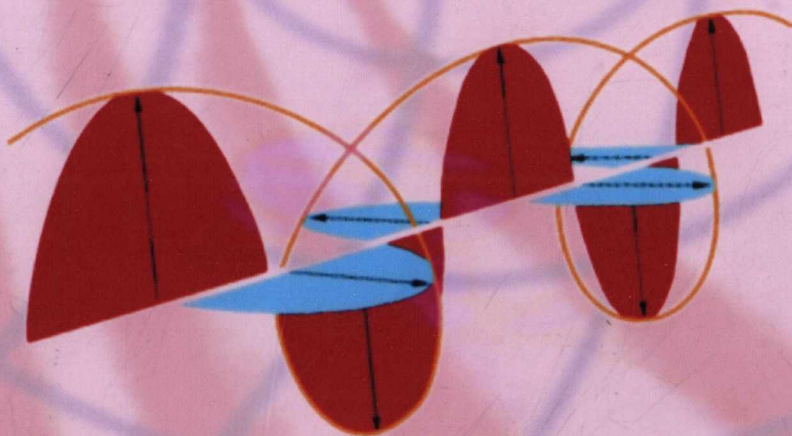


22, 34.075

М.М. ЯЦУРА, І.М. ГАСЮК, Л.С. КАЙКАН

# ФІЗИЧНИЙ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

## ОПТИКА



Міністерство освіти і науки, молоді та спорту України  
Прикарпатський національний університет  
імені Василя Стефаника  
Кафедра матеріалознавства і новітніх технологій

**М. М. Яцура, І. М. Гасюк, Л. С. Кайкан**

## **ФІЗИЧНИЙ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ**

**Загальний курс фізики  
“ОПТИКА”**

За редакцією чл.-кор. НАН України, д-ра фіз.-мат. наук,  
проф. *Б. К. Остафійчука*

НБ ПНУС



776002

Івано-Франківськ  
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника  
2012

УДК 535  
ББК 22.34я73  
Я34

*Рекомендовано вченою радою фізико-технічного факультету  
Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника  
(протокол № 8 від 2 березня 2012 р.)*

**Рецензенти:** к. ф.-м. н., доц. **О. М. Возняк;**  
к. ф.-м. н., доц. **О. П. Поплавський**

**Яцура М. М.**  
Я34 Фізичний лабораторний практикум : загальний курс фізики "Оптика" /  
М. М. Яцура, І. М. Гасюк, Л. С. Кайкан ; за ред. Б. К. Остафійчука. –  
Івано-Франківськ : Вид-во Прикарпат. нац. ун-ту ім. В. Стефаника,  
2012. – 146 с. : іл., табл.  
ISBN 978-966-640-330-1

Навчальний посібник містить опис лабораторних робіт з основних розділів  
оптики.

Для студентів фізичних і природничих спеціальностей університетів.

УДК 535  
ББК 22.34я73

ISBN 978-966-640-330-1

© Яцура М. М., Гасюк І. М., Кайкан Л. С., 2012  
© Видавництво Прикарпатського національного  
університету ім. Василя Стефаника, 2012

## Передмова

Фізичний практикум є невід'ємною частиною загального курсу фізики і займає важливе місце в системі університетської підготовки фахівців. Основною метою його є поглиблення теоретичних знань студентів, ознайомлення їх з сучасними методами і технічними засобами вимірювання фізичних величин, дослідженням фізичних явищ, навичками експериментальної роботи. Однак виконувати своє завдання фізичний практикум може лише за умови, що він систематично, як в теоретичному, так і в практичному (технічному) плані, вдосконалюється. Саме цю мету переслідує даний методичний посібник в якому описано 19 лабораторних робіт з таких важливих розділів оптики, як фотометрія, інтерференція, дифракція і поляризація світла, геометрична оптика, теплове випромінювання і фотоэффект, квантові генератори і оптичні спектри. Кожна з робіт містить теоретичні відомості, опис установки в цілому і окремих приладів, практичні завдання та питання для самоконтролю. На відміну від подібних посібників теоретичні відомості подані достатньо широко, хоча вони і не претендують на те, щоб створити у студентів повне уявлення про явище, яке вивчається. Такі уявлення можуть виникнути тільки в процесі опрацювання студентом конспекту лекцій і читання підручників. В теоретичних відомостях дається той обсяг знань, без яких неможливе свідоме викладення експериментальної методики і постановки контрольних дослідів. В роботах використовуються сучасні методи вимірювання на відповідному фізичному обладнанні (сучасні рефрактометри, інтерферометри, цукрометри, лазери тощо). Роботи підготовлені на основі досвіду проведення загального фізичного практикуму з оптики в Прикарпатському національному університеті імені Василя Стефаника.

Посібник призначений для студентів фізичних спеціальностей університетів, але може бути використаний і студентами інших природничих спеціальностей університету.

