

Волинський національний університет імені Лесі Українки

Навчально-науковий фізико-технологічний інститут

Федосов С. А., Шаварова Г. П., Шигорін П. П., Кевшин А. Г.

ОПТИКА

Методичні рекомендації до лабораторних робіт

Частина 2

Луцьк

2022

Рекомендовано до друку науково-методичною радою Волинського національного університету імені Лесі Українки
(протокол № 5 від 19 січня 2022 р.).

Рецензенти: *Захарчук Д. А.* – канд. фіз.-мат. наук, доцент, доцент кафедри фізики та вищої математики, Луцький НТУ;

Сахнюк В. Є. – канд. фіз.-мат. наук, доцент, завідувач кафедри теоретичної та комп'ютерної фізики імені А. В. Свідзинського, ВНУ імені Лесі Українки.

Ф 33 Федосов С. А., Шаварова Г. П., Шигорін П. П., Кевшин А. Г. **Оптика** : метод. рек. до лаб. роб. Ч. 2. Луцьк : ВНУ ім. Лесі Українки, 2022. 52 с.

Методичні рекомендації до лабораторних робіт «Оптика» – складова комплексу робочих матеріалів створених для забезпечення якісної практичної підготовки фахівців галузей знань 01 Освіта/Педагогіка, 10 Природничі науки, галузей знань технічних наук. Методичні рекомендації до виконання лабораторних робіт охоплюють розділи: «Інтерференція світла», «Дифракція світла», «Дисперсія світла» і «Поляризація світла» курсу «Оптика». Видання містить набір матеріалів необхідних для організації повноцінної аудиторної та самостійної роботи студентів, є базовим для подальшого поглибленого вивчення навчальних дисциплін фізико-технічної підготовки та спецкурсів спеціальності і рекомендовано використовувати після засвоєння або паралельного вивчення лекційного матеріалу з навчальної дисципліни «Оптика».

Навчально-методичне видання відповідає чинним навчальним програм підготовки й рекомендовано студентам спеціальностей 014.08 Середня освіта (Фізика), 104 Фізика та астрономія, 105 Прикладна фізика та наноматеріали, спеціальностей галузей технічних наук.

ЗМІСТ

ОСНОВНІ ВИМОГИ ДО ПІДГОТОВКИ, ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ ЗАВДАНЬ ТА ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТІВ	4
Лабораторна робота № 1 ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА	5
Лабораторна робота № 2 ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ КАРТИНИ ВІД ЩІЛИНИ	9
Лабораторна робота № 3 ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ДВОХ ЩІЛИНАХ	15
Лабораторна робота № 4 ВИВЧЕННЯ ПРОЗОРОЇ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ	19
Лабораторна робота № 5 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА	27
Лабораторна робота № 6 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ БРЮСТЕРА	32
Лабораторна робота № 7 ВИМІРЮВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦУКРУ В РОЗЧИНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОЛЯРИМЕТРА	38
Лабораторна робота № 8 ВИВЧЕННЯ ПОЛЯРИСКОПА-ПОЛЯРИМЕТРА ПКС-250М	43
ЛІТЕРАТУРА	48
ДОДАТОК	49

ОСНОВНІ ВИМОГИ ДО ПІДГОТОВКИ, ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ ЗАВДАНЬ ТА ОФОРМЛЕННЯ ЗВІТІВ

1. При підготовці до роботи студент повинен:

- розібратися за літературними джерелами в теоретичних основах явищ та властивостях речовин, які вивчаються;
- занотувати теоретичні відомості в робочому зошиті, накреслити принципові схеми, записати прядок виконання роботи;
- підготувати відповіді та контрольні запитання.

2. До наступної роботи допускаються студенти, які захистили звіт за попередню роботу.

3. Перед виконанням лабораторної роботи студенту необхідно:

- ознайомитись із лабораторним устаткуванням, джерелами живлення, вимірювальними приладами;
- у викладача чи лаборанта отримати дозвіл на збирання лабораторного макету та вмикання живлення.

4. Під час виконання роботи студент зобов'язаний:

- неухильно дотримуватись правил техніки безпеки;
- дбайливо відноситись до приладів та лабораторного обладнання;
- усі зміни в електричних схемах проводити лише після знеструмлення лабораторного устаткування;
- вимірювання проводити з максимальною акуратністю. Результати вимірювань та клас точності вимірювальних приладів занести в робочий зошит;
- результати вимірювань та попередніх розрахунків показати викладачеві.

5. Після виконання лабораторної роботи студент повинен:

- привести до порядку робоче місце;
- здати лабораторне устаткування лаборанту. *Студент несе особисту відповідальність за отримане в тимчасове користування майно навчального закладу.*

6. При оформленні звіту студенту необхідно:

- занести в робочий зошит результати вимірювань;
- обчислити похибки непрямих вимірювань. Ключові результати подати в вигляді довірчого інтервалу з вказуванням одиниць вимірювань (графічний матеріал оформляється на міліметровому папері та вклеюють їх до полів робочого зошита);
- зробити загальні висновки, що містять пояснення отриманих результатів;
- звіт готується кожним студентом індивідуально.

7. Для захисту лабораторної роботи студенту потрібно:

- подати звіт лабораторної роботи;
- захистити отримані результати.

Лабораторна робота № 1
**ВИЗНАЧЕННЯ РАДІУСА КРИВИЗНИ ЛІНЗИ ЗА ДОПОМОГОЮ КІЛЕЦЬ
НЬЮТОНА**

Мета: дослідити інтерференцію світла за допомогою кілець Ньютона, а також за допомогою них визначити радіус кривизни досліджуваної лінзи

Прилади і матеріали: 1) освітлювач (ЛГ-72); 2) випукла лінза великого радіуса; 3) плоскопаралельна пластинка; 4) об'єктив; 5) екран

Теоретичні відомості

Одним з найцікавіших випадків інтерференції світла є так звані кільця Ньютона. Якщо на плоску скляну пластинку (рис. 1а) покласти опуклим боком плоскоопуклу лінзу з дуже великим радіусом кривизни (кілька метрів), то, при освітленні монохроматичним світлом, починаючи від місця стикання лінзи із скляною пластинкою, спостерігається ряд концентричних темних і світлих кілець або, при освітленні білим світлом, райдужних кілець. Ці кільця дістали назву кілець Ньютона. Зазначене явище є результатом інтерференції променів у дуже тонкому повітряному прошарку (товщина якого поступово збільшується). Цей прошарок утворюється між кривою поверхнею лінзи і плоскою поверхнею пластинки (на рис. 1 заштрихована область). Кільця Ньютона можна спостерігати як у відбитому, так і в прохідному світлі. У першому випадку в центрі кілець буде темна пляма, а в другому – світла. Усі світлі кільця змінюються темними, а темні – світлими. (Кільця у відбитому світлі видно значно краще, ніж у прохідному). З'ясуємо виникнення цього явища.

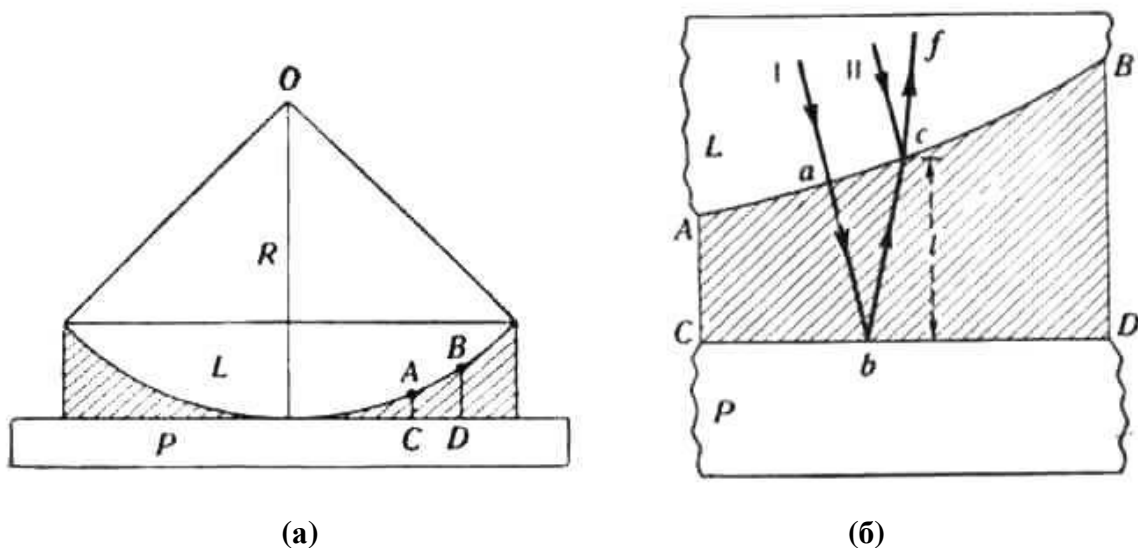


Рис. 1. Спостереження кілець Ньютона

Нехай крива AB (рис. 1б) являє собою у дуже збільшеному вигляді частину нижньої поверхні лінзи L , а CD – частину плоскої поверхні пластинки P , що лежить під лінзою. Два паралельні промені I і II падають майже перпендикулярно на повітряний шар у точках a і c , де товщина шару повітря дорівнює l . Після відбивання променя I

від поверхні пластинки в точці b , а променя Π від нижньої поверхні лінзи в точці c вони йдуть далі в одному напрямі cf і можуть один одного або посилити, або ослабити і навіть знищити. (Це залежить від різниці їх ходів).

Оскільки до точки c шлях променя I більший, ніж шлях променя Π на віддаль $ab + bc$, яка, приблизно, дорівнює $2l$, то відставання променя I від променя Π можна прийняти рівним $2l$. Крім того, відомо, що при відбиванні хвиль від густішого середовища (скла в даному випадку) втрачається півхвилі $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Отже, промінь I , дійшовши до місця зустрічі в точці c з променем Π , відстане на $2l + \frac{\lambda}{2}$.

Якщо ця різниця ходів дорівнюватиме непарному числу півхвиль, то фази коливань в обох променів на шляху cf будуть протилежні (промені один одного погасять) і пластинка в цьому напрямі здаватиметься нам неосвітленою. А там (при іншій товщині l), де різниця ходів дорівнюватиме парному числу півхвиль (фази коливань в обох інтерферуючих променях будуть однакові), у відповідному напрямі ми побачимо пластинку освітленою.

Оскільки товщина прошарку безперервно зростає, то, очевидно, різниця ходу променів змінюватиметься безперервно. У нашому досліді це чергування, при освітленні монохроматичним світлом, повинно спостерігатися у вигляді темних і світлих кілець.

Віддаль між двома сусідніми темними кільцями відповідає різниці в товщинах повітряного прошарку між лінзою і пластинкою, яка дорівнює половині довжини хвилі $\left(\frac{\lambda}{2}\right)$. Якщо радіуси m -ого і n -ого темних кілець позначимо через r_m і r_n (рис. 2), то, очевидно, різниця товщин l_n і l_m прошарку повітря під цими кільцями дорівнюватиме

$$l_n - l_m = \frac{\lambda}{2}(n - m). \quad (1)$$

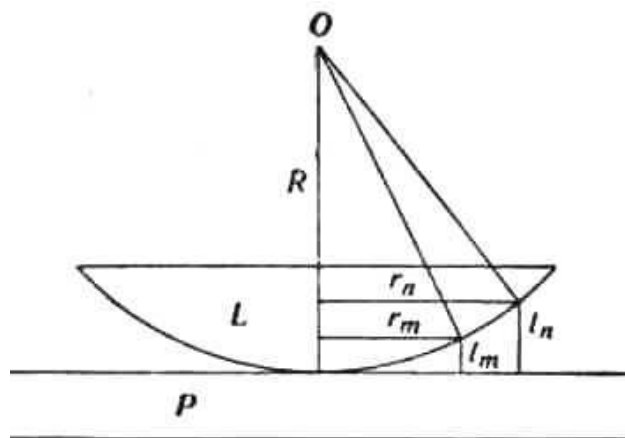


Рис. 2. Утворення темних кілець для різних товщин повітряного прошарку

Товщини l_n і l_m можна виразити через радіуси кілець r_m і r_n та через радіус кривизни R плоскоопуклої лінзи так:

$$r_n^2 = l_n(2R - l_n), \quad r_m^2 = l_m(2R - l_m). \quad (2)$$

Розкриваючи дужки і нехтуючи дуже малими величинами l_n^2 і l_m^2 (другого порядку), дістанемо:

$$l_n = \frac{r_n^2}{2R}, \quad l_m = \frac{r_m^2}{2R}. \quad (3)$$

Підставивши значення l_n і l_m з рівняння (3) в (1), знайдемо:

$$\frac{\lambda}{2}(n - m) = \frac{r_n^2 - r_m^2}{2R}, \quad (4)$$

звідки вже остаточно дістанемо:

$$R = \frac{(r_n + r_m)(r_n - r_m)}{\lambda(n - m)}. \quad (5)$$

Хід роботи

1. Добитися на екрані чіткого зображення кілець Ньютона.
2. Виміряти радіуси видимих на екрані темних кілець Ньютона.
4. За формулою (5) розрахувати радіус кривизни лінзи.
5. Спостереження і обчислення записати у таблицю 1.
6. Визначити похибки вимірів та зробити висновки.
7. Такі самі вимірювання провести не з темними, а із світлими кільцями.

Методичні вказівки

Картина, отримана на екрані, є збільшене зображення дійсних кілець Ньютона. Радіуси дійсних кілець можна обчислити, знаючи збільшення, яке дає об'єктив:

$$K = \frac{a}{a'},$$

де K – лінійне збільшення системи, a – дійсні розміри сторони квадрату на поверхні плоско-опуклої лінзи ($a = 1$ см), a' – розміри сторони квадрату на екрані.

$$K = \frac{r}{r'} = \frac{a}{a'},$$

де r' – радіус виміряного на екрані кільця, r – радіус дійсного кільця Ньютона.

Отже, формула для знаходження дійсних розмірів кілець Ньютона буде мати вигляд

$$r = \frac{a}{a'} r'.$$

Таблиця 1.

Номер кільця	λ , м	r' , мм виміряний	r , мм дійсний	n, m	R , м	ΔR , м
1						
...						

$\langle R \rangle$, м $\langle \Delta R \rangle$, м

При визначенні радіуса кривизни лінзи за формулою (5) для підвищення точності результатів слід брати пари кілець у певній послідовності, наприклад, перше з одинадцятим, друге з дванадцятим і т.д.

Після заповнення звітної таблиці і визначення середнього значення радіуса кривизни даної лінзи

$$\langle R \rangle = \frac{\sum_{i=1}^k R_i}{k}$$

обчислити середню абсолютну похибку $\langle \Delta R \rangle$ та середню відносну похибку ε і написати остаточний результат:

$$R = \langle R \rangle \pm \langle \Delta R \rangle \quad \varepsilon = \frac{\langle \Delta R \rangle}{\langle R \rangle} \times 100 \% .$$

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції світла?
2. Чому інтерференція спостерігається лише у тонких плівках?
3. Що відбувається при відбиванні хвилі від середовища меншої і більшої густини?
4. Чим відрізняються кільця Ньютона у відбитому та прохідному світлі?
5. Чим може бути спричинене викривлення кілець?
6. Як зміниться вигляд кілець, якщо простір між лінзою та пластинкою заповнити водою?
7. Який вигляд матиме інтерференційна картина, якщо сферичну лінзу замінити циліндричною?
8. Якими будуть кільця Ньютона при освітленні білим світлом?
9. Чому при виконанні даного завдання промені повинні падати перпендикулярно до нижньої пластинки?
10. Чому не рекомендується брати різниці радіусів між сусідніми кільцями?

Лабораторна робота № 2
ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЙНОЇ КАРТИНИ ВІД ЩІЛИНИ

Мета: ознайомитись із принципом одержання дифракційної картини від щілини, побудувати графік залежності освітленості екрана дифракційною картиною від координати та визначити ширину щілини.

Прилади і матеріали: 1) оптична лава; 2) лазер типу ЛГ-56 (72); 3) щілина з мікрометричним гвинтом; 4) екран з міліметровою лінійкою і фотоелементом, який може по ній пересуватися; 5) мікроамперметр.

Теоретичні відомості

Дифракцією світла називають зумовлене хвильовою природою світла явище відхилення від законів поширення світла геометричної оптики, яке виникає при проходженні світла в середовищі з різкими оптичними неоднорідностями. Звичайно, ці явища не зводяться до простого відбивання і заломлення світла. При дифракції, так як і при інтерференції, спостерігається перерозподіл інтенсивності коливального процесу в просторі в результаті суперпозиції (накладання) когерентних хвиль. Усі дифракційні явища поділяються на два види: дифракцію в розбіжних променях (на незначних відстанях від джерела світла), вивчену О.-Ж. Френелем, і дифракцію в паралельних променях (на значних відстанях від джерела), вивчену Й. Фраунгофером. Математично дифракційні задачі розв'язуються на основі принципу Гюйгенса-Френеля: *кожна точка фронту хвилі є джерелом елементарних вторинних хвиль, що поширюються в усіх напрямках, а поверхня, яка охоплює їх через час Δt , є новим положенням фронту; вторинні хвилі є когерентними і світлове поле в точці спостереження – це результат інтерференції від окремих ділянок фронту вторинних хвиль.*

Вивчення явища дифракції світла в загальному полягає у знаходженні розподілу інтенсивності світла на екрані в залежності від геометричних умов (відстаней між джерелом світла, перепорою і екраном). Розподіл інтенсивності світла по екрану залежить також від форми та розмірів отвору. Значний інтерес становить випадок дифракції від щілини. *Щілиною* називатимемо прямокутний отвір, що має незначну ширину і нескінченну довжину. Практично такою буде щілина, у якої довжина в багато разів більша за її ширину; у переважної більшості щілин це відношення дорівнює 1:1000.

Якщо на вузьку щілину AB шириною b ($b \sim \lambda$) падає нормально до поверхні плоска світлова хвиля з довжиною хвилі λ , відбувається дифракція в обидві сторони (ліворуч та праворуч) від щілини (рис. 1). Для демонстрації дифракції Фраунгофера збиральну лінзу L розміщують за щілиною, а екран спостереження E – у фокальній площині лінзи. Як наслідок – зображення щілини на екрані розтягується у смугу з максимумами та мінімумами інтенсивності в перпендикулярному до щілини напрямі. Всі світлові хвилі, які виходять від щілини AB в напрямі нормалі до екрана, збиратимуться в центральній точці O (точніше, промені збиратимуться в смугу, паралельну щілині). Оскільки різниця ходів між

усіма цими хвилями дорівнює нулю, то центральна смуга, що проходить через точку O , буде максимально освітлена.

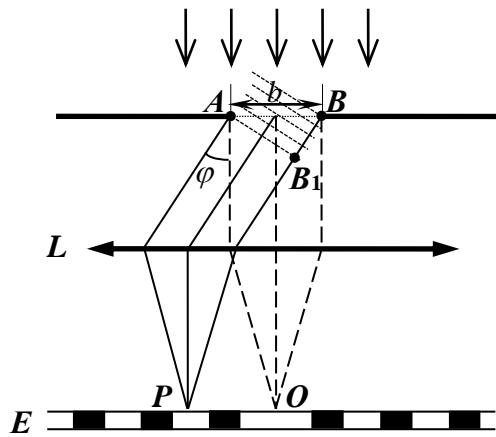


Рис. 1. Спостереження дифракції Фраунгофера

Пучок світлових хвиль, що виходить під кутом φ до нормалі, буде так само збиратися в смугу, що проходить через деяку точку P . Але питання про освітленість її можна вирішити лише внаслідок поділу світлової поверхні AB на зони Френеля. Якщо на хвильовій поверхні AB вклатиметься парне число зон, то світлові хвилі від них взаємно компенсуються – дифракційна смуга, що проходить через точку P , буде темною; якщо число зон буде непарне, то дія однієї зони залишиться некомпенсованою – дифракційна смуга буде освітленою. Ці умови аналітично можна виразити так:

якщо $BB_1 = AB \sin \varphi_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$, то смуга в точці P буде світла;

якщо $BB_1 = AB \sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2}$, то смуга в точці P буде темна,

де $k = 1, 2, 3, \dots$ (k – позначає порядок розміщення дифракційних спектрів відносно центральної смуги).

Якщо φ – кут між напрямом падіння променів на щілину і певним розглядуваним напрямом, а b – ширина щілини, то умова максимуму освітленості має такий вигляд:

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

а умова мінімуму:

$$b \sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2}. \tag{2}$$

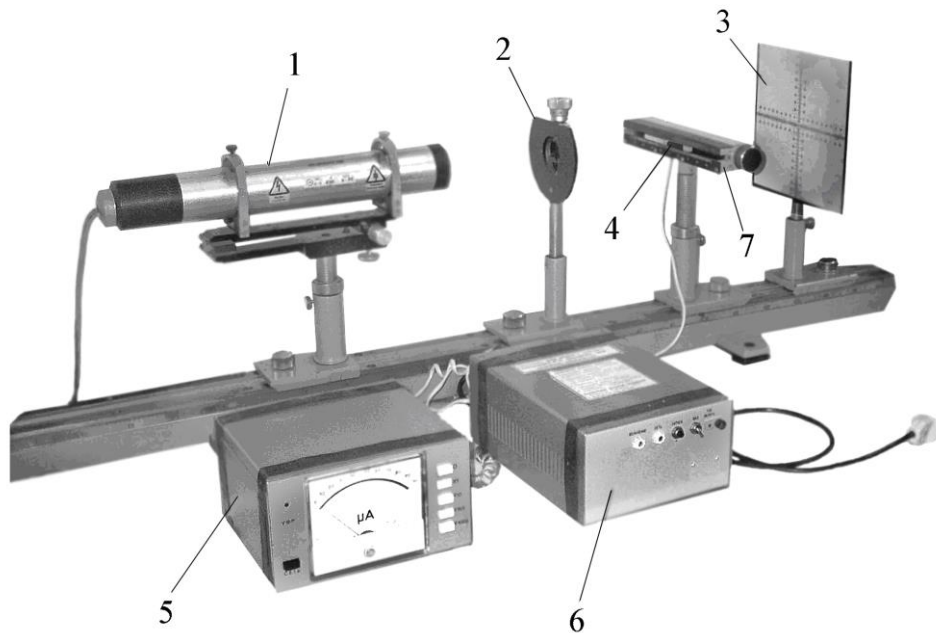
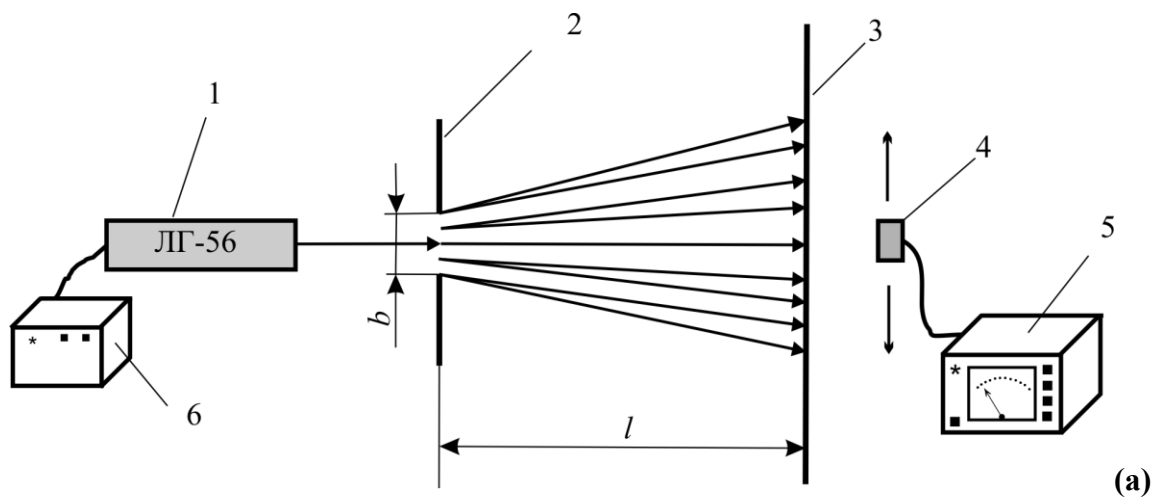
Розподіл інтенсивності в дифракційній картині на екрані спостереження залежно від кута дифракції φ має вигляд

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2(f)}{f^2}, \tag{3}$$

де $f = \left(\frac{\pi b}{\lambda}\right) \sin \varphi$, а I_0 – інтенсивність світла в напрямі падаючої хвилі ($\varphi = 0$). Це рівняння свідчить про те, що при освітленні щілини пучком білого світла максимуми та мінімуми відповідних довжин хвиль зміщені один відносно одного. Нульові максимуми для всіх довжин хвиль збігаються, тому в центрі дифракційної картини спостерігається біла смуга, що поступово переходить в кольорову. Далі повинні йти забарвлені в різні кольори максимуми. Але при дифракції від однієї щілини практично не можна побачити чітке розділення для окремих довжин хвиль.

Хід роботи

1. Розташувати прилади на оптичній лаві, відповідно до рис. 2.



(б)

Рис. 2. (а) схема дослідної установки і (б) загальний вигляд лабораторної установки:

1 – лазер типу ЛГ–56 (72); 2 – розсувна щілина; 3 – екран з міліметровою шкалою; 4 – фотоприймач; 5 – пристрій для реєстрації електричного сигналу з фотоприймача (мікроамперметр); 6 – блок живлення лазера; 7 – механічний вузол переміщення фотоприймача

2. Ввімкнути лазер. Ретельно домогтися паралельності лазера, щілини та екрану.

3. Переміщенням дифракційної щілини вздовж лави домогтися її різкого зображення на екрані.

4. За допомогою мікрометричного гвинта повільно зменшувати ширину дифракційної щілини і спостерігати за появою дифракційної картини на екрані.

5. Встановити фотоприймач на екрані за допомогою гвинта в центрі дифракційної картини (центрального максимуму). Зняти покази мікроамперметра (I_0).

6. Переміщуючи фотоприймач за допомогою гвинта по шкалі екрана, виміряти на масштабній лінійці відстані між максимумами 1, 2, 3-го порядків ліворуч і праворуч від центрального та зняти покази мікроамперметра для відповідних максимумів (I_k).

7. Дані занести в таблицю 1.

8. На основі таблиці побудувати графік залежності освітленості від координати.

9. Виміряти відстань від щілини до екрану l .

11. Для кожного значення k за формулою (7) обчислити ширину щілини b .

12. Знайти середнє значення b та оцінити похибку вимірювань.

13. Повторити експеримент, змінивши ширину щілини.

Методичні вказівки

Взагалі кажучи, дифракційні явища суттєво проявляються, якщо довжина хвилі λ є співрозмірна з b . У цьому випадку зберігають силу такі поняття, як хвильова поверхня і хвильовий фронт.

На якість дифракційної картини досить помітно впливає ширина щілини. При збільшенні її спостерігається наближення максимумів та мінімумів освітлення до центра. Якщо $\lambda \ll b$, то на екрані спостерігається різке зображення щілини, дифракційна картина зникає.

У випадку, коли ширина щілини b значно менша за відстань l від щілини до екрана, дифракція Фраунгофера спостерігається і без лінзи L . При цьому промені, що йдуть від країв щілини, практично паралельні.

Результуюча освітленість будь-якої точки екрану E , напрям на яку утворює з нормаллю \vec{n} до поверхні щілини кут φ , визначається інтерференцією всіх вторинних хвиль, що поширюється у різних напрямках від різних точок щілини (рис. 3). В залежності від співвідношення фаз коливань, що накладаються в певній точці, можуть спостерігатися як максимум, так і мінімум інтенсивності I коливань результуючого поля. На рис. 3 зображена залежність інтенсивності I від синуса кута між напрямом падіння променів на щілину і певним розглядуваним напрямом. В напрямках, що задовольняють умови

$$\sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2b} = k \frac{\lambda}{b}, \quad (4)$$

$$\sin \varphi_k = (2k + 1) \frac{\lambda}{2b}, \quad (5)$$

інтенсивність коливань результуючого поля відповідно рівна нулю (дифракційні мінімуми) – формула (4) або максимальна (дифракційні максимуми) – (5). В центрі

системи виникає завжди центральний дифракційний максимум, який в два рази ширший побічних максимумів (рис. 3).

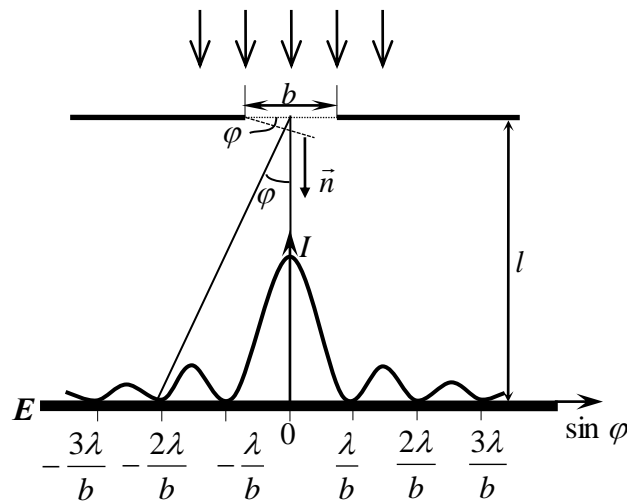


Рис. 3. Залежність інтенсивності I від синуса кута між напрямом падіння променів на щілину і певним розглядуваним напрямом

Користуючись рис. 3 для малих значень φ , дістанемо вираз відстані Δx_k дифракційного максимуму k -ого порядку від центрального: $\Delta x_k = l \tan \varphi_k \approx l \sin \varphi_k$. З останнього виразу:

$$\sin \varphi_k = \frac{\Delta x_k}{l} \tag{6}$$

Експериментально визначивши Δx_k , l , k , користуючись формулою (6) і відомим значенням λ , з рівності (1) визначають ширину щілини:

$$b = (2k + 1) \frac{l\lambda}{2\Delta x_k} \tag{7}$$

Не завжди є можливість отримати дифракційну картину таким чином, щоб центральний максимум знаходився у початку відліку ($x_0 = 0$) міліметрової лінійки шкали екрану. Тому для визначення відстані Δx_k спочатку визначають координату центрального максимуму x_0 . За допомогою гвинта повільно переміщують фотоелемент в області центрального максимуму по шкалі екрану, знаходячи за показами мікроамперметра максимальне значення інтенсивності I_0 (максимальне відхилення стрілки) та координати фотоелемента x_0 , що йому відповідає. Аналогічним чином знаходять координати інших максимумів. Дані заносять до звітної таблиці 1.

Таблиця 1.

№	λ	l	k	I_k	x_k	Δx_k	b	Δb
1								
...								

$\langle b \rangle$ $\langle \Delta b \rangle$

Де k – порядок максимуму, x_k , I_k , – координата і інтенсивність максимуму k -ого порядку відповідно. Визначення відстані Δx_k проводять згідно: $\Delta x_k = |x_k - x_0|$.

Після заповнення звітної таблиці 1 і знаходження ширини щілини b за (7) для кожного випадку (максимумів різного порядку), середнього значення $\langle b \rangle$ (як середнього арифметичного) та обчислення середньої абсолютної похибки $\langle \Delta b \rangle$ і середньої відносної ε , записують остаточний результат:

$$b = \langle b \rangle \pm \langle \Delta b \rangle, \quad \varepsilon = \pm \frac{\langle \Delta b \rangle}{\langle b \rangle} \times 100 \% .$$

Контрольні запитання

1. Що називається дифракцією світла?
2. На скільки видів поділяються дифракційні явища?
3. У чому полягає принцип Гюйгенса-Френеля?
4. У чому полягає вивчення явища дифракції світла?
5. Чим відрізняються умови спостереження дифракції Френеля і дифракції Фраунгофера?
6. Промені якої довжини хвилі при дифракції відхиляються від початкового напрямку найбільше?
7. Як змінюватиметься дифракційна картина на екрані при поперечному зміщенні щілини?
8. Записати умову, коли дифракційна смуга буде темною на екрані, а коли світлою?
9. Записати умову розподілу інтенсивності в дифракційній картині на екрані спостереження залежно від кута дифракції.
10. Що впливає на якість дифракційної картини?

Лабораторна робота № 3
ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ДВОХ ЩІЛИНАХ

Мета: дослідження дифракції Фраунгофера на двох щілинах у світлі лазера і визначення довжини хвилі лазера

Прилади і матеріали: 1) He-Ne лазер; 2) дві непрозорі пластини (фотоплівки), на які нанесено щілини; 3) екран зі шкалою; 4) оптична лава з масштабною лінійкою

Теоретичні відомості та опис установки

Оптична схема для спостереження дифракції Фраунгофера на двох щілинах наведена на рис. 1. Паралельний пучок променів від He-Ne лазера 1 потрапляє на пластину 2 з двома щілинами 3 і 4. Дифракційну картину спостерігають на екрані 5.

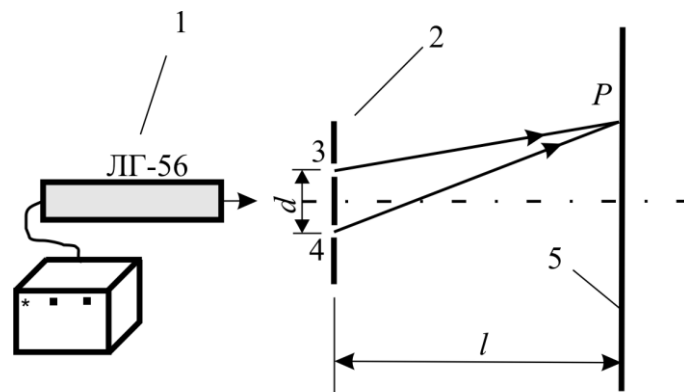


Рис. 1. Оптична схема для спостереження дифракції Фраунгофера на двох щілинах

Для того щоб спостерігати дифракцію Фраунгофера в даній схемі необхідно, щоб відстань l від щілин 3 і 4 до екрана 5 була значно більшою ширини a щілин і відстані d між двома щілинами.

Відомо, що в межах кута $\pm \varphi_k$ дифракції, який задовольняє умову головних мінімумів, може вклатися декілька головних максимумів. Якщо виконується співвідношення

$$\frac{d}{a} = \frac{m}{k} = n, \quad (1)$$

де n – ціле число, k – порядок головного мінімуму, m – порядок головного максимуму), то головні максимуми m -го порядку збігаються з головними мінімумами k -порядку і будуть погашені (для прикладу див. рис. 2). Як видно з рис. 2, при відношенні $\frac{d}{b} = 3$ головні максимуми 3-го, 6-го тощо порядків збігаються з мінімумами інтенсивності від однієї щілини, тому ці максимуми зникають. Відповідно між головними мінімумами ± 1 -го порядку вкладається $2n - 1$ головних максимумів.

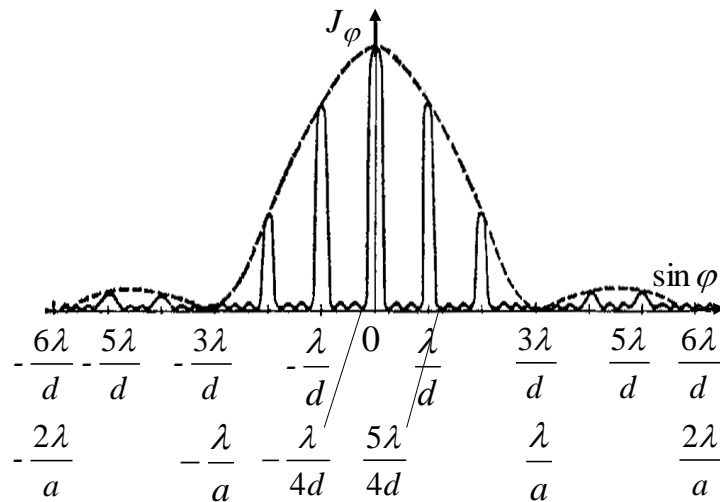


Рис. 2. Розподіл інтенсивності J_φ світла в дифракційній картині від $\sin \varphi$ для $N = 4$ і $\frac{d}{a} = 3$.

Пунктирна крива, що проходить через вершини головних максимумів, зображає інтенсивність, яка зумовлена дифракцією на одній щілині

З умови головних дифракційних мінімумів

$$a \sin \varphi = k\lambda, \quad (k = 1, 2, 3, \dots)$$

для $k = 1$ отримуємо

$$a \sin \varphi_{k=1} = \lambda,$$

або з врахуванням (1)

$$\sin \varphi_{k=1} = \frac{\lambda}{a} = \frac{n\lambda}{d},$$

тоді

$$a = \frac{d}{n}. \quad (2)$$

Значення n можна розрахувати з співвідношення $2n - 1 = N$, де N – кількість інтерференційних максимумів на екрані між головними мінімумами першого порядку за формулою:

$$n = \frac{N + 1}{2}.$$

Відстань між серединами головних максимумів або мінімумів називають шириною інтерференційної смуги Δx . При малих кутах φ отримаємо Δx із співвідношення $d \sin \varphi \approx d\varphi = \lambda$, звідки $\varphi = \frac{\lambda}{d}$. З другої сторони $\varphi_{k=1} = \frac{\Delta x}{l}$, тоді

$$\Delta x = \frac{l \cdot \lambda}{d}, \quad (3)$$

Для довжини хвилі λ отримаємо

$$\lambda = \frac{d \cdot \Delta x}{l}. \quad (4)$$

Формули (3) і (4) можна застосовувати для невеликих порядків k .

Загальний вигляд лабораторної установки зображено на рис. 3.

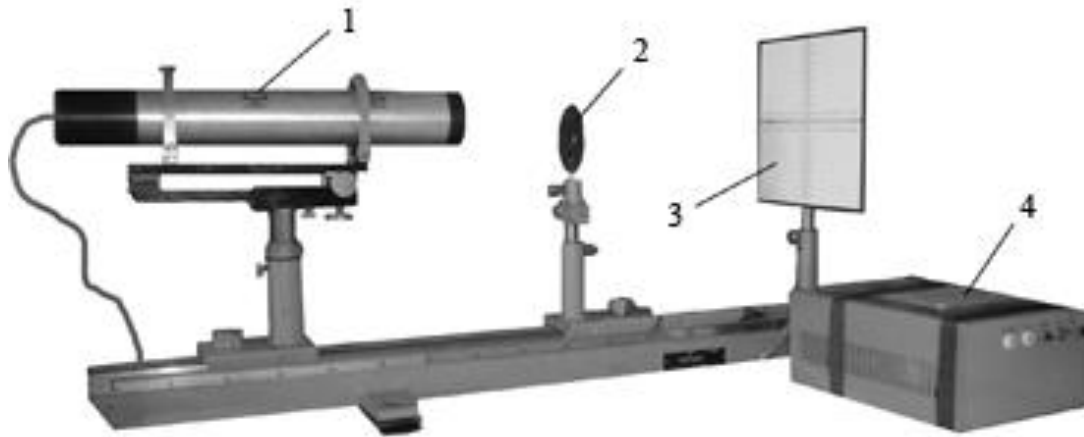


Рис. 3. Загальний вигляд лабораторної установки:
1 – лазер; 2 –тримач зі щілинами; 3 – екран; 4 – блок живлення лазера

Всі деталі установки розміщуються в рейтерах. Пластини зі щілинами встановлюються в тримач, який містить пристрій, що дозволяє регулювати і встановлювати пластини відносно світлового променя. На оптичній лаві закріплена масштабна лінійка довжиною 1 м з ціною поділки 1 мм.

До лабораторної роботи додаються числові значення d і b пластини.

Хід роботи

I. Визначення ширини щілин a за даними значенням відстані між двома щілинами d

1. Вставити пластину з щілинами в тримач 2.
2. Увімкнути блок живлення 4 лазера 1 в мережу 220 В і після ~ 5 хв прогріву лазера натиснути кнопку «Випромінювання». При цьому появиться лазерний промінь.
3. Встановити рейтер з тримачем пластини на такій відстані від вихідного вікна лазера 1, щоб світловий пучок повністю перекривав дві щілини за шириною і був направлений перпендикулярно до пластини. Екран 3 розмістити на краю оптичної лави.
4. Користуючись мікрогвинтом тримача домогтися найкращого зображення дифракційної картини на екрані 3.
5. Полічити видиму кількість N дифракційних максимумів на екрані. Визначити значення ширини a щілин за формулою (2), використовуючи відоме значення відстані d між щілинами і знайдене значення n .
6. Порівняти отримане значення a з даним.

II. Визначення довжини хвилі λ випромінювання лазера за допомогою двох щілин з відомою відстанню d між ними

1. Визначити ширину інтерференційної смуги Δx . Для цього виміряти за допомогою шкали на екрані довжину всієї дифракційної картини і поділити цю довжину на кількість N максимумів.
2. Визначити за допомогою масштабної лінійки відстань l від щілин до екрана.
3. Знаючи d , Δx і l обчислити λ за формулою (4).
4. Порівняти отримане значення λ з табличними даними.

III. Порівняти дифракційну картину, отриману на одній щілині з дифракційною картиною на двох щілин

1. З екрана 3 перенести в робочий зошит розміщення дифракційних максимумів уздовж шкали при дифракції на двох щілинах.

2. Користуючись мікрогвинтом тримача, перемістити пластинку з щілинами так, щоб промінь лазера попадав на одну щілину, яка нанесена на тій же пластинці окремо.

3. Перенести в робочий зошит розміщення дифракційних максимумів уздовж шкали екрана при дифракції на одній щілині.

4. Порівняйте дифракційні картини. Дати їм коротке пояснення.

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла?
2. Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
3. При якій умові будуть спостерігатися дифракційні максимуми і мінімуми у випадку дифракції Фраунгофера на двох щілинах?
4. Як розподіляється інтенсивність світла по дифракційних максимумах при дифракції Фраунгофера на двох щілинах?
5. Опишіть дифракційну картину від двох щілин. Чим вона відрізняється від такої для однієї щілини?
6. За яких умов спостерігаються головні максимуми дифракції на двох щілинах?
7. За яких умов спостерігаються мінімуми дифракції на двох щілинах?
8. У скільки разів інтенсивність у головному максимумі дифракції на екрані від двох щілин відрізняється від інтенсивності, що створюється в цій точці однією щілиною?
9. Яка умова розподілу інтенсивності в дифракційній картині на екрані спостереження залежно від кута дифракції?
10. Що впливає на якість дифракційної картини?

УВАГА!

Не торкатись пальцями поверхні пластини.

Із-за використання високої напруги в лазері (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним при виконанні роботи: така напруга небезпечна для життя.

Лабораторна робота № 4

ВИВЧЕННЯ ПРОЗОРОЇ ДИФРАКЦІЙНОЇ РЕШІТКИ

Мета: ознайомитись з прозорою дифракційною решіткою, визначити дисперсію і роздільну здатність цієї решітки, а також певні довжини хвиль спектра ртутної лампи.

Прилади і матеріали: 1) прозора дифракційна решітка; 2) газо-розрядна ртутна лампа з джерелом живлення; 3) гоніометр (прилад для точних вимірювань кутів).

Теоретичні відомості

Розрахунок розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині може бути здійснений за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля. Відповідно до цього принципу кожна точка фронту світлової хвилі, тобто поверхні, до якої поширилося світло, є джерелом вторинних когерентних світлових хвиль (початкові фази їх і частоти однакові); результуюче коливання в будь-якій точці простору обумовлено інтерференцією всіх вторинних хвиль, що приходять у цю точку, з урахуванням їх амплітуд і фаз.

Будь-яка деформація фронту хвилі (вона обумовлена взаємодією світла з перешкодами) призводить до відхилення світлової хвилі від початкового напрямку поширення – світло проникає в область геометричної тіні (рис. 1).

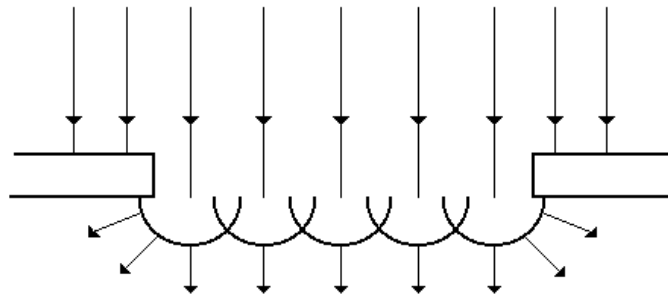


Рис. 1. Деформація фронту хвилі

Чіткість світлових смуг і дифракційних спектрів істотно поліпшується, якщо перейти від однієї щілини до системи близьких паралельних щілин. При цьому замість дифракційних світлих і темних смуг, які утворюються від кожної щілини зокрема, спостерігатимуться істотніші результати інтерференції всіх світлових хвиль, що виходять з системи щілин. Завдяки інтерференції сумарна енергія світла, що проходить крізь систему щілин, перерозподіляється і концентрується в напрямках, що задовольняють умову інтерференційних максимумів. Так утворюються головні дифракційні максимуми від системи щілин.

Систему близьких паралельних щілин називають *дифракційною решіткою*. Найчастіше для її виготовлення беруть відполіровану скляну або металеву пластинку і на її поверхні наносять за допомогою ділильної машини ряд паралельних рівно віддалених штрихів. Так, на 1 мм наносять від 100 до 1700 штрихів (в решітках Роуланда). Штрихи на пластині дуже розсіюють світло і

виконують роль непрозорих проміжків, між ними залишаються прозорі смужки скла, що відіграють роль щілин (рис. 2). На скляних решітках спостереження можна робити як у пройденому, так і у відбитому світлі, на металевих – тільки у відбитому. Дифракційні решітки виготовляють також, роблячи фотокопії й голограми з решітки-оригіналу.

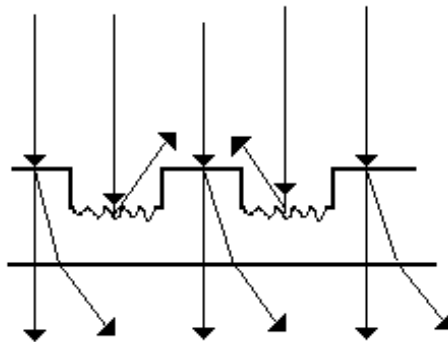


Рис. 2. Хід променів на дифракційній решітці

Нехай нормально до дифракційної решітки падає паралельний пучок світлових променів монохроматичного світла з довжиною хвилі λ (рис. 3). Кожна точка прозорих проміжків решітки, до якої дійде хвиля, відповідно до принципу Гюйгенса, стає джерелом вторинних хвиль. За решіткою ці хвилі поширюються в усіх напрямках, у тому числі й по зображеному на рисунку напрямку. Кут відхилення світла від нормалі до решітки називається кутом дифракції.

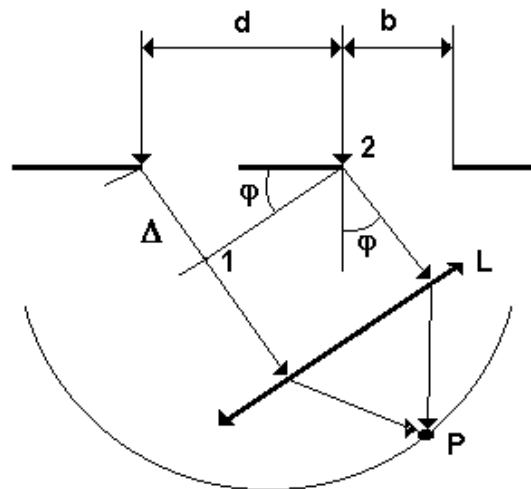


Рис 3. Фокусування вторинних хвиль, що поширюються під однаковим кутом дифракції

Помістимо на шляху вторинних хвиль збірну лінзу **L**. Вона сфокусує у відповідному місці своєї фокальної площини всі вторинні хвилі, що поширюються під тим самим кутом дифракції. Для того, щоб всі ці хвилі при накладенні максимально підсилювали одна одну, необхідно, щоб різниця фаз хвиль, що приходять від відповідних точок двох сусідніх щілин, тобто точок, віддалених на однакових відстанях від країв цих щілин, була рівна парному числу π або різниця ходу цих хвиль була рівна цілому числу k довжин хвиль λ . З рис. 3 видно, що різниця ходу хвиль **1** і **2** для точки **P** дорівнює:

$$\Delta = d \sin \varphi = (a + b) \sin \varphi, \quad (1)$$

де b – ширина щілин, a – ширина непрозорого проміжку між щілинами, величину $(a + b) = d$ називають *періодом*, або *сталюю дифракційної решітки*. Така сама

різниця ходів зберігатиметься для будь-яких двох відповідних хвиль від двох сусідніх щілин дифракційної решітки. Внаслідок інтерференції матимемо ряд дифракційних максимумів; вони виникатимуть при різниці ходів

$$d \sin \varphi_k = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda \quad (2)$$

або при значеннях кутів φ_k , що задовольняють умову

$$\sin \varphi_k = k \frac{\lambda}{a+b} = k \frac{\lambda}{d}, \quad (3)$$

де $k=0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ – знак «+» відповідає позитивній різниці ходу (Δ), «-» – негативній. У напрямках, які задаються цією умовою, також дістаємо максимуми, інтенсивність яких у N^2 (N – кількість щілин решітки) раз більша за інтенсивність хвилі від однієї щілини в тому самому напрямі.

Максимуми, що задовольняють умову (2), називаються *головними*, число k називається порядком головних максимумів або порядком спектра дифракційної решітки.

Інтенсивність рівна нулю при

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

де $p=1, 2, 3, \dots, (N-1)$, N – загальне число щілин решітки, через які проходить світло, що створює дифракційну картину.

При таких значеннях φ спостерігаються дифракційні мінімуми, між якими розміщені побічні (додаткові) максимуми. Отже, між двома сусідніми головними максимумами розміщуватимуться $(N-1)$ мінімумів і $(N-2)$ додаткових дифракційних максимумів, що виникають при дифракції від кожної щілини окремо ($b \sin \varphi_k = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$), інтенсивність яких значно менша за інтенсивність головних максимумів (рис. 4).

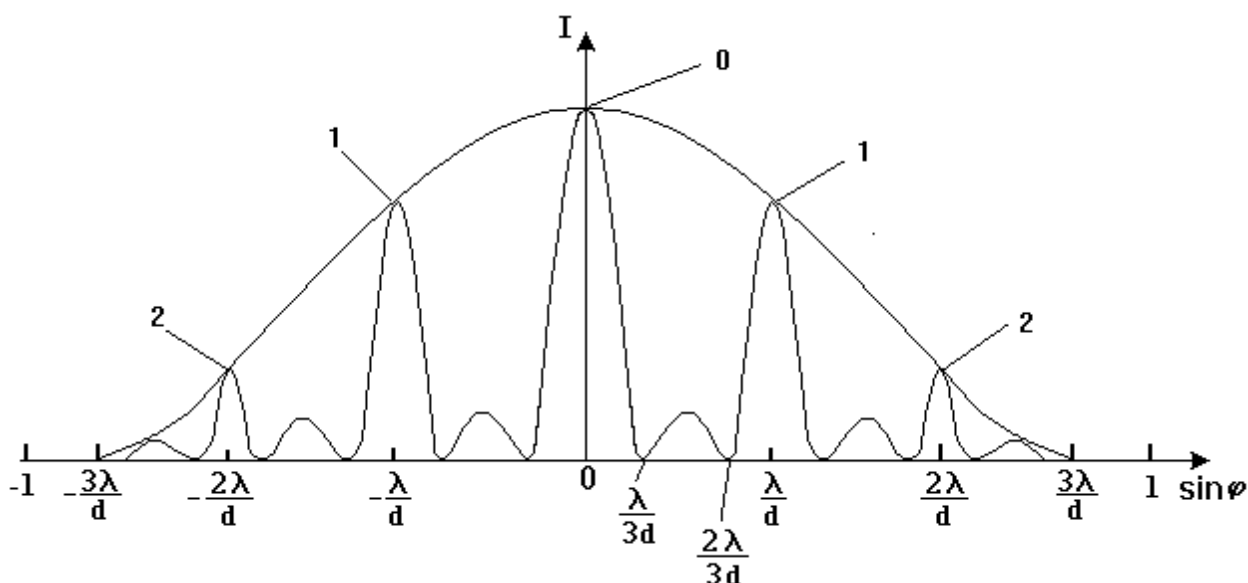


Рис. 4. Розподіл інтенсивності монохроматичного світла в дифракційній картині

Головні максимуми деяких порядків можуть бути відсутніми. Це має місце для тих напрямків φ , при яких жодна із щілин решітки не посиляє світла, тобто коли одночасно виконуються умови мінімуму від однієї щілини й максимуму від решітки.

На рис. 4 зображений зразковий графік розподілу інтенсивності монохроматичного світла в дифракційній картині із числом щілин $N=3$ і $\frac{d}{b}=3$.

Пунктирна крива зображує інтенсивність від однієї щілини, помножену на N^2 . Головний максимум третього порядку відсутній (у напрямку φ , для якого

$$\sin \varphi = \frac{3\lambda}{d} = \frac{\lambda}{a} \text{ жодна із щілин не посиляє світла}).$$

Таким чином, при дифракції монохроматичного світла від дифракційної решітки з більшим числом щілин у фокальній площині фокусуємого об'єктива спостерігаються вузькі яскраві прямолінійні смуги (лінії), розділені широкими темними проміжками.

З умови (3) випливає, що дифракційні максимуми для хвиль різної довжини не збігатимуться; максимуми для хвиль меншої довжини (фіолетового і синього світла) утворюватимуться під меншими кутами до нормалі решітки, а максимуми для довших хвиль (жовтого, оранжевого, червоного світла) – під більшими кутами. Якщо решітку освітлювати білим світлом, то кожному значенню k відповідатиме дифракційний спектр світла, точніше: при $k=0$ на екрані виникає нульовий дифракційний максимум білого світла; при $k=1$ з обох боків від нього симетрично утворюються два дифракційні спектри першого порядку; при $k=2$ утворюються дифракційні спектри другого порядку і т.д. Отже чим менша довжина хвилі λ , тим меншому куту φ відповідає положення максимумів. Біле світло «розтягується» решіткою в спектр так, що внутрішній його край фіолетового кольору (Ф), а зовнішній – червоного (Ч) для кожного порядку k . Дифракційна решітка виконує роль спектрального приладу.

Дифракційні решітки (гратки) характеризують параметрами: сталою d решітки, кількістю (числом) N штрихів у решітці, роздільною здатністю R_k і кутовою дисперсією D_φ .

Роздільна здатність решітки визначає мінімальну різницю довжин хвиль $\delta\lambda$ двох випромінювань з довжинами хвиль λ_1 і $\lambda_2 = \lambda_1 + \delta\lambda$ ($\delta\lambda \ll \lambda_1$), головні дифракційні максимуми k -го порядку для яких сприймаються роздільно. Згідно **критерію Релея**: дві близькі спектральні лінії (максимуми) з довжинами хвиль λ_1 і λ_2 видно ще роздільно, коли головний максимум першої лінії потрапляє в найближчий до нього мінімум другої лінії (рис. 5), де представлено розподіл інтенсивностей від двох роздільних спектральних ліній λ_1 і λ_2 . Роздільна здатність дифракційної решітки визначається співвідношенням:

$$R_k = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (5)$$

де N – кількість штрихів дифракційної решітки, а $\lambda = \frac{\lambda_1 + \lambda_2}{2}$, $\delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$.

Оскільки $\delta\lambda \ll \lambda_1, \lambda_2$, не стільки суттєво, для якої із довжин хвиль (λ_1 чи λ_2) визначений кут φ_k в співвідношенні (5).

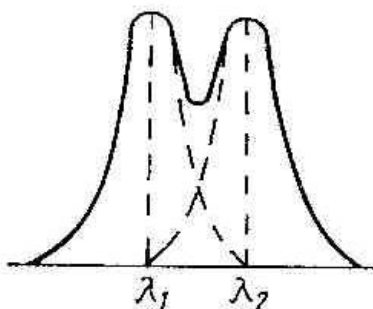


Рис. 5. Роздільна здатність решітки

Роздільна здатність дифракційної решітки R_k , згідно формули (5), пропорційна порядку спектра k і кількості щілин у решітці N . Наприклад, щоб роздільно спостерігалися дві близькі лінії натрію $\lambda_1 = 589,62$ нм і $\lambda_2 = 589,02$ нм у спектрі першого порядку ($k=1$) (за виразом (5)), треба мати решітку з $N > 1000$; для розділення цих самих ліній у спектрі другого порядку досить мати решітку з $N > 500$. За допомогою решіток Роуланда, в яких кількість щілин досягає $N = 110000$, в середній частині видимого спектра ($\lambda = 600$ нм) першого порядку розрізняються лінії з різницею $\delta\lambda = 0,005$ нм.

Кутова дисперсія – це відношення кута $\delta\varphi$ між напрямками на дифракційні максимуми порядку k для двох монохроматичних випромінювань з близькими довжинами хвиль λ_1 і λ_2 до різниці довжин хвиль. Дисперсією решітки називають вираз

$$D_\varphi = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda}, \quad (6)$$

за яким визначають кутову відстань між двома спектральними лініями. Значення дисперсії можна знайти, якщо продиференціювати рівність (2):

$$D_\varphi = \frac{k}{d \cos \varphi_k}.$$

Опис установки (див. інструкцію «Гоніометр»).

На предметному столику 4 встановлюється прозора дифракційна решітка 23. Спостереження дифракційної картини здійснюється через окуляр автоколіматора (зорової труби) 1. Фокусування дифракційної картини здійснюється маховичком 5. Зорова труба 1, у яку вмонтований мікроскоп 2, кріпиться до корпусу 1. Столик з лімбом і ртутною лампою може повертатися навколо вертикальної осі приладу: грубо від руки при віджатому гвинті 13, 15 і точно мікрометричним гвинтом 14, 16 при затиснутому гвинті 13, 15.

Положення зорової труби фіксується через окуляр 2 мікроскопа. Відлік положення спектральної лінії здійснюється після точної установки аліади із зоровою трубою при затиснутому гвинті 13, 15. В окулярі 2 мікроскопа спостерігається поле зору.

Щоб зняти відлік, необхідно повернути маховичок 22 оптичного мікрометра так, щоб верхні й нижні зображення подвійних штрихів лімба на лівій шкалі точно

співпадали. Число градусів визначається як найближча до вертикального індексу ліва верхня цифра. Число десятків хвилин дорівнює числу інтервалів між верхнім значенням числа градусів і нижнім значенням, що відрізняється від верхнього на 180^0 (див. інструкцію «Гоніометр»).

Хід роботи

1. Увімкнути гоніометр і ртутну лампу, освітити решітку, яка ставиться перпендикулярно до напрямку пучка світла.

2. Перевірити чіткість зображення ліній і перехрестя ниток в полі зору зорової труби і, повертаючи коліматор (систему: джерело світла – ґратка) вправо і вліво, подивитись дифракційний спектр.

3. Повернути зорову трубу проти годинникової стрілки навколо осі гоніометра, навести її на жовту спектральну лінію третього порядку, визначити кут φ_{+3} .

4. Повертаючи зорову трубу за годинниковою стрілкою, послідовно суміщати нитку окуляра зорової труби з яскравими спектральними лініями (жовтою, зеленою, синьою та білою) порядків $k = +3, +2, +1, 0$ (справа від центрального максимуму і в його центрі). Визначити відповідні кути φ_{+k} і записати їх значення для кожного кольору.

5. Повертаючи (за годинниковою стрілкою) далі зорову трубу за центральний максимум, аналогічно визначити відповідні кути φ_{-k} синьої, зеленої і жовтої лінії спектра (для $k = -1, -2, -3$).

6. Обчислити сталу дифракційної решітки d для зеленої лінії, взявши λ як табличне значення (див. значення λ у табл. 1. Опис основних оптичних джерел та приладів. Ртутна лампа).

7. Розрахувати довжини хвиль одержаних спектральних ліній (жовтої і синьої) на основі формули (3) та використовуючи дані пп. 4-6. Порівняти одержані результати з табличними значеннями довжин хвиль спектра ртутної лампи.

6. Порахувати кутову дисперсію дифракційної решітки для жовтої, зеленої, синьої ділянки спектра для $k = 1, 3$.

7. Визначити роздільну здатність дифракційної решітки для порядків $k = 1, 3$ ліній спектру ртутної лампи, вимірявши ширину решітки.

8. Дані вимірів та розрахунків обчислень представити у відповідних таблицях. Зробити висновки.

Методичні вказівки

Оскільки початок відліку за шкалою гоніометра може не співпадати з напрямком нормалі до поверхні решітки (рис. 6), кут дифракції φ_k визначають різницею двох кутів $\alpha_0 - \alpha_k$, де α_0 – кут, що відповідає центральному ($k = 0$) дифракційному максимуму, α_k – кут спектральної лінії k -ого порядку. Результати вимірювань заносять до звітних таблиць 1-3, в залежності від кольору ліній.

Таблиця 1.

№	Колір	k	$\alpha_k, ^\circ ' ''$	$\varphi_k, ^\circ ' ''$	$\sin \varphi_k$	$\lambda, \text{нм}$	c	d
1	Зелений							
...								

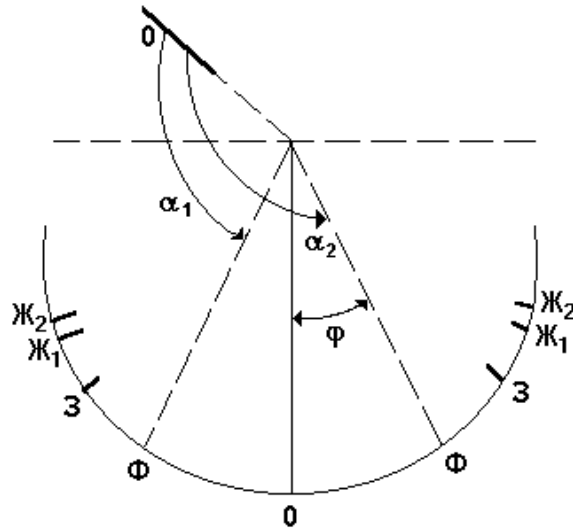


Рис. 6.

За одержаними даними визначають значення $\sin \varphi_k$. В координатній системі $\{y = \sin \varphi_k; x = k\}$ відмічають положення сумісних значень $\{\sin \varphi_k; k\}$ для синьої, зеленої та жовтої ліній і через одержану сукупність точок проводять апроксимовані прямі $y = cx$.

Для розрахунку сталої дифракційної решітки визначають значення кутового коефіцієнта

$$c = \frac{\Delta y}{\Delta x} \quad (6)$$

функції апроксимуючої експериментальну залежність $\sin \varphi_k = f(k)$ для зеленої лінії. Оскільки справедливим є співвідношення:

$$c = \frac{\Delta y}{\Delta x} = \frac{\lambda}{d},$$

то значення d обчислюють як:

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

де λ табличне значення.

Таблиця 2 і 3.

№	Колір	k	$\alpha_k, ^\circ ''$	$\varphi_k, ^\circ ''$	$\sin \varphi_k$	$\lambda, \text{нм}$	$\Delta \lambda, \text{нм}$
1	Жовтий						
...							

$\langle \lambda \rangle$ $\langle \Delta \lambda \rangle$

Таблиці 2 і 3 однакові. Таблиця 3 для синього кольору ліній.

Для розрахунку довжин хвиль випромінювання, що відповідають жовтій і синій ділянці спектра ртутної лампи використовують дані таблиць 2 і 3 відповідних кутів дифракції ($\sin \varphi_k$), знайдене за (7) значення сталої дифракційної решітки d . Враховуючи (1), отримують:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi_k}{k}.$$

Для кожного випадку (ліній різного кольору), знаходять середнє значення $\langle \lambda \rangle$ (як середнього арифметичного) та обчислюють середню абсолютну похибку $\langle \Delta \lambda \rangle$ для запису остаточного результату в стандартній формі $\langle \lambda \rangle \pm \langle \Delta \lambda \rangle$.

Використовуючи експериментальні дані таблиць 1-3 та співвідношення (5) і (3) відповідно, визначають кутову дисперсію D_φ і роздільну здатність R_k дифракційної решітки. Дані цих результатів представляють у таблиці 4.

Таблиця 4.

№	k	Колір	$\varphi_k, \text{ }^\circ \text{ ' ' '}$	$\cos \varphi_k$	D_φ	N	R_k
1	1	Жовтий					
2		Зелений					
3		Синій					
...	3						

Число N штрихів в решітці визначають зі співвідношення:

$$N = \frac{l}{d},$$

де l – ширина решітки.

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище дифракції світла?
2. Чим відрізняється дифракційний спектр від дисперсійного (призматичного)?
3. Як виготовляються дифракційні ґратки і якими вони бувають?
4. На що впливає значення сталої дифракційної решітки d і як?
5. Як залежить кут дифракції φ_k від порядку дифракційного максимуму?
6. Який вид має дифракційна картина, отримана від прозорої решітки?
7. Як пояснюються основні та додаткові максимуми і мінімуми у дифракційному спектрі решітки?
8. Що таке роздільна здатність R дифракційної решітки й від чого вона залежить?
9. Які кольори забезпечує найкращу роздільну здатність дифракційної решітки?
10. Як експериментально визначити кутову дисперсію D дифракційної решітки?

УВАГА!

При роботі з гоніометром Г5М категорично забороняється застосовувати силу при обертанні маховичка оптичного мікрометра 22 і повертати гвинти, не зазначені в даному описі. Не залишати установку включеною без спостереження. Після завершення вимірів відразу ж відключити ртутну лампу.

Лабораторна робота № 5 ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА

Мета: вивчити метод одержання та спостереження плоскополяризованого світла за допомогою поляроїдів; перевірити дослідним шляхом закон Малюса

Прилади і матеріали: 1) оптична лава; 2) освітлювач; 3) два поляроїди; 4) мікроамперметр; 5) фотоелемент

Теоретичні відомості

У хвильовому процесі, тобто в процесі розповсюдження коливань, є два характерних напрямки: напрямок коливань і напрямок їх розповсюдження. Якщо ці напрямки співпадають, то хвилі повздовжні, якщо взаємно перпендикулярні, то хвилі поперечні. Для поперечних хвиль є характерним явище поляризації. Поляризацією називається явище організації коливань у хвильовому процесі. В реальній поперечній хвилі коливання можуть відбуватись в різноманітних напрямках (перпендикулярних напрямків до напрямку розповсюдження безліч) і явище поляризації полягає в перетворенні такого неорганізованого хвильового процесу в хвилю з одним напрямком коливань. Хвиля, поляризована таким чином, називається лінійно, або плоско поляризованою, а пристрій, що виконує таке перетворення, називається поляризатором. Якщо накладаються два хвильових плоско поляризованих когерентних процеси, коливання в яких взаємно перпендикулярні, то результатом додавання таких коливань, як відомо є еліпс, який в хвильовому процесі зміщується з швидкістю хвилі – виникне еліптично поляризована хвиля. Така хвиля може зображатись в вигляді еліптичної спіралі. Звичайно, що основним типом поляризації хвиль є лінійна поляризація.

Хвильова оптика розглядає світло, як електромагнітні поперечні хвилі, як процес розповсюдження коливань світлового вектора, тому світло повинно поляризуватись, що і підтверджує досвід. Світло, що посилається сонцем, розжареними тілами і іншими джерелами є результатом неузгодженого випромінювання безлічі атомів, напрямки коливань світлового вектора в ньому з рівною вірогідністю представлені у всіх напрямках. Таке світло називається *звичайним*. У *лінійно поляризованому* світлі представлені коливання тільки одного напрямку (рис. 1).

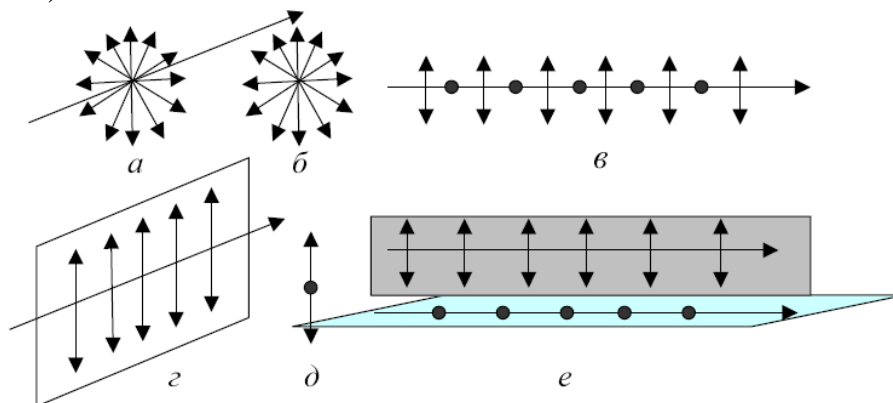


Рис. 1. Графічне зображення звичайного і лінійно-поляризованого світла

На рис. 1а,б,в зображено неполяризоване звичайне світло, а на рис. 1г,д,е – поляризоване. Як відомо, поляризація, в тому числі і поляризація світла, відбувається за допомогою поляризаторів. Поляризатор пропускає світло з одним напрямком коливань і повністю затримує коливання в перпендикулярному до такого напрямку. Якщо коливання відбуваються в напрямку, що складає кут φ з напрямком пропускання рис. 2, то їх можна розкласти на паралельну $A_{\parallel} = A \cos \varphi$ і перпендикулярну $A_{\perp} = A \sin \varphi$ складові.

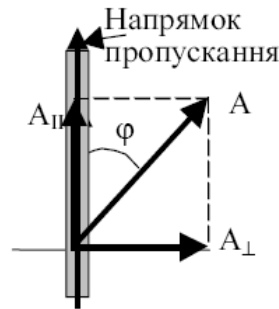


Рис. 2. Паралельна і перпендикулярна складові коливання

Перші коливання проходить через поляризатор, а другі повністю затримуються ним. Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, тому інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через поляризатор, який називається в даному випадку аналізатором: $I_a \sim A^2 \cos^2 \varphi = I_p \cos^2 \varphi$. Співвідношення

$$I_a = I_p \cos^2 \varphi \quad (1)$$

називається законом Малюса: *інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, напрямком пропускання якого складає кут φ з напрямком коливань світла, дорівнює добутку інтенсивності світла на квадрат косинуса кута між цими напрямками.*

Якщо на поляризатор падає звичайне світло, то в ньому представлені коливання довільних напрямків і $0 \leq \varphi \leq 2\pi$, тому інтенсивність світла після поляризатора $I_p = I_0 \langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2} I_0$, де $\langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2}$ середнє значення квадрату косинусів кутів, а I_0 – інтенсивність звичайного світла до поляризатора.

Якщо звичайне світло проходить через систему «поляризатор-аналізатор» (рис. 3), то має місце співвідношення:

$$I_a = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi. \quad (2)$$

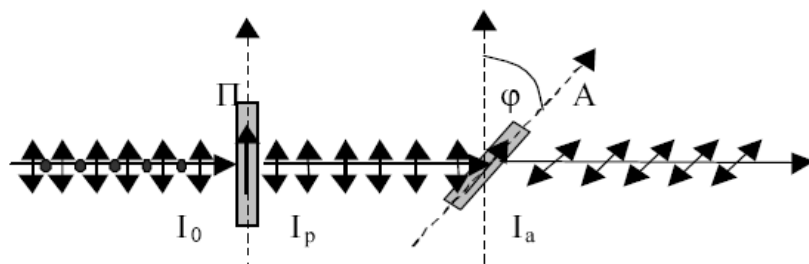


Рис. 3. Проходження світла через систему «поляризатор-аналізатор»

Співвідношення (1) і (2) записані для ідеальних поляризаторів. У реальних випадках пристрої мають свої коефіцієнти поглинання та відбивання, що накладає свій вплив на названі співвідношення. Отже для системи «поляризатор-аналізатор» закон Малюса записується так:

$$I_a = I_p k \cos^2 \varphi, \quad (3)$$

де k – коефіцієнт поглинання.

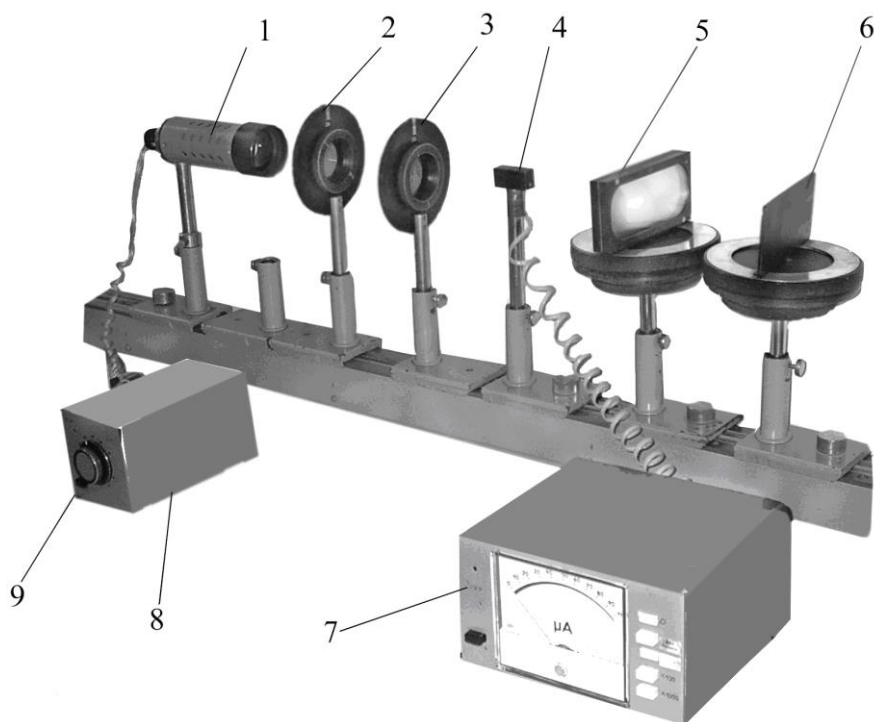
Найпоширенішим на практиці є *частково поляризоване* світло. Частково поляризованим називається світло, в якому представлені коливання різних напрямків, але їх інтенсивність залежить від напрямку. Якщо пропустити таке світло через аналізатор, то при повороті аналізатора навколо напрямку розповсюдження інтенсивність світла буде змінюватись від I_{\max} до I_{\min} . Фізична величина, що визначається як

$$p = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (4)$$

називається ступінь поляризації.

Експериментальна установка і метод дослідження.

Експериментальна лабораторна установка (рис. 4а) дозволяє: отримати лінійно поляризоване світло за допомогою поляризатора; експериментально перевірити закон Малюса і закон Брюстера; визначати ступінь поляризації світла. Для перевірки закону Малюса використовується установка, схема якої наведена на рис. 4б. Установка зібрана на оптичній лаві ОС. Випромінювання від освітлювача **О** потрапляє на поляризатор **П**, аналізатор **А**, який вмонтовано в об'їму зі шкалою, що вказує кут між напрямком коливань світла та напрямком пропускання аналізатора. Після проходження аналізатора світло попадає на фотоприймач **Ф**, в якому енергія світла регулює силу струму через нього. Струм, пропорційний інтенсивності світла, фіксується мікроамперметром **МА**.



(a)

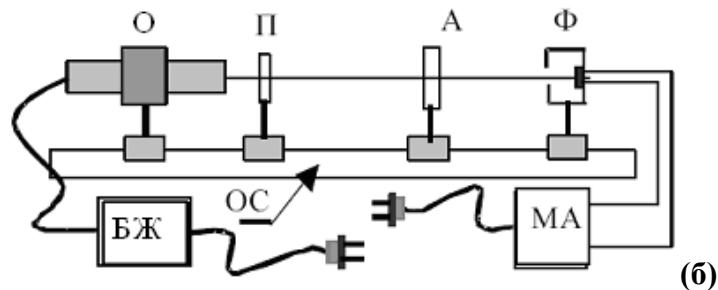


Рис. 4. (а) експериментальна лабораторна установка і (б) схема установки для вивчення закону Малюса:

1 – джерело світла (О); 2 – поляризатор в оправі з шкалою кутів повороту (П); 3 – аналізатор в оправі з шкалою кутів повороту (А); 4 – фотоприймач (Ф); 5 – набір скляних пластин на поворотному столику; 6 – чорне дзеркало на поворотному столику; 7 – прилад для реєстрації інтенсивності світла (МА); 8 – блок живлення джерела світла (БЖ); 9 – регулятор інтенсивності світла

Хід роботи

1. Скласти оптичну схему у такій послідовності: джерело світла 1, поляризатор 2, фотоприймач 3, відповідно до рис 4б. Включити живлення мікроамперметра і освітлювача.

2. Добитися паралельності освітлювача, поляризаторів та фотоелемента.

3. Обертаючи лімба аналізатора та переміщуючи елементи оптичної лави ОС, домогтися максимального значення освітленості.

4. Встановити показ лімба поляризатора П (вказаний викладачем). Змінюючи покази лімба аналізатора А через кожні 10^0 в межах від 0^0 до 180^0 зняти значення освітленості I_a . Обертання лімба виконати в двох напрямках.

5. Побудувати в полярних координатах залежність інтенсивності освітленості $I_a(\varphi)$ від кута повороту.

6. Визначити ступінь поляризації.

7. Порівняти теоретично очікувану залежність $I_a^T(\varphi)$, обчислену за законом Малюса, із знайденою експериментально $I_a(\varphi)$.

8. Оцінити похибки та зробити висновки.

Методичні вказівки

Обертаючи аналізатор від 0^0 до 180^0 , через кожні 10^0 записують покази міліамперметра МА в таблицю 1

Таблиця 1.

Кут повороту $\varphi, ^0$	Покази МА I_a	$\Delta\varphi$	$\cos^2(\Delta\varphi)$	I_a^T	ΔI_a
0					
10					
...					
180					

За даними табл. 1 в полярних координатах будують залежність інтенсивності освітленості I_a від кута повороту φ (див. рис. 5), де довжина відрізків прямопропорційна значенню інтенсивності світла для даного кута аналізатора.

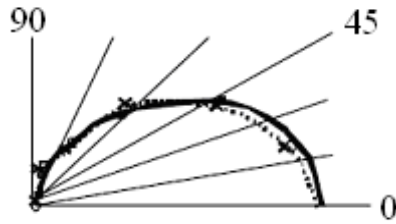


Рис. 5. Залежність інтенсивності освітленості від кута повороту

Вибравши з таблиці максимальне та мінімальне значення I_a , за формулою (4) визначають ступінь поляризації p .

Теоретичне значення інтенсивності світла I_a^T обчислюють за формулою (3). Отже слід знати значення інтенсивності світла поляризатора I_p , коефіцієнт поглинання k поляроїда та кут φ . Для знаходження перших двох величин забирають з оптичної лави аналізатор (не рухаючи інші елементи). Тоді значення показів мікроамперметра є величина I_p . Коефіцієнт поглинання k знаходять із відношення:

$$k = \frac{I_a^{\max}}{I_p}, \quad (5)$$

де I_a^{\max} – максимальне зі значень I_a таблиці 1 (випадок, коли площини аналізатора і поляризатора співпадають). Оскільки шкали лімбів поляризатора і аналізатора можуть не співпадати, то значення φ знаходять як

$$\Delta\varphi = \varphi - \varphi_0, \quad (6)$$

де φ_0 – кут φ при I_a^{\max} .

Тоді формула для теоретичної перевірки закону Малюса має вигляд:

$$I_a^T = I_p k \cos^2(\Delta\varphi),$$

а обчислення похибок:

$$\Delta I_a = |I_a^T - I_a|, \quad \varepsilon = \pm \frac{\Delta I_a}{I_a^T} \cdot 100 \% .$$

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище поляризації?
2. Які хвилі можуть бути поляризовані?
3. Яке світло називають природним, а яке поляризованим?
4. Яке світло називають лінійно (плоско) поляризованим, а яке частково поляризованим?
5. Які види поляризації ви знаєте?
6. Як можна отримати поляризоване світло?
7. Що таке поляроїд?
8. Що таке поляризатор і аналізатор? Чим вони відрізняються?
9. Що таке головні площини поляризатора, аналізатора?
10. Сформулюйте та виведіть закон Малюса?

Лабораторна робота № 6
ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ БРЮСТЕРА

Мета: ознайомитись з явищем поляризації світла, експериментально перевірити закон Брюстера

Прилади і матеріали: 1) оптична лава; 2) освітлювач; 3) поляризатор; 4) чорне дзеркало; 5) набір скляних пластин; 6) мікроамперметр; 7) фотоелемент

Теоретичні відомості

Якщо природне світло падає на межу поділу двох діелектриків, наприклад, повітря і скла, то частина його відбивається, а частина заломлюється і поширюється у другому середовищі. При цьому відбитий і заломлений промені частково поляризовані: при повертанні аналізатора навколо променів інтенсивність світла періодично посилюється і ослаблюється, але повного гасіння не спостерігається.

Дослідження показали, що у відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння (\bullet), а в заломленому – коливання, паралельні площині падіння (\updownarrow) (рис. 1).

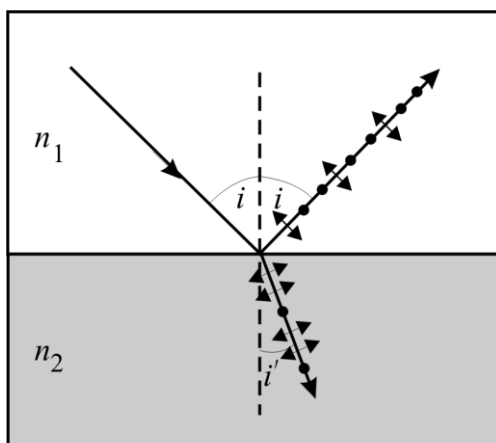


Рис. 1. Часткова поляризація відбитого і заломленого променів

Ступінь виділення світлових хвиль з певною орієнтацією електричного вектора залежить від кута падіння променів і показника заломлення n_{21} .

Відбитий промінь є повністю лінійно поляризованим в площині, яка перпендикулярна площині падіння променя, якщо кут падіння $i = i_B$ задовольняє умову

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21}, \quad (1)$$

де n_{21} – показник заломлення другого середовища відносно першого.

Цей закон називається **законом Брюстера**, а кут i_B – кутом Брюстера. Ступінь поляризації заломленого променя при куті падіння i_B досягає найбільшого значення, проте цей промінь залишається поляризованим лише частково.

Відбивання природного світла під кутом Брюстера дає змогу отримати лінійно поляризоване світло, однак його інтенсивність невелика і для скла ($n = 1,5$) дорівнює близько 15 %, тобто основна його частина поширюється у напрямку

заломленої хвилі, яка поляризована не повністю. Для збільшення ступеня поляризації заломлених хвиль їх треба пропустити крізь набір скляних пластинок.

Так, для $i = i_B$ набір з десяти скляних пластинок дає змогу отримати майже стопроцентну поляризацію заломлених хвиль.

Опис установки. Експериментальна лабораторна установка (рис. 1) дозволяє отримати лінійно поляризоване світло за допомогою поляризатора і експериментально перевірити закон Брюстера.

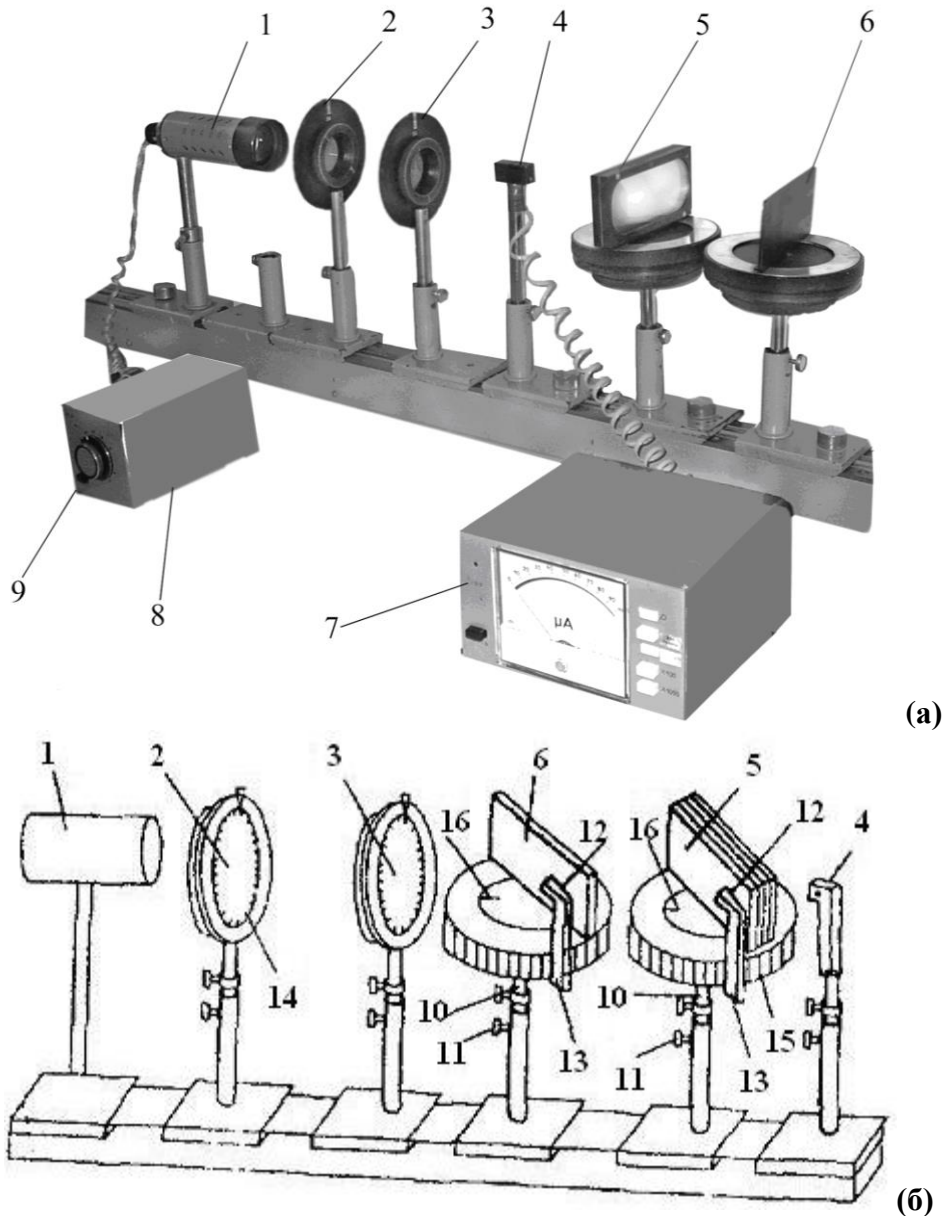


Рис. 1. (а) експериментальна лабораторна установка і (б) схема установки для вивчення поляризованого світла:

- 1 – джерело світла; 2 – поляризатор в оправі з шкалою кутів повороту (14); 3 – аналізатор в оправі з шкалою кутів повороту; 4, 12 – фотоприймач; 5 – набір скляних пластинок на поворотному столику; 6 – чорне дзеркало на поворотному столику; 7 – прилад для реєстрації інтенсивності світла; 8 – блок живлення джерела світла; 9 – регулятор інтенсивності світла; 10 – штатив рейтера; 11 – затискний гвинт; 13 – кронштейні фотоелемента (12); 15 – поворотне рифлене кільце на бічній поверхні столика; 16 – мітка на центральній частині столика

Хід роботи

I. Дослідження відбивання поляризованого і природного світла від межі діелектрика.

1. На оптичній лаві встановити освітлювач 1, поляроїд 2 і чорне дзеркало 6.
2. Підключити фотоелемент 12 до мікроамперметра.
3. Ввімкнути в мережу джерело світла і мікроамперметр.
4. Звільнивши затискний гвинт 11 (див. рис. 1б) на стійці рейтера зі столиком і чорним дзеркалом 6, повертати столик так, щоб мітка на центральній частині столика вказувала напрям падаючого променя. Встановивши таким чином столик, зафіксувати його положення затискним гвинтом 11 на стійці рейтера.

5. Поворотом навколо вертикальної осі встановити чорне дзеркало так, щоб промінь світла ковзав вздовж чорного дзеркала, при цьому кут падіння променя на дзеркало був рівним 90° . Повертаючи кронштейн з фотоелементом встановити його так, щоб промінь, що ковзає вздовж чорного дзеркала, потрапляв на фотоелемент. Записати показ мікроамперметра I_0 (інтенсивності світла, що виходить з поляроїда).

6. Встановити чорне дзеркало так, щоб падаючий на нього промінь світла складав кут $\varphi = 80^\circ$ з нормаллю до його поверхні. При цьому поділка лімба, рівна 80° , повинна знаходитись проти мітки на столику.

7. Обертаючи поляроїд навколо горизонтальної осі і слідкуючи за стрілкою мікроамперметра добитися мінімального значення фотоструму. Записати величину фотоструму I_p і покази на шкалі поляроїда α , що стоїть навпроти вертикальної стрілки на його оправі.

8. Проробити пункти 6 і 7 для кутів падіння φ в інтервалі від 80° до 5° через кожні 5° . Занести дані у таблицю.

9. Побудувати графік залежності коефіцієнта відбивання р-компоненти поляризованого світла $\rho_p = I_p/I_0$ від φ , при якому інтенсивність світла буде мінімальною. Розрахувати середнє значення кута повороту поляризатора $\langle \alpha \rangle$ і занести це значення в таблицю.

10. За формулою (1) визначити показник заломлення матеріалу, з якого виготовлене дзеркало.

11. Повернути поляроїд так, щоб вертикальна мітка на його оправі показувала на поділку α лімба, що рівне $\langle \alpha \rangle + 90^\circ$. В інтервалі кутів падіння променів $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$ через кожні 10° зняти залежність фотоструму I_s , що відповідає відбитій від чорного дзеркала s-компоненті падаючого світла з коливаннями вектора \vec{E} в площині падіння. Для всіх кутів φ розрахувати коефіцієнт відбивання $\rho_s = I_s/I_0$. Дані занести в таблицю та побудувати графік залежності $\rho_s = f(\varphi)$.

12. Забрати поляроїд і дослідити залежність коефіцієнта відбивання природного світла $\rho_c = I_c/I_0$ від чорного дзеркала в інтервалі кутів падіння $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$ через кожні 10° .

13. За даними вимірювань заповнити таблицю та побудувати графік залежності коефіцієнта відбивання природного світла $\rho_c = f(\varphi)$ від кута падіння.

II. Вивчення поляризованого світла за допомогою стопи Столетова.

1 На оптичній лаві встановити освітлювач 1, поляроїд 2 і стопу Столетова (набір скляних пластин) 5. Прилади від'юстувати так само, як і у дослідженнях I.

2. Підключити фотоелемент 12, встановлений на столику разом зі стопою Столетова, до мікроамперметра. Ввімкнути в мережу освітлювач і мікроамперметр.

3. Встановити на шкалі поляризатора $\alpha = \langle \alpha \rangle$, отримане у дослідженнях I.

4. Повертаючи стопу Столетова навколо вертикальної осі, встановити її так, щоб промінь світла, який падає з поляризатора складав кут $\varphi = 5^\circ$ з нормаллю до поверхні стопи.

5. Повернути кронштейн з фотоелементом так, щоб відбите світло (кут падіння дорівнює куту відбивання) попадав на фотоелемент. Визначити за мікроамперметром I_p^r (reflection – відбивання) і занести показ у звітну таблицю.

6. При цьому ж куті падіння $\varphi = 5^\circ$ повернути кронштейн з фотоелементом так, щоб світло, що пройшло через стопу, потрапляло на фотоелемент. Визначити за мікроамперметром I_p^t (transmission – пропускання, проходження) і занести це значення у звітну таблицю.

7. Проробити пп. 4-6 для $\varphi = 10^\circ, 15^\circ \dots 85^\circ$ і заповнити звітну таблицю.

8. Встановити на шкалі поляризатора кут $\langle \alpha \rangle + 90^\circ$. Проробити пп. 4-7 для цього випадку, вимірюючи I_s^r і I_s^t .

9. За даними звітної таблиці побудувати графіки залежності I_p^r і I_p^t від кута падіння φ для р-компоненти поляризованого світла, а також графіки залежності I_s^r і I_s^t від кута падіння φ для s-компоненти поляризованого світла.

10. За даними графіками знайти показник заломлення скла, з якого виготовлена стопа.

Методичні вказівки

Після встановлення на оптичній лаві усіх елементів, необхідно відюстувати прилади так, щоб центри вихідного вікна освітлювача, поляроїда і тубуса фотоелемента розташовувались на одній висоті. Площина вихідного вікна освітлювача і поляроїда повинні бути перпендикулярні до оптичної лави.

При повертанні столика (п.4 дослідження I) важливо, щоб мітка на центральній його частині вказувала напрям падаючого променя. При суміщенні нуля на лімбі з міткою на столику падіння променя на чорне дзеркало буде нормальним.

Для правильного визначення I_0 (п.5), потрібно добитись максимального потрапляння променя на фотоелемент. При цьому покази мікроамперметра будуть максимальні і не будуть залежати від кута повороту поляроїда. Цей показ мікроамперметра I_0 є пропорційний інтенсивності світла, що виходить з поляроїда. При вимірюваннях користуються шунтами мікроамперметра і слідкують за тим, щоб стрілка приладу не виходила за межі шкали.

При встановленні кута падіння $\varphi = 80^\circ$ з нормаллю до поверхні чорного дзеркала, поділка лімба (80°) повинна знаходитись проти мітки на столику. Повертаючи кронштейн з фотоелементом встановлюють його так, щоб вказівник на

кронштейні фотоелемента знаходився проти поділки лімба, що відповідає куту $\varphi = 80^\circ$ по інший бік від 0° (кут відбивання дорівнює куту падіння).

Величину фотоструму I_p визначають, як мінімальне значення фотоструму, обертаючи поляроїд навколо горизонтальної осі і слідкуючи за стрілкою мікроамперметра. Мінімум фотоструму (п.7) вказує на те, що напрям коливань вектора \vec{E} в падаючому промені лежить в площині падіння (р-комнонеїта).

Значення одержані у пп. 6 і 7 для кутів падіння $\varphi = 80^\circ \div 5^\circ$ (через кожні 5°) внести до таблиці 1.

Таблиця 1.

Кут падіння $\varphi, ^\circ$	Кут поляризатора $\alpha, ^\circ$	$I_p, \text{мА}$	$\rho_p = I_p/I_0$
5			
10			
...			
80			

$\langle \alpha \rangle$

Середнє значення кута повороту поляризатора $\langle \alpha \rangle$ розраховують як середнє арифметичне усіх одержаних значень α , а за формулою (1) визначають показник заломлення матеріалу, з якого виготовлене дзеркало.

Відбиту від чорного дзеркала s-компоненту падаючого світла (коливання вектора \vec{E} в площині падіння) знаходять, як залежність фотоструму I_s при $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$ (через кожні 10°), і встановленому куті поляризатора $\alpha = \langle \alpha \rangle + 90^\circ$ (див. табл. 1). Для всіх кутів φ , розрахований коефіцієнт відбивання $\rho_s = I_s/I_0$, заносять в таблицю 2. На основі значень табл. 2 будують графік залежності $\rho_s = f(\varphi)$.

Таблиця 2.

Кут падіння $\varphi, ^\circ$	$I_s, \text{мА}$	$\rho_s = I_s/I_0$
10		
20		
...		
80		

Забравши поляроїд, аналогічно визначають коефіцієнт відбивання природною світла $\rho_c = I_c/I_0$ від чорного дзеркала. Струм I_0 , що відповідає інтенсивності природного світла падаючого на чорне дзеркало, і визначається як і струм I_0 в п.5, але без поляроїда. За даними вимірювань заповнюють таблицю 3 і будувати графік залежності коефіцієнта відбивання природного світла $\rho_c = f(\varphi)$ від кута падіння.

Таблиця 3.

Кут падіння $\varphi, ^\circ$	$I_c, \text{мА}$	$\rho_c = I_c/I_0$
10		
20		
...		
80		

Для виконання досліджень II, після встановлення на оптичній лаві усіх елементів, прилади від'юстовують так само, як і у дослідженнях I.

Повертаючи стопу Столетова навколо вертикальної осі, встановлюють її так, щоб падаючий з поляризатора промінь світла складав кут φ з нормаллю до поверхні стопи. Повертаючи кронштейн з фотоелементом так, щоб відбите світло (кут падіння дорівнює куту відбивання) попадало на фотоелемент, визначають за мікроамперметром I_p^r і значення заносять у таблицю 4.

Таблиця 4.

Кут падіння $\varphi, ^\circ$	Покази мікроамперметра			
	$I_p^r, \text{мА}$	$I_p^t, \text{мА}$	$I_s^r, \text{мА}$	$I_s^t, \text{мА}$
5				
10				
...				
85				

При такому ж куті падіння φ , повертаючи кронштейн з фотоелементом так, щоб пройдене через стопу світло потрапляло на фотоелемент, визначають за мікроамперметром I_p^t і значення вносять у табл. 4.

При встановленому на шкалі поляризатора куті $\langle \alpha \rangle + 90^\circ$, аналогічно визначають значення I_s^r і I_s^t .

За даними табл. 4 побудують графіки залежності $I_p^r = f(\varphi)$ і $I_p^t = f(\varphi)$ для р-компоненти поляризованого світла, а також $I_s^r = f(\varphi)$ і $I_s^t = f(\varphi)$ для s-компоненти поляризованого світла.

Контрольні запитання

1. Який зміст поняття «поляризація»?
2. Що таке природне світло, частково поляризоване світло, лінійно поляризоване світло?
3. Яка відмінність природного світла від лінійно поляризованого?
4. Що називається площиною поляризації світла (площиною коливань)?
5. Чому рівна інтенсивність лінійно поляризованого світла після проходження його через аналізатор?
6. Чому дорівнює інтенсивність природного світла, яке пройшло через поляризатор?
7. Чому для отримання лінійно поляризованого світла використовують діелектричні, а не металічні плоскопаралельні пластинки?
8. Поясніть явище утворення лінійно поляризованого світла при відбиванні і заломленні світла на межі середовищ повітря-скло.
9. В чому полягає фізичний зміст закону Брюстера?
10. Покажіть, що при виконанні умови Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні.

ВИМІРЮВАННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ЦУКРУ В РОЗЧИНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ПОЛЯРИМЕТРА

Мета: вивчити будову поляриметра, оволодіти методом визначення концентрації розчину цукру за допомогою поляриметра, дослідити залежність кута обертання площини поляризації від концентрації розчину і від довжини стовпа розчину (довжини кювети), навчитись визначати питомий кут обертання площини поляризації.

Прилади і матеріали: 1) поляриметр СУ-4 (СУ-3) з допоміжним устаткуванням; 2) кювета з дистильованою водою; 3) кювета з відомою концентрацією розчину цукру; 4) кювети з невідомими концентраціями розчину цукру.

Теоретичні відомості

Одним з важливих у теоретичному і практичному відношеннях явищ молекулярної оптики, зокрема взаємодії поляризованого світла з речовиною, є явище *обертання площини поляризації*. Воно полягає у тому, що при проходженні монохроматичного поляризованого світла через деякі речовини обертається площина його поляризації. Це явище було виявлено для значної кількості речовин у різних агрегатних станах. Такі речовини названо *природними оптично активними* речовинами. До них належать кварц, розчин цукру, скипидар, камфора та ряд розчинів складних органічних сполук. Лінійно поляризоване світло при вході в оптично активну речовину внаслідок взаємодії з молекулами поділяється на дві частини. Промені однієї частини поляризовані по колу за годинниковою стрілкою, другої – проти годинникової стрілки. При виході з речовини світло знов стає лінійно поляризованим. Але при проходженні через речовину промені з коловою поляризацією мають різні швидкості, а отже, і різні фази коливань. При їх складанні на виході з речовини результуючий лінійно поляризований промінь матиме площину поляризації, повернену на деякий кут порівняно з падаючим променем. Значення кута обертання площини поляризації при проходженні через таку речовину залежить від різниці швидкостей поширення поляризованих по колу променів, товщини шару середовища та, незначною мірою, від температури.

Кількісною мірою оптичної активності речовини є кут повороту площини поляризації. Цей кут у молекулярно активних речовинах (розчини) пропорційний концентрації C речовини в неактивному розчиннику, довжині оптичного шляху світла в цій речовині, а також залежить від природи самої речовини

$$\varphi = \varphi_0 C l, \quad (1)$$

де φ_0 – питома оптична активність. Кут φ_0 залежить від довжини хвилі світла, температури, а також досить складно від природи розчинника у випадку його активності.

Розчин цукру володіє здатністю обертати площину поляризованого променя світла, що проходить через нього. Кут обертання площини поляризації світлового променя розчином в шарі визначеної площини залежить від концентрації розчину.

Визначаючи кут обертання площини поляризації, можна визначити концентрацію розчину.

У поляриметрі (цукрометрі) використана міжнародна цукрова шкала. В ній $100^{\circ} S$ складають $34,62^{\circ}$ кутових. Однак поділ шкали цукрометра відповідає приблизно $0,35^{\circ}$. Цукрометр показує $100^{\circ} S$ при $20^{\circ} C$ коли в ньому в якості поляризатора в поляриметричній кюветі довжиною 200 мм використовується розчин, в 100 см^3 26 г хімічно-чистої сухої сахарози.

Визначити за шкалою приладу безпосередньо процент сахарози в досліджуваній речовині можна, якщо його правильно наважити, розчин доведений до 100 см^3 і поляризація виконана в кюветі довжиною 200 мм. Якщо ж кювету довжиною 200 мм наповнити досліджуваним розчином, не дотримуючись правильного наважування, то для визначення вагового проценту сахарози необхідно (I метод) відрахування по шкалі цукрометра градуси помножити на коефіцієнт 0,26 і розділити на густину ρ досліджуваного розчину

$$C = \frac{0,26}{\rho} \varphi(^{\circ} S).$$

Частіше застосовують II метод. Визначимо питомий кут φ_0 в обертанні площини поляризації – кут, на який повертається площина поляризації монохроматичного світлового променя з $\lambda = 589 \text{ нм}$, що пройшов через розчин цукру одиничної концентрації $\frac{1}{100} \text{ г/см}^3$ та знаходиться в кюветі одиничної (1 дм) довжини. Так як $\varphi = \varphi_0 Cl$, отримаємо

$$[\varphi_0] = \left[\frac{\varphi}{Cl} \right] = ^{\circ} S / \text{г} \cdot \text{дм}/(100 \text{ см}^3).$$

Для розчину цукру

$$\varphi_0 = 2,9 [^{\circ} S / \text{г} \cdot \text{дм}/(100 \text{ см}^3)] = 0,665 [\text{град} / \text{г} \cdot \text{дм}/(100 \text{ см}^3)].$$

Для визначення концентрації розчину цукру цим методом достатньо змінити за допомогою цукрометра кут обертання площини поляризації даним методом і знати довжину кювети. Концентрація розчину в даному випадку визначається формулою

$$C = \frac{\varphi}{(\varphi_0 l)}.$$

Досить важливим є те, що φ_0 для даної речовини не залежить від її агрегатного стану. Вимірявши φ та знаючи φ_0 і l , можна визначити концентрацію даного розчину. Якщо ж питома оптична активність невідома, то користуючись (1) і вимірявши кут обертання площини поляризації розчином відомої концентрації (наприклад 10 %), знаходять значення невідомої концентрації

$$C_x = \frac{C_{10}}{\varphi_{10}} \varphi_x. \quad (2)$$

Оскільки існує дисперсія кута обертання φ , то в приладах для його вимірювання використовують монохроматичне світло. Кут обертання площини поляризації вимірюють поляриметрами. Широкого поширення набули поляриметри для вимірювання цукрових розчинів.

Хід роботи

1. Ознайомитись з будовою приладу і принципом дії поляриметра СУ-4 (СУ-3) (див. інструкцію «Цукрометр СУ-4 (СУ-3)»).

2. Підготувати кювету з відомою концентрацією розчину.

3. Увімкнути освітлення. Спостерігати через окуляр фотометричне поле. Переміщенням окуляра досягти різкого зображення лінії поділу поля зору.

4. Вмістити у виріз колонки приладу кювету з дистильованою водою. Обертанням аналізатора домогтися рівномірного затемнення подвійного поля зору, знявши покази по ноніусу градусної шкали. У цьому найбільш чутливому положенні незначне обертання аналізатора веде до різкої зміни освітленості полів. Значення проведеного відліку є нульовим відліком приладу, або поправкою на «0». Знак поправки («+» «-») відносно нульового штриха ноніуса вважається додатнім, якщо штрих зміщений за годинниковою стрілкою, і від'ємним, якщо проти годинникової стрілки.

5. Встановити у виріз колони кювету з розчином відомої концентрації і зробити вимірювання кута відповідно до пп. 3-4. Спочатку записати кількість повних градусів повороту шкали аналізатора. Потім підрахувати кількість поділок від нуля ноніуса до штриха ноніуса, який збігається з штрихом градусної шкали.

6. Встановити у виріз колони приладу кювету з розчином невідомої концентрації. Згідно з пп. 3-5 визначити кут обертання площини поляризації.

7. Таких вимірювань, згідно пп.4-6, зробити не менше 5-6. За формулою (2) обчислити невідому концентрацію.

8. Визначити похибку вимірювань та зробити висновки.

Методичні вказівки

Окуляр зорової труби та лупу шкали встановлюють (повертаючи їх оправи) на максимальну різкість зображення так, щоб вертикальна лінія, яка розділяє поле зору на дві половини, була чітко і ясно видна, а в полі зору лупи чітко і ясно було видно штрихи і цифри шкали і ноніусу.

Перед початком вимірювань необхідне встановлення на «0». Для цього (при відсутності в камері поляриметричної кювети) обертанням ручки кремальєрної передачі необхідно добитись повної однорідності обох половинок поля зору – при цьому нульові поділки шкали і ноніуса повинні співпадати (рис. 1); за допомогою ключа переміщують ноніус до суміщення його нульової поділки з нульовим діленням шкали.

Вимірювання проводять, встановлюючи в камеру цукрометра поляриметричні кювети, які наповнені досліджуваним розчином. Обертанням кювети встановлюють таке положення, щоб лінія поділу ділила поле зору приладу приблизно на дві рівні частини. Кювети закриваються з обох кінців поляриметричними стеклами, які притискаються до торців труби за допомогою гайок. Для більш еластичного притискання між склом і гайкою вкладається резинове кільце. *У кюветі не повинно бути повітряної бульбашки!*



Рис. 1. Співпадання нульових поділок шкали і ноніуса

У камеру приладу вкладають поляриметричну кювету з досліджуваним розчином – при цьому змінюється однорідність обох половинок поля зору; обертанням ручки передачі встановлюють їх освітленість.

За допомогою ноніусу здійснюють відлік показів з точністю до $0,1^{\circ}\text{S}$ ($0,05^{\circ}\text{S}$ для СУ-4) потім знову вирівнюють освітленості обох половинок поля зору і знову здійснюють відлік показів. І так – 5 разів. Середнє арифметичне 5 вимірів приймають за результат. *Приклад* відліку показів за допомогою ноніуса пояснюється на рис. 2. На рис. 2а показано положення шкали і ноніуса, що відповідає відліку « $+11,8^{\circ}\text{S}$ », а на рис. 2б – « $-3,2^{\circ}\text{S}$ ».

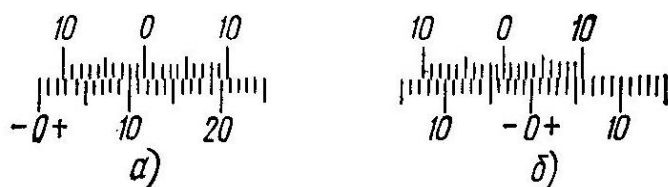


Рис. 2. Положення шкали і ноніуса, що відповідає відліку (а) « $+11,8^{\circ}\text{S}$ » і (б) « $-3,2^{\circ}\text{S}$ »

Концентрацію розчину цукру поляриметричним методом визначають за формулою (2). Значення кутів обертання площин поляризації відомого φ_{10} (наприклад 10 %) і невідомого φ_X розраховують з урахуванням нульового відліку приладу (відлік показів з дистильованою водою), а саме:

$$\varphi_{10} = \alpha_{10} - \alpha_0, \quad \varphi_X = \alpha_X - \alpha_0,$$

де α_0 – нульовим відліком приладу, або поправкою на «0»,

α_{10} , α_X – відлік показів з відомим і невідомим розчином відповідно.

Дані вимірів та результати розрахунків заносять до таблиці 1.

Таблиця 1.

№	$\alpha_0, ^{\circ}$	$\alpha_{10}, ^{\circ}$	$\alpha_X, ^{\circ}$	$\varphi_{10}, ^{\circ}$	$\varphi_X, ^{\circ}$	C_X	ΔC_X
1							
...							
5							
						$\langle C_X \rangle$	$\langle \Delta C_X \rangle$

Тоді середнє значення розчину невідомої концентрації знаходять згідно:

$$\langle C_X \rangle = \frac{C_{10}}{\langle \varphi_{10} \rangle} \langle \varphi_X \rangle,$$

а похибки відповідно:

$$C_X = \langle C_X \rangle \pm \langle \Delta C_X \rangle \%, \quad \varepsilon = \pm \frac{\langle \Delta C_X \rangle}{\langle C_X \rangle} \cdot 100 \% .$$

Контрольні запитання

1. Які речовини називають оптично активними?
2. Яке світло називається поляризованим?
3. Яке світло називається частково поляризованим?
4. Поясніть фізичний зміст явища обертання площини поляризації.
5. Які ви знаєте оптично активні речовини?
6. Для чого в поляриметрах використовують поділ поля зору?
7. Що таке питома оптична активність і від чого вона залежить?
8. Який принцип дії сахариметра?
9. Чим вимірюють кут обертання площини поляризації?
10. Як поділяється лінійно поляризоване світло при вході в оптично активну речовину внаслідок взаємодії з її молекулами?

УВАГА!

Прилад СУ-3 (СУ-4) розрахований для роботи в сухих чистих приміщеннях (лабораторіях) з сухою підлогою, що погано проводить струм, де заземлення не потрібне. При роботі з приладом в приміщеннях, в яких можливе одночасне доторкання до нього і до металоконструкцій, які мають з'єднання з землею, його необхідно заземлити.

Лабораторна робота № 8
ВИВЧЕННЯ ПОЛЯРИСКОПА-ПОЛЯРИМЕТРА ПКС-250М

Мета: вивчити принцип дії та конструктивні особливості полярископа-поляриметра ПКС-250М, набути практичних навичок роботи з приладом

Прилади і матеріали: 1) полярископ-поляриметр ПКС-250М; 2) досліджувані зразки

Теоретичні відомості

Штучна *анізотропія* (залежність властивостей речовини від напрямку) виникає в ізотропних середовищах під впливом не тільки сильних електричних і магнітних полів, але й під впливом зовнішніх статичних або змінних механічних напруг. Це явище отримало назву *фотопружності*. Найчастіше анізотропія, викликана механічними деформаціями, виникає під впливом тиску та при нерівномірному нагріванні чи охолодженні.

Достатньо сильні зовнішні впливи можуть викликати в ізотропних речовинах явно виражений переважаючий напрямок, що супроводжується перегрупуванням молекул речовини. При цьому у разі одностороннього стиснення або розтягу напрямок дії стискаючої або розтягуючої сили F відіграє роль оптичної осі речовини, що стала анізотропною (рис. 1).

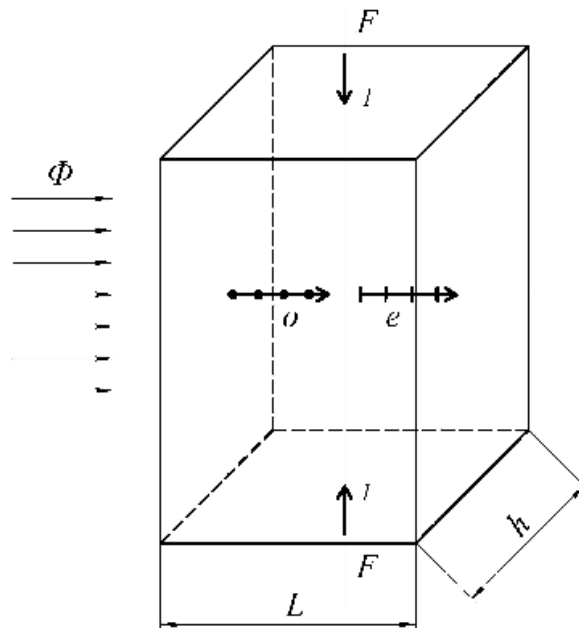


Рис. 1. Схема виникнення штучної анізотропії

Оптичні властивості деформованого таким чином тіла відповідають властивостям одновісного кристала з віссю 1-1. Плоскополяризоване світло, що проходить через нього, розкладається на два пучки променів, поляризованих у двох взаємно перпендикулярних площинах у напрямку дії сили (незвичайний промінь « e ») і перпендикулярно до неї (звичайний промінь « o »).

Дослід показує, що виникаюча при цьому різниця показників заломлення пропорційна величині механічної напруги:

$$n_o - n_e = B \cdot \sigma, \quad (1)$$

де B – оптичний коефіцієнт напруги для даної речовини; $\sigma = F/(Lh)$ – нормальна напруга.

Різниця фаз, що виникає між променями « o » і « e » при проходженні зразка завтовшки L , визначається наступним чином:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot (n_o - n_e) \cdot L = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot B \cdot \sigma \cdot L. \quad (2)$$

Вимірявши $\Delta = L(n_o - n_e)$ за інтерференційною картиною, можна знайти напругу:

$$\sigma = \frac{\Delta}{B \cdot L}. \quad (3)$$

Різниця $(n_o - n_e)$ може бути і позитивною і негативною в залежності від матеріалу. Напрямок коливань у світловій хвилі, що поширюється в середовищі з більшою швидкістю, зазвичай називають *швидким* напрямом, а перпендикулярний щодо нього – *повільним*.

Крім того, величини n_o і n_e залежать від λ , тому при спостереженні в білому світлі анізотропне тіло набуває різнокольорового забарвлення. У такому випадку для підвищення чутливості в оптичну систему вводяться допоміжні хвильові фазові пластинки (названі *чутливими*), що створюють різницю ходу, при якому спостережуваний колір помітно змінюється при найменших змінах різниці ходу.

У результаті інтерференції променів « o » і « e » у загальному випадку виходить еліптично поляризоване світло. Таке світло не може бути безпосередньо проаналізовано, оскільки при повороті аналізатора спостерігатиметься лише часткове затемнення або просвітлення поля.

Для аналізу необхідно попередньо перетворити еліптично поляризоване світло на плоско поляризоване. Для цього, як правило, використовують компенсатор Сенармона, що складається із фазової пластинки $\lambda/4$ і аналізатора. Перед початком вимірювань поляризатор і аналізатор встановлюють в схрещеному положенні, а потім між ними поміщують пластинку $\lambda/4$ так, щоб її головні напрямки збігалися з напрямком коливань, що пропускаються поляризатором і аналізатором.

Досліджуваний об'єкт встановлюють таким чином, щоб його головні напрями становили кут $\pi/4$ із напрямом коливань, що виходять із поляризатора. При такому розташуванні осі еліптичної поляризації, обумовленої зразком, збігаються з головними напрямками пластинки $\lambda/4$, і після проходження пластинки світло стає лінійно поляризованим. У результаті вимірювання різниці фаз зводиться до вимірювання кута обертання площини поляризації.

Вимірювання внутрішніх напруг є високочутливим оптичним методом, широко використовується для розбракування скляних виробів, а також для дослідження напруг і деформацій на моделях споруд і машин, виконаних з оптично прозорих матеріалів, ізотропних по всьому об'єму і, що володіють помітним подвійним променезаломленням при невеликих навантаженнях (целулоїд, ксилоліт, бакеліт, желатин та ін).

Для виявлення наявності та вимірювання величини подвійного променезаломлення в плоских заготовках та виробих із прозорих слабозабарвлених матеріалів призначений полярископ-поляриметр ПКС-250М.

Величина двоприменезаломлення оцінюється по різниці ходу світлових променів. Оцінка залишкових внутрішніх напруг у зразках має три способи:

1) приблизна оцінка розподілу подвійного променезаломлення в об'єкті за інтерференційним забарвленням картини, що спостерігається;

2) кількісна оцінка різниці ходу звичайного і незвичайного променів методом Сенармона;

3) дослідження розподілу двоприменезаломлення у світлі, поляризованому по колу.

Лінійно поляризоване випромінювання після поляризатора надходить на зразок. Якщо зразок є анізотропним, тобто оптичні властивості зразка залежать від напрямку, то при попаданні на нього лінійно поляризованого світла виникає подвійне променезаломлення.

Різниця ходу між виникнувшими звичайним і незвичайним променями (промені «*o*» і «*e*»), яку вносить досліджуваний зразок, пропорційна величині напруги, оптичному коефіцієнту напруги для даного матеріалу і товщині зразка (див. формули (1)-(3)).

При додаванні або відніманні різниць фаз, що вводяться хвильовою фазовою пластинкою і зразком, відбувається зміна кольору, що спостерігається у зразку. За інтерференційним забарвленням, використовуючи дані табл. 1, можна приблизно визначити різницю ходу, що вводиться зразком.

Таблиця 1.

Інтерференційні кольори в досліджуваному зразку в залежності від різниці ходу

Колір	Різниця ходу Δ , нм
Жовтий	325
Жовто-зелений	275
Зелений	200
Блакитно-зелений	145
Блакитний	115
Пурпурно-фіолетовий	0
Червоний	25
Помаранчевий	130
Світло-жовтий	200
Жовтий	260
Білий	310

Хід роботи

Ознайомитись з будовою і принципом дії полярископа-поляриметра ПКС-250М (див. інструкцію «Полярископ-поляриметр ПКС-250М»).

I. Вимірювання на приладі, коли він працює як *полярископ*, слід проводити в наступному порядку.

1. Включити лампу освітлювача в мережу змінного струму 220 В.

2. У робоче положення ввести аналізатор діаметром 250 мм і хвилеву фазову пластинку, встановивши ручку на столику приладу в положення « λ ». Помістити досліджуваний зразок на середину матового скла.

3. Спостерігати через аналізатор та обертати матове скло з досліджуваним зразком до положення, що відповідає найбільшій різниці ходу. За кольором, що спостерігається знайти різницю ходу в нанометрах, користуючись табл. 1.

4. Знаючи різницю ходу Δ та товщину досліджуваного зразка L в сантиметрах, визначити $n_1 - n_2$ за формулою:

$$n_1 - n_2 = \frac{\Delta}{L}.$$

5. По різниці $n_1 - n_2$ знайти категорію скла за подвійним променезаломленням.

II. При роботі приладу як поляриметра послідовність дій наступна.

1. Ввести вимірювальну головку у робоче положення.

2. Встановити ручку на столику приладу в положення «**O**». Встановити диск перемикачів чвертьхвильових фазових пластинок у положення «**C**». Ввести у поле зору зелений світлофільтр.

3. Поворотом аналізатора вимірювальної головки домогтися встановлення поля зору на темноту і зробити відлік за шкалою.

4. У центрі матового скла помістити досліджуваний зразок. Матове скло з досліджуваним зразком повернути до максимального затемнення перевіряючої ділянки зразка. Потім матове скло з досліджуваним зразком повернути на 45° .

5. Поворотом аналізатора, при даному положенні зразка, досягти максимального затемнення просвітлених ділянок. Здійснити відлік за шкалою аналізатора вимірювальної головки. Різниця між відліком за шкалою із введеним зразком та нульовим відліком дає кут α повороту аналізатора вимірювальної головки у градусах. Різниця ходу Δ у досліджуваному зразку визначається як $\Delta = 3\alpha$ (нм).

6. При появі в полі зору забарвлення, що ускладнює встановлення аналізатора на максимальне затемнення поля зору, на окуляр вимірювальної головки встановити додатковий світлофільтр з комплекту приладу та повторити вимірювання.

7. Для дослідження виробів у світлі, поляризованому по колу, встановити ручку на столику приладу в положення « $\lambda/4$ » та диск перемикачів чвертьхвильових фазових пластинок у положення «**K**».

8. Обчислити коефіцієнт пропорційності B для двох випадків вимірювання різниці ходу Δ з урахуванням формули (3).

Методичні вказівки

Методика перевірки приладу та загальні вказівки з експлуатації.

Перевірка готовності приладу до роботи виконується в такий спосіб.

1. При увімкненому приладі матове скло має бути повністю освітлене.

2. При включеному приладі та введений хвильовій фазовій пластинці (ручка на столику приладу встановлена в положення « λ ») колір поля повинен бути пурпурно-фіолетовим або синьо-червоним при схрещених поляризаторі та аналізаторі.

3. Вимірювальну головку ввести у робоче положення. Нуль шкали лімба вимірювальної головки встановити на нуль шкали відлікового пристрою. Ручку на столику приладу встановити в положення «**O**». Диск перемикачів чвертьхвильових фазових пластинок встановити у положення «**C**». У цьому випадку при включеному приладі не повинно відбуватися порушення темноти у середині поля зору.

4. Ручку на столику приладу встановити в положення « $\lambda/4$ ». Диск перемикання чвертьхвильових фазових пластинок встановити у положення «**K**». При включеному приладі не повинно відбуватися порушення темноти в середині поля зору.

Контрольні запитання

1. Які речовини називають оптично активними?
2. Поясніть призначення та принцип дії полярископа-поляриметра.
3. Зобразіть оптичну схему приладу та поясніть призначення всіх елементів.
4. Вкажіть складові та опишіть конструктивні особливості приладу.
5. Поясніть сутність інтерференції поляризованих променів.
6. Поясніть призначення та принцип дії фазових пластинок.
7. Поясніть принцип дії та назвіть відмінності фазових компенсаторів Сенармона, Бабіне та Солейля.
8. Опишіть методику вимірювання двопроменезаломлення у схемах полярископа та поляриметра.
9. Поясніть суть явища штучної анізотропії.
10. Проведіть аналіз основних похибок вимірювань.

УВАГА!

Працюють із приладом у напівзатемненому приміщенні при температурі навколишнього середовища від 10 до 35 °С, відносній вологості не більше 80 %, атмосферному тиску від 84 до 106 кПа (630-800 мм рт. ст.).

Прилад потребує дбайливого поводження. У неробочий час прилад необхідно закривати чохлам, що оберігає його від запилення, та оберігати від попадання вологи та імерсійних рідин. Для збільшення терміну служби приладу рекомендується вмикати лампу лише під час проведення вимірювань шляхом натискання ногою на педаль.

ЛІТЕРАТУРА

1. Яворський Б. М., Детлаф А. А. Курс фізики. В 3 т. Т. 3. Вид. 3-є, перероб. і доповн. К. : Вища школа, 1973. 500 с.
2. Савельев И. В. Курс общей физики. В 3 т. Т. 3. Оптика, атомная физика, физика атомного ядра и элементарных частиц. М. : Наука, 1971. 528 с.
3. Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф. Курс фізики : навч. посіб. [для студ. фіз.-мат. спец. вищ. пед. навч. закл.]. У 2 кн. Кн. 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. К. : Либідь, 2001. 424 с.
4. Куліш В. В., Соловйов А. М., Кузнецова О. Я., Кулішенко В. М. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система : навч. посіб. У 2 ч. Ч. 2. К. : Книжкове вид-во НАУ, 2005. 380 с.
5. Куліш В. В., Соловйов А. М., Кузнецова О. Я. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система : навч. посіб. У 4 ч. М. 3. Коливання і хвилі. Оптика. К. : Книжкове вид-во НАУ, 2007. 172 с.
6. Яцура М. М., Гасюк І. М., Кайкан Л. С. Фізичний лабораторний практикум : загальний курс фізики «Оптика» / за ред. Б. К. Остафійчука. Івано-Франківськ : Вид-во Прикарпат. нац. ун-ту ім. В. Стефаника, 2012. 146 с.
7. Бурдакова А. В., Жабітенко М. К., Оліх О. Я., Подолян А. О. Лабораторний практикум з курсу «Оптика» для студентів природничих факультетів. К. : Вид.-поліграф. центр «Київський університет», 2006. 74 с.
8. Лінчевський І. В. Загальна Фізика. Оптика. Лабораторний практикум : навч. посіб. К. : Вид-во «КПІ ім. Ігоря Сікорського», 2021. 38 с.
9. Колінько М. І., Пащук І. П., Стефанський І. В. Оптичний практикум. Частина 1. Львів : Львів. нац. ун-т ім. Івана Франка, 2000. 104 с.
10. Чернецький І. С. Оптика. Лабораторний практикум : робочий зошит. К., 2015. 28 с.
11. Ушаков О. К., Чайка Н. Ф., Шлишевский В. Б. Оптические методы и приборы для научных исследований. Ч. 2. Интерференционные и поляризационные приборы : учеб. пособие. Новосибирск : СГГА, 2010. 58 с.
12. Афанасьев В. А. Оптические измерения : учебник для вузов. Изд. 3-е, перераб. и дополн. М. : Высш. школа, 1981. 229 с.
13. Дущенко В. П та ін. Фізичний практикум. К. : Вища школа, 1984. 256 с.
14. Горбачук І. Т. та ін. Загальна фізика. Лабораторний практикум. К. : Вища школа, 1992. 509 с.
15. Агапон Б. Т., Максютин Г. В., Островерхов П. И. Лабораторный практикум по физике : учеб. пособ. М. : Высшая школа, 1982. 335 с.
16. Алексеев Б. Ф., Барсуков К. А., Войцеховская И. Я. и др. Лабораторный практикум по физике : учеб. пособ. для студ. втузов. М. : Высшая школа, 1988. 351 с.
17. Лабораторный практикум по физике / под ред. Ахматова А. С. М. : Высшая школа, 1980. 219 с.
18. Дубровский И. М.. Справочник по физике / И. М. Дубровский, Б. В. Егоров, К. П. Рябошапка. К. : Наукова думка, 1986. 558 с.

ДОДАТОК

Таблиця 1.

Коефіцієнти Стьюдента $t_{\alpha,n}$									
<i>n</i>	<i>α</i>								
	0,1	0,2	0,4	0,6	0,8	0,9	0,95	0,98	0,99
2	0,16	0,33	0,73	1,38	3,08	6,31	12,70	31,80	63,70
3	0,14	0,29	0,62	1,06	1,89	2,92	4,30	6,96	9,92
4	0,14	0,28	0,58	0,98	1,64	2,35	3,18	4,54	5,84
5	0,13	0,27	0,57	0,94	1,53	2,13	2,78	3,75	4,60
6	0,13	0,27	0,56	0,92	1,48	2,02	2,57	3,36	4,03
7	0,13	0,27	0,55	0,90	1,44	1,94	2,45	3,14	3,71
8	0,13	0,26	0,54	0,90	1,42	1,89	2,36	3,00	3,50
9	0,13	0,26	0,54	0,90	1,40	1,86	2,31	2,90	3,36
10	0,13	0,26	0,54	0,88	1,38	1,83	2,26	2,82	3,25
12	0,13	0,26	0,54	0,87	1,36	1,80	2,20	2,72	3,11
14	0,13	0,26	0,54	0,87	1,35	1,77	2,16	2,65	3,01
16	0,13	0,26	0,54	0,87	1,34	1,75	2,13	2,60	2,95
18	0,13	0,26	0,53	0,86	1,33	1,74	2,11	2,57	2,90
20	0,13	0,26	0,53	0,86	1,33	1,73	2,09	2,54	2,86
25	0,13	0,26	0,53	0,86	1,32	1,71	2,06	2,49	2,80
30	0,13	0,26	0,53	0,85	1,31	1,70	2,05	2,56	2,75
35	0,13	0,26	0,53	0,85	1,31	1,69	2,04	2,45	2,73
40	0,13	0,26	0,53	0,85	1,30	1,68	2,02	2,42	2,70
45	0,13	0,26	0,53	0,85	1,30	1,68	2,02	2,41	2,69
50	0,13	0,26	0,53	0,85	1,30	1,68	2,01	2,40	2,68
60	0,13	0,26	0,53	0,85	1,30	1,67	2,00	2,39	2,67
70	0,13	0,26	0,53	0,85	1,30	1,67	1,99	2,38	2,66
80	0,13	0,26	0,53	0,85	1,30	1,67	1,99	2,37	2,65

Таблиця 2.

Коефіцієнти заломлення деяких твердих тіл при 18°C відносно повітря					
Довжина хвилі, мкм	А 0,760	В 0,687	С (H) 0,6563	D (Na) 0,5893	E 0,5270
Скло	1,5986	1,6020	1,6038	1,6085	1,6145
Кварц	1,5391	1,5409	1,5418	1,5442	1,5471

Таблиця 3.

Довжини хвиль спектральних ліній ртуті

№ лінії	Колір	Довжина хвилі лінії, нм
1	червона	708,19
2	-----	690,72
3	-----	671,62
4	оранжева	623,44
5	-----	612,33
6	-----	607,26
7	жовта	589,02
8	-----	579,09
9	-----	576,96
10	зелена	567,59
11	-----	546,07
12	-----	529,01
13	голуба	510,24
14	-----	502,56
15	-----	491,60
16	синя	435,84
17	-----	434,75
18	-----	433,92
19	фіолетова	410,81
20	-----	407,78
21	-----	404,66
22	-----	390,64

Таблиця 4.

Світлові одиниці СІ			
Назва величини	Одиниці вимірювання		
	назва	скорочене позначення	розмірність
Сила світла	кандела	<i>кд</i>	<i>J</i>
Плоский кут	радіан	<i>рад</i>	
Тілесний кут	стерадіан	<i>ср</i>	
Світловий потік	люмен	<i>лм</i>	<i>J</i>
Освітленість	люкс	<i>лк</i>	$L^{-2}J$
Енергетична освітленість (опроміненість), енергетична світність (випромінюваність)	ват на квадратний метр	$\frac{Вт}{м^2}$	MT^{-3}
Сила випромінювання	ват на стерадіан	$\frac{Вт}{ср}$	L^2MT^{-3}
Яскравість	кандела на квадратний метр	$\frac{кд}{м^2}$	$L^{-2}J$
Оптична сила лінзи	метр в мінус першій степені	$м^{-1}$	L^{-1}
Світлова енергія	люмен-секунда	<i>лм · с</i>	<i>TJ</i>
Промениста енергія (енергія випромінювання)	джоуль	<i>Дж</i>	L^2MT^{-2}
Променистий потік (потік випромінювання)	ват	<i>Вт</i>	L^2MT^{-3}
Освітленість	кандела-секунда	<i>кд · с</i>	<i>TJ</i>

Навчально-методичне видання

Федосов Сергій Анатолійович
Шаварова Ганна Петрівна
Шигорін Павло Павлович
Кевшин Андрій Григорович

Оптика

Методичні рекомендації до лабораторних робіт

Частина 2

Друкується в авторській редакції