<tr><td rowspan="2">МОДЕЛЮВАННЯ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ
.</td><td>Лабораторна робота №12
Моделювання зорової тру
Моделювання зорової труби Кепле</td></tr>
<tr><td>Лабораторна робота №13
Моделювання мікроскопа.</td></tr>
<tr><td colspan="2">Лабораторна робота №14
ОДЕРЖАННЯ І ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА
Перевірка законів Брюстера та Малюса</td></tr>
<tr><td colspan="2">Лабораторна робота №15
ВИВЧЕННЯ ПОВОРОТУ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ
АКТИВНИМИ РЕЧОВИНАМИ ТА ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІ
РОЗЧИНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОЛЯРИМЕТРА</td></tr>
<tr><td colspan="2">Лабораторна робота №16
ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ РІДИНИ ЗА ДО
РЕФРАКТОМЕТРА АББЕ</td></tr>
<tr><td colspan="2">ЛІТЕРАТУРА</td></tr>
</table>