При виконанні лабораторних робіт з оптики слід неухильно дотримуватись таких правил:

1. Точно виконувати вимоги внутрішнього розпорядку, встановленого в лабораторії, і суворо дотримуватися правил техніки безпеки під час роботи з електричними установками.
2. На вступному занятті в лабораторії необхідно ознайомитися з розміщенням робочих місць, призначенням різних комутаційних елементів, встановлених на робочих столах і щитках.
3. Вмикати установку в електричну мережу і розпочинати виконання роботи лише з дозволу викладача або лаборанта після перевірки ними електричної схеми та установки.
4. Категорично забороняється залишати без нагляду вимірювальні прилади і установки ввімкнені в електричну мережу. Самостійно виконувати лабораторну роботу. Проявляти максимум ініціативи в подоланні можливих труднощів. Звертатись до викладача або лаборанта лише тоді, коли вичерпані всі можливості розв'язання завдання лабораторної роботи.
5. Про можливі несправності приладів і апаратури доповідати керівникові заняття. Самостійне усунення їх забороняється.
6. Після подання викладачеві акуратно, розбірливо і чітко виконаних записів результатів вимірювання, прилади і апаратуру розмістити в такому порядку, в якому вони були до початку роботи.

Виконуючи лабораторну роботу студенти мають справу з обладнанням і приладами, електричними схемами, в яких проходить електричний струм. Слід пам'ятати, що легковажність, неакуратність в користуванні ними можуть призвести до нещасних випадків, пошкоджень вимірювальних приладів, виникнення пожежі.

Перед початком лабораторних занять керівник проводить інструктаж з техніки безпеки. Про це робиться відповідний запис у спеціальному лабораторному журналі.

### Визначення фокусних відстаней тонких лінз

**Мета роботи:** Ознайомлення з методами вимірювання фокусних відстаней додатних і від'ємних тонких лінз.

**Прилади і обладнання:** Освітлювач, матове скло з міліметровими шкалами у вигляді сітки, матове скло з нанесеною на його поверхню стрілкою, екран зі шкалою, оптична лава довжиною  $l = 1,5\text{ м}$  з масштабною лінійкою і показниками відліку на повзунках, набір лінз в оправі (№ 5, № 6, № 13), зорова труба.

### Теоретичні відомості та опис приладів

Лінзою називають оптично прозоре тіло, обмежене з двох боків заломлюючими поверхнями з вершинами на одній прямій, яку називають **головною оптичною віссю**. Лінза називається тонкою, якщо товщина лінзи набагато менша в порівнянні з радіусами кривизни сферичних поверхонь, які обмежують лінзу. Лінзи бувають **збиральні**, або **додатні** (фокусні відстані таких лінз  $f > 0$ ) і **розсіювальні**, або **від'ємні** (фокусні відстані таких лінз  $f < 0$ ). Радіуси кривизни сферичних поверхонь лінзи  $R_1$  і  $R_2$  пов'язані з показником заломлення речовини лінзи  $n$ , фокусною відстанню  $f$  і оптичною силою лінзи співвідношенням:

$$\Phi = \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right), \quad (1.1)$$

Важливою властивістю лінз є їх здатність утворювати зображення. При цьому для тонких лінз фокусна відстань  $f$ , оптична сила  $\Phi$ , відстані до предмета  $S_1$  і до зображення  $S_2$  пов'язані таким співвідношенням:

$$\pm\Phi = \pm \frac{1}{f} = \frac{1}{S_1} \pm \frac{1}{S_2}. \quad (1.2)$$

Тут знак « $\pm$ » перед  $1/f$  ставиться у випадку розсіювальної лінзи, знак « $\rightarrow$ » перед  $1/S_2$  ставиться у випадку, коли отримується уявне зображення. Для визначення фокусних відстаней збиральних лінз можна рекомендувати чотири методи.

1) В основі першого методу лежить формула (1.2)

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{S_1} + \frac{1}{S_2}. \quad (1.3)$$

Предметом служить стрілка, нанесена на матове скло, що закриває освітлювач.

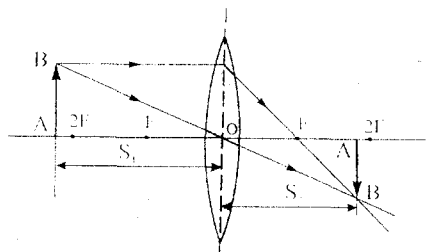


Рис. 1.1

На рис. 1.1 наведена оптична схема для визначення фокусної відстані додатної лінзи першим способом. У зв'язку з тим, що предмет і його зображення взаємно обернені, замість  $S_1$  можна взяти  $S_2$ , тоді  $S_2$  буде рівним  $S_1$ . Якщо в першому випадку зображення було збільшеним, то в другому випадку воно буде зменшеним.

2) При вимірюванні  $f$  другим методом використовується властивість лінзи давати два зображення предмета – зменшене і збільшене (властивість оборотності предмета і його зображення) (рис. 1.2).

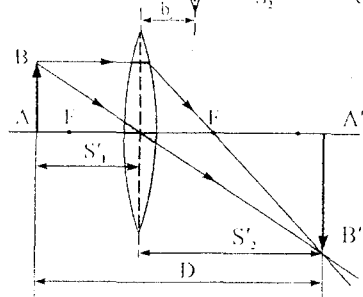
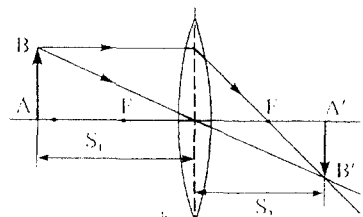


Рис. 1.2

Відстань  $D$  між предметом і екраном, на якому отримують різке зображення предмета, пов'язана з фокусною відстанню  $f$  і відстанню між двома положеннями лінзи такою формулою:

$$f = \frac{D^2 - b^2}{4D}, \quad (1.4)$$

яка і є робочою формулою при визначенні фокусної відстані.

Доведемо справедливості співвідношення (1.4). Оскільки в обох випадках на екрані утворюється зображення за допомогою однієї і тієї самої лінзи, то з формули (1.2) можна записати:

$$\frac{S_1 S_2}{S_1 + S_2} = \frac{S_1' S_2'}{S_1' + S_2'} = f, \quad (1.5)$$

Із рис. 1.2 видно, що  $S_1 + S_2 = S_1' + S_2'$ ,

отже

$$S_1 S_2 = S_1' S_2'. \quad (1.6)$$

Із рис. 2 також видно, що  $S_1 - S_1' = S_2' - S_2 = b$ , звідки  $S_1' = S_1 - b$  і  $S_2' = S_2 + b$ . Підставляючи ці значення в (1.6), отримуємо  $S_1 - S_2 = b$ . Отже для  $S_1$  і  $S_2$  маємо систему рівнянь:  $S_1 - S_2 = b$  і  $S_1 + S_2 = D$ , розв'язавши яку, отримуємо:

$$S_1 = \frac{D+b}{2} \quad \text{і} \quad S_2 = \frac{D-b}{2}. \quad (1.7)$$

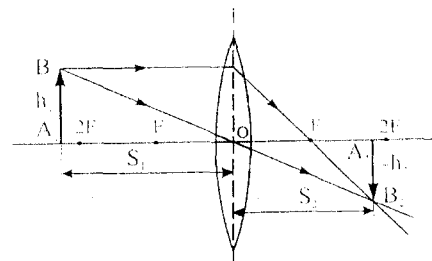


Рис. 1.3

3) В третьому методі (рис. 1.3) використовується така ж оптична схема, як і в першому. Фокусну відстань лінзи можна визначити за величиною предмета  $A_1 B_1 = h_1$ , величиною його зображення  $A_2 B_2 = h_2$  і відстанями  $S_1$  і  $S_2$ .

Як видно із рис. 1.3, поперечне збільшення  $\beta = -h_2/h_1 = -S_2/S_1$ . ( $\beta < 0$ , оскільки дійсне зображення отримується перевернутим), отже  $S_2 = \beta S_1$ . Підставляючи цей вираз у формулу тонкої лінзи (1.3), отримуємо:

$$f = \frac{|\beta| \cdot |S_1|}{1 + |\beta|}. \quad (1.8)$$

Для вимірювання збільшення  $\beta$  в якості предмета використовуються міліметрові поділки, нанесені на матове скло.

4) В четвертому методі вимірювання фокусної відстані додатної тонкої лінзи застосовується зорова труба, встановлена на нескінченність. Якщо розглядуваний в трубу предмет знаходиться в фокусі лінзи, його зображення буде чітким. В цьому випадку фокусна відстань лінзи є безпосередньо вимірюваною величиною.

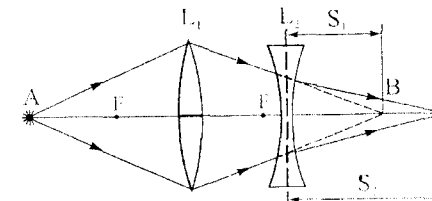


Рис. 1.4.

Головна фокусна відстань розсіювальної лінзи визначається за допомогою збиральної лінзи (методом вимірювання відстаней від предмета до лінзи та від лінзи до його зображення). Промені від джерела А (рис. 1.4) фокусуються збиральною лінзою  $L_1$  в точці В. Між лінзою  $L_1$  і точкою В розміщують розсіювальну лінзу  $L_2$  на відстані меншій, ніж її фокусна відстань. Внаслідок розсіювання лінзою  $L_2$  фокус збиральної лінзи переміститься в точку С. Світлові промені мають властивість зворотності в оптичних системах, тому точку С можна розглядати як

Якщо значення  $S_1$  і  $S_2$  із (1.7) підставимо в (1.5), то отримаємо формулу (1.4):

$$f = \frac{D^2 - b^2}{4D}.$$

Зуважимо, що цей метод можна застосувати і для вимірювання фокусних відстаней товстих лінз.

джерело світла, а точку В – як його уявне зображення. Для розсіювальної лінзи, користуючись формулою (1.2), отримаємо:

$$f = \frac{S_1 S_2}{S_2 - S_1} \quad (1.9)$$

### Порядок виконання роботи

#### Вправа 1. Визначення фокусної відстані збиральної лінзи.

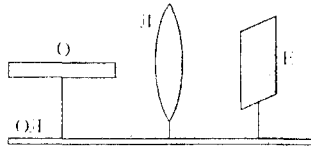


Рис. 1.5

Для визначення фокусної відстані додатної лінзи (лінза № 6) прилади встановлюють на оптичній лаві згідно рис. 1.5.

**І метод.** 1. Добитися чіткого зображення предмета на екрані. Предметом служить стрілка на матовому склі освітлювача. Виміряти відстані  $S_1$  і  $S_2$  за допомогою лінійки на оптичній лаві для випадків, коли отримується збільшене і зменшене зображення.

2. Підставити знайдені  $S_1$  і  $S_2$  в формулу (1.3), розрахувати  $f$  для обох випадків і взяти середнє значення.

**2 метод.** 1. Встановити освітлювач і екран на протилежних кінцях оптичної лави.

2. Розташувати лінзу на оптичній лаві так, щоб на екрані утворилося чітке зображення предмета. Предметом знову ж таки служить стрілка на матовому склі освітлювача.

3. Визначити положення лінзи на лаві і виміряти відстань від скла освітлювача до екрана.

4. Не змінюючи положення предмета і екрана, перемістити лінзу в бік екрана так, щоб на екрані отрималось чітке зменшене зображення предмета.

5. Визначити нове положення лінзи і виміряти відстань між цими двома положеннями лінзи.

6. Розрахувати фокусну відстань лінзи за формулою (1.4) і порівняти отриманий результат з тим, що отримався при визначенні першим методом.

**3 метод.** 1. Отримати на екрані збільшене або зменшене зображення предмета, як і в першому методі. В якості предмета використати стрілку на матовому склі.

2. Виміряти довжину стрілки  $A_1 B_1$ , довжину його зображення  $A_2 B_2$  і розрахувати збільшення  $\beta$  лінзи ( $\beta = A_2 B_2 / A_1 B_1$ ). За формулою (1.8) розрахувати  $f$ .

3. Порівняти результат з тими, які були отримані першим і другим методами.

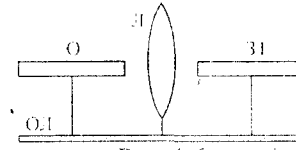


Рис. 1.6

**4 метод.** Розташування приладів на оптичній лаві для визначення фокусної відстані додатної лінзи показано на рис. 1.6.

Зорову трубу (ЗТ) налаштовану на нескінченність, поставити в кінці лави замість екрана і, переміщуючи лінзу Л, добитися чіткого зображення сітки, що спостерігається оком в зоровій трубці. В цьому випадку відстань від предмета (матового скла освітлювача) до лінзи  $S$  дорівнює її фокусній відстані  $f$ . Показати, що відстань  $S$  дійсно буде фокусною відстанню додатної лінзи.

#### Вправа 2. Визначення фокусної відстані тонкої від'ємної лінзи.

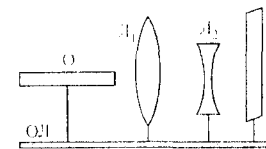


Рис. 1.7

Схема установки для визначення фокусної відстані тонкої від'ємної лінзи наведена на рис.1.7.

1. На оптичній лаві розташувати освітлювач О, екран Е і додатну лінзу  $L_1$  (лінза № 5) згідно рис. 1.7. Отримати на екрані чітке збільшене зображення предмета (стрілка на матовому склі освітлювача) Відмітити положення екрана за допомогою лінійки на оптичній лаві.

2. Відсунувши екран, між додатною лінзою і попереднім положенням екрана, розмістити тонку від'ємну лінзу (лінза № 13). Переміщуючи екран, добитися чіткого зображення предмета в системі двох лінз.

3. Якщо чіткого зображення на екрані не вдається отримати, змінити положення розсіювальної лінзи між збиральною лінзою і попереднім положенням екрана і знову добитися чіткого зображення предмета, переміщуючи екран. Вказане повторювати до тих пір, поки на екрані не отримається чітке зображення предмета.

4. Виміряти  $S_1$  і  $S_2$  і розрахувати  $f$  від'ємної лінзи за формулою (1.9).

5. Оцінити точність вимірювання фокусної відстані лінзи в кожному із методів. Вивести самостійно формули для розрахунку абсолютної та відносної похибок вимірювання фокусної відстані тонкої лінзи для всіх випадків.

### Контрольні запитання

1. Дайте визначення лінзи, оптичного центра, головної оптичної осі, фокальної площини і головних фокусів лінзи.

2. Що називають оптичною силою лінзи? В яких одиницях вимірюються оптична сила лінзи?
3. Які промені називають параксіальними?
4. Чи може дати збиральна лінза уявне зображення? За яких умов?
5. Що означають знаки "+" і "-", поставлені перед оптичною силою лінзи в формулі тонкої лінзи?
6. Які існують методи визначення головних фокусних відстаней збиральної і розсіювальної лінз? В чому їх суть?
7. Побудуйте зображення в розсіювальній та збиральній лінзах. (Розглянути всі можливі випадки).

Література: [1], с.416 – 423; [2], с.180 – 184.

## Робота № 2

### Моделювання оптичних систем

**Мета роботи:** Ознайомлення з оптичними схемами зорових труб Кеплера і Галілея та мікроскопа.

**Прилади і обладнання:** Оптична лава, освітлювач з матовим склом зі шкалою, екран зі шкалою, набір додатних і від'ємних лінз (№ № 3, 8, 9, 11, 4), зорова труба з окулярним мікрометром.

### Теоретичні відомості

**Оптична система** – це сукупність відбиваючих і заломлюючих поверхонь, які відділяють одне від одного оптично однорідні середовища. Оптична система називається **центрованою**, якщо центри кривизни поверхонь лежать на одній прямій. Цю пряму називають **оптичною віссю** системи.

**Ідеальною оптичною системою** називають таку систему, яка будь-яку точку простору предметів зображає стигматично, тобто ідеальна оптична система не порушує гомоцентричності пучків, що проходять через систему в необмежено великій області простору.

**Оптичні прилади** – це оптичні системи, що складаються із лінз, призм, дзеркал тощо, змонтованих певним чином за допомогою механічних пристосувань.

Оптичні системи, призначені для спостереження віддалених предметів, називаються **телескопічними системами**. До телескопічних систем відносяться геодезичні прилади (теодоліт, нівелір та інші), астрономічні труби, спостережувальні прилади (біноклі, перископи, далекоміри тощо).

Телескопічні системи працюють спільно з оком спостерігача, тому їх ще називають зоровими трубами.

**Зорові труби** – це оптичні системи з великим кутовим збільшенням. Вони застосовуються для отримання зображень окремих предметів. Оскільки розглядуваний предмет знаходиться надто далеко, то можна вважати, що промені, які виходять із будь-якої точки предмета входять в телескопічну систему паралельними пучками. Для того, щоб око спостерігача могло бачити різке зображення предмета без акомодатії, необхідно, щоб із телескопічної системи також виходили паралельні пучки світла. Таким чином, телескопічні системи відрізняються від інших оптичних систем тим, що промені в телескопічну систему входять у вигляді паралельних пучків і виходять із неї теж у вигляді паралельних пучків.

**Зорова труба Кеплера.** Вона складається з об'єктива Об – збиральної лінзи з великою фокусною відстанню  $f_{об}$  і окуляра Ок – збиральної лінзи з малою фокусною відстанню  $f_{ок}$ , розташованих так, щоб задній фокус об'єктива співпадав з переднім фокусом окуляра (рис. 2.1).

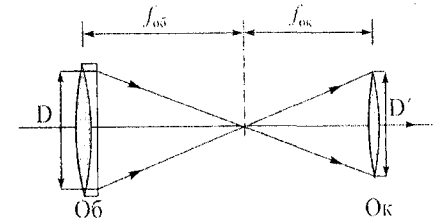


Рис. 2.1

Внаслідок такого розташування об'єктива і окуляра паралельний пучок променів, що падає на об'єктив, залишається паралельним і після виходу з окуляра. Такі оптичні системи називаються **телескопічними**.

Об'єктив телескопічної системи дає в своїй фокальній площині дійсне, зменшене і перевернуте зображення практично нескінченно віддаленого предмета (рис. 2.2). В трубі Кеплера це зображення розглядається через окуляр як через лупу під кутом  $u_2$ ,

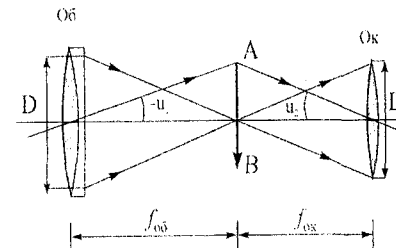


Рис. 2.2

який значно більший кута зору неозброєного ока  $u_1$ . Трубу Кеплера застосовують також в астрономічних інструментах, де наявність перевернутого зображення не заважає спостереженню за зоряним небом.

За означенням, видиме збільшення зорової труби:

$$\beta = \frac{tg u_2}{tg(-u_1)} = -\frac{f_{об}}{f_{ок}}, \quad (2.1)$$

де  $u_1$  – кут, під яким видно предмет неозброєним оком,  $u_2$  – кут, під яким видно зображення предмета.

Із рис. 2.1 видно, що  $\frac{f_{об}}{f_{ок}} = \frac{D}{D'}$  і таким чином:

$$\beta = \frac{D}{D'}, \quad (2.2)$$

де  $D$  і  $D'$  – діаметри вхідної і вихідної зіниці відповідно (видиме зображення апертурної діафрагми, яке видно із центра предмета під найменшим кутом, називають **вхідною зіницею**, а зображення апертурної діафрагми, яке обмежує вихідний із системи пучок, називають **вихідною зіницею**).

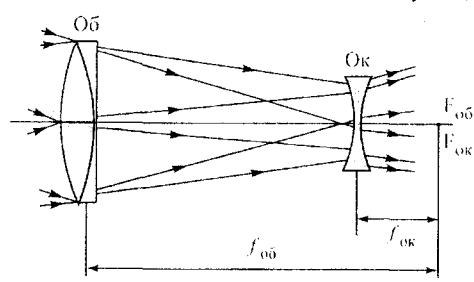


Рис. 2.3

Оптична схема зорової труби Галілея наведена на рис. 2.3. Труба Галілея складається з об'єктива Об – довгофокусної збиральної лінзи і окуляра Ок – короткофокусної розсіювальної лінзи. Причому як і у труби Кеплера фокуси об'єктива  $F_{об}$  і окуляра  $F_{ок}$  співпадають. В даному випадку співпадають задні

фокуси об'єктива і окуляра (рис. 2.3). Кутове збільшення визначається за формулами (2.1) і (2.2). При однаковому збільшенні розміри труби Галілея дещо менші, ніж труби Кеплера. Труба Галілея дає уявне пряме зображення. Довжина труби Галілея  $L_T = f_{об} - f_{ок}$ . Видиме збільшення труби Галілея також визначається формулами (2.1) і (2.2), тобто

$$\beta = \frac{f_{об}}{f_{ок}} \text{ або } \beta = \frac{D}{D'}$$

Оскільки в трубі Галілея утворюється уявне зображення, то за її допомогою не можна робити вимірювань. За цих причин трубу Галілея застосовують в спостережуваних інструментах, візирах фотоапаратів тощо. Із вище викладеного зрозуміло, що якщо розглядуваний предмет знаходиться на нескінченності, то і зображення в системах Кеплера і Галілея утворюються на нескінченності. Коли предмет знаходиться на скінченній відстані, то і зображення в обох системах утворюється на скінченній відстані (рис. 2.4, 2.5).

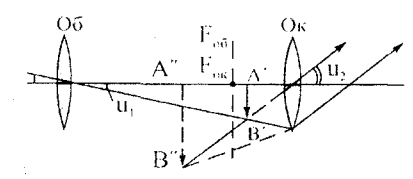


Рис. 2.4

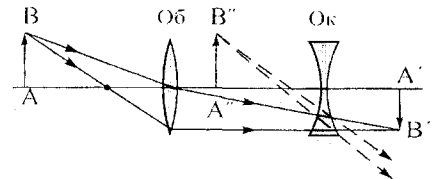


Рис. 2.5

**Мікроскоп** – це оптична система з великим лінійним поперечним збільшенням. Він застосовується для отримання збільшених зображень дрібних, близько розташованих предметів.

Мікроскоп складається з об'єктива – короткофокусної лінзи і окуляра – довгофокусної лінзи, розділених значним, порівняно з їх фокусними відстанями, проміжком  $l$  (рис. 2.6). Об'єктив утворює дійсне, збільшене і обернене зображення, яке є предметом для окуляра. Окуляр розміщений так, щоб зображення об'єктива попадало між окуляром і його переднім фокусом. Тому окуляр працює як лупа.

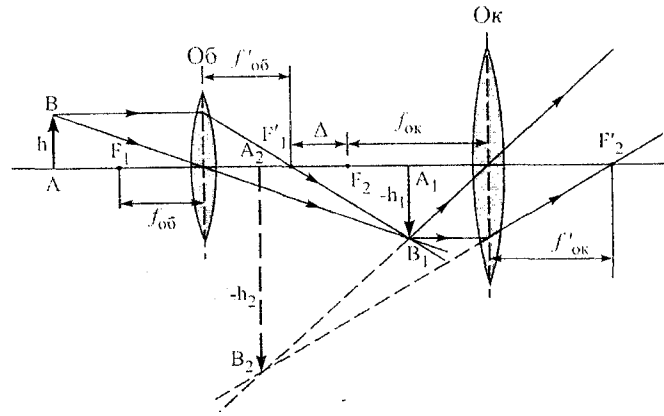


Рис. 2.6

Основними характеристиками мікроскопа є його **збільшення, числова апертура і роздільна здатність**.

Нехай  $f_{об}$  і  $f'_{об}$  – головні фокусні відстані об'єктива,  $f_{ок}$  і  $f'_{ок}$  – окуляра. Тоді фокусні відстані  $f_c$  і  $f'_c$  всієї оптичної системи мікроскопа визначаються так:

$$f_c = \frac{f_{об} f_{ок}}{\Delta} \quad \text{і} \quad f'_c = \frac{f'_{об} f'_{ок}}{\Delta},$$

де  $\Delta$  – відстань між заднім фокусом об'єктива і переднім фокусом окуляра. Величину  $\Delta$  називають **оптичною довжиною тубуса**. Для сухих (безімерсійних) мікроскопів збільшення буде:

$$\beta = \frac{L}{f_c} = \frac{250 \cdot \Delta}{f_{об} f_{ок}} \quad (2.3)$$

Тут  $L = 250$  мм. При наявності імерсійного середовища (в якому міститься предмет) формулу (2.3) потрібно помножити на показник заломлення  $n$  імерсійного середовища.

Для стандартних мікроскопів величина  $\Delta$  може дорівнювати 90, 120, 180 і 190 мм в залежності від збільшення мікроскопа.



Оскільки зображення  $A_1B_1$ , яке створюється об'єктивом, знаходиться у фокальній площині (або поблизу неї) окуляра на відстані  $\Delta$  від заднього фокуса об'єктива, то збільшення об'єктива  $\beta_{об} = \Delta / f_{об}$ . Зображення  $A_2B_2$  розглядають за допомогою окуляра, збільшення якого  $\beta_{ок} = \frac{L}{f_{ок}} = \frac{250}{f_{ок}}$ , отже формулу (2.3) можна записати у вигляді  $\beta = \beta_{об}\beta_{ок}$ .

**Числова апертура** мікроскопа характеризує його **світлосилу і роздільну здатність**. Числовою апертурою  $A$  називають добуток показника заломлення  $n$  імерсійного середовища на синус апертурного кута  $u_A$ :

$$A = n \sin u_A. \quad (2.4)$$

Числову апертуру можна значно збільшити, якщо простір між предметом і фронтальною лінзою заповнити імерсійною рідиною (вода, гліцерин, монобром, нафталін, імерсійне мастило тощо) з показником заломлення  $n > 1$ .

**Роздільна здатність мікроскопа визначається найменшою відстанню між двома точками розглядуваного предмета, які видно роздільно.** Чим менша ця відстань, тим більша роздільна здатність. Точки, які знаходяться на більш близькій відстані, мікроскопом не "розділяються", тобто вони спостерігаються як одна точка.

Роздільна здатність мікроскопа, як і всіх оптичних приладів, обмежена хвильовою природою світла (дифракційними явищами) і залежить лише від довжини хвилі  $\lambda$  і числової апертури об'єктива  $A$ . Числова апертура об'єктива  $A$  визначається вихідною зіницею об'єктива, яка обмежує конус променів, що входять в об'єктив. Враховуючи, що площа зображення, яке створює об'єктив, лежить на відстані, значно більшій, ніж діаметр об'єктива, промені в просторі можна вважати паралельними. Застосовуючи формули Фраунгоферової дифракції на апертурній діаграмі об'єктива, дістають вираз для роздільної здатності мікроскопа:

$$R = \frac{0,61\lambda}{A}, \quad (2.5)$$

де  $A = n \sin u_p$  – числова апертура мікроскопа.

Отже, як випливає із (2.5), роздільну здатність мікроскопа можна підвищити, збільшуючи числову апертуру об'єктива  $A$  або зменшуючи довжину хвилі  $\lambda$ . Якщо між об'єктивом і фронтальною лінзою є повітря, то  $n$  у формулі  $A = n \sin \varphi$  дорівнює 1. Для збільшення апертури об'єктива простір між об'єктивом і фронтальною лінзою, як відмічалось вище, заповнюють імерсійною рідиною (наприклад, імерсійне масло  $n = 1,515$ , вода, розчин гліцерину). При цьому апертура збільшується в  $n$  разів. Іноді для збільшення роздільної здатності мікроскопа використовують ультрафіолетове освітлення.

Оскільки роздільна здатність мікроскопа обмежена, то і його збільшення також обмежене певним максимумом, який називають **корисним збільшенням**. Розрахунки показують, що корисне збільшення не може перевищувати 1000.

## Порядок виконання роботи

### Вправа 1. Налаштування коліматора

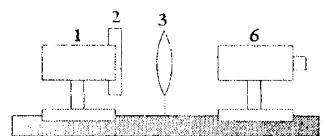


Рис. 2.7

**Коліматор** це пристрій для створення пучка паралельних променів.

Паралельні пучки світла можна отримати за допомогою лінзи, в фокус якої поміщують джерело світла (рис. 2.7, елементи 1 і 3). Для цього потрібно:

- 1) встановити вихідне вікно освітлювача, лінзу і зорову трубу на одній висоті і добитися співвісності лінзи і зорової труби;
- 2) встановити зорову трубу (6) на нескінченність, переміщуючи окуляр відносно об'єктива і добитися чіткого зображення віддалених предметів;
- 3) переміщуючи лінзу 3 (лінза № 8), отримати чітке зображення предмета – шкали матового скла 2. При цьому матове скло зі шкалою 2 буде знаходитися у фокусі коліматорної лінзи 3;
- 4) зафіксувати коліматорну лінзу на оптичній лаві фіксуючим гвинтом;
- 5) визначити ціну поділки шкали матового скла.

### Вправа 2. Моделювання зорової труби Кеплера

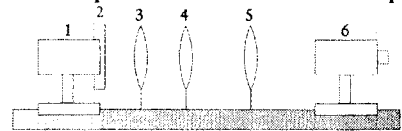


Рис. 2.8

Зібрати установку за схемою, наведеною на рис. 2.8.

- 1) Встановити лінзу 4 (лінза № 9) поблизу лінзи 3 (лінза № 8), а зорову трубу 6 – на кінці оптичної лави і, пересуваючи окуляр (лінзу 5 (лінза № 3)), добитися чіткого зображення шкали освітлювача при спостереженні в зорову трубу.
- 2) Визначити збільшення модельованої труби, проводячи вимірювання спостережуваної шкали за допомогою окулярного мікрметра допоміжної труби 6.
- 3) Забрати зорову трубу 6 і встановити за окуляром екран зі шкалою.
- 4) Виміряти діаметри вхідної і вихідної зіниці модельованої зорової труби,  $D$  і  $D'$  (рис. 2.1). Діаметр вхідної зіниці  $D$  дорівнює діаметру лін-

зи 4. Діаметр вихідної зіниці  $D'$  вимірюється за допомогою екрана зі шкалою, що знаходиться за окуляром в тому положенні, де світла пляма буде найбільш різкою (при цьому її розміри будуть найменшими).

5) Розрахувати збільшення труби за формулою (2.2). Порівняти розраховане значення з отриманим в п. 2 і розрахованим за формулою (2.1).

### Вправа 3. Моделювання зорової труби Галілея

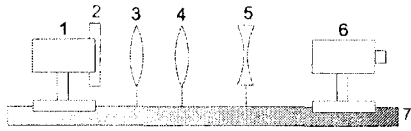


Рис. 2.9

Зібрати установку за схемою, наведеною на рис. 2.9 (де 1 – освітлювач, 2 – матове скло зі шкалою, 3 – коліматорна лінза № 8; 4 – об'єктив (лінза № 8), 5 – окуляр (лінза № 11), 6 – зорова труба, встано-

влена на нескінченність).

1) Переміщуючи лінзу 5, добитися чіткого зображення шкали освітлювача при спостереженні в зорову трубу 6.

2) Визначити збільшення модельованої труби, проводячи вимірювання спостережуваної шкали за допомогою окулярного мікрометра зорової труби 6.

3) Розрахувати збільшення труби Галілея за формулою (2.1) і порівняти з отриманим (експериментально).

### Вправа 4. Моделювання мікроскопа

Для створення моделі мікроскопа потрібно:

1) Встановити на оптичній лаві об'єктив модельованого мікроскопа – лінзу з фокусною відстанню  $f_1 = 20 \div 40$  мм (№ 2) в такому положенні, щоб шкала на освітлювачі знаходилася на відстані від лінзи, дещо більшій за її фокусну відстань.

2) На відстані дещо більшій  $\Delta + f_1$ , де  $\Delta \sim 190$  мм, помістити матовий екран і знайти положення зображення шкали освітлювача, що створюється лінзою – об'єктивом. Це буде проміжне зображення.

3) Забрати екран. Помістити лінзу-окуляр з фокусною відстанню  $f_2 = 50 \div 70$  мм (№ 4) на оптичну лаву на відстані  $f_1 + f_2 + \Delta$  від об'єктива. Спостерігаючи оком через лінзу-окуляр, знайти чітке зображення шкали освітлювача.

4) Розрахувати збільшення отриманого мікроскопа за формулою:

$$\beta = \frac{250\Delta}{f_{об}f_{ок}}$$

### Контрольні запитання

1. Поясніть призначення, оптичну схему та принцип роботи лупи, коліматора, труби Кеплера та труби Галілея.
2. Побудуйте оптичну схему простого мікроскопа.
3. Дайте означення числових характеристик оптичних приладів (збільшення, роздільної здатності, світлосили і апертури). Від чого вони залежать?
4. З'ясуйте причини сферичної та хроматичної аберацій оптичних систем. Як їх можна усунути?
5. Як усувається вплив дисторсії, коми та астигматизму на зображення?
6. Чим відрізняються сухі та імерсійні об'єктиви мікроскопа? В чому перевага імерсійних об'єктивів?
7. Чи можна в оптичному мікроскопі отримати збільшення, що перевищує 2500?

**Література:** [1], с. 437 – 463; [2], с. 192 – 202; 204 – 218; [3], с. 186 – 204; [4], с. 154 – 180;

### Робота № 3

#### Визначення довжини хвилі лазерного випромінювання методом інтерференції світла у біпризмі Френеля

**Мета роботи:** Ознайомитись з явищем інтерференції світла в схемі з біпрізмою Френеля і виміряти довжину хвилі лазерного випромінювання інтерференційним методом.

**Прилади і обладнання:** Оптична лаву з лінійкою, лазер ЛП-72, щільна діафрагма (ширина щілини плавно регулюється в межах 0 – 4 мм, біпрізма Френеля із заломним кутом  $\varphi = 15'$  і показником заломлення  $n = 1$ , короткофокусна збиральна лінза з фокусною відстанню  $f = 35,83$  мм, непрозорий білий екран з горизонтальною і вертикальною шкалами з міліметровими поділками.

#### Теоретичні відомості

Накладання когерентних світлових хвиль, при якому результуюча інтенсивність залежить від різниці фаз і відрізняється від суми інтенсивностей окремих коливань, називається **інтерференцією світлових хвиль**. Інтерференційна картина характеризується чергуванням у просторі стійких максимумів і мінімумів освітленості. Інтерферувати можуть тільки когерентні світлові хвилі.

Хвилі називаються **когерентними**, якщо вони мають однакову частоту коливань і в точках накладання – стали різницю фаз. Отже, якщо хвилі когерентні, то спостерігається самоузгоджений перебіг в часі і просторі декількох хвильових процесів. Цю умову задовольняють **монохроматичні хвилі** – хвилі однієї строго визначеної частоти і сталої амплітуди.

Хвилі, які випромінюють незалежні джерела світла, некогерентні. Цей результат є наслідком того, що жодне джерело не випромінює суто монохроматичне світло.

Добуток геометричної довжини  $r$  шляху, який проходить світлова хвиля в середовищі на показник заломлення  $n$  середовища називають **оптичною довжиною шляху**  $L = rn$ , а різницю оптичних довжин шляхів  $\Delta = L_2 - L_1$ , що пройшли хвилі, називають **оптичною різницею ходу**.

Для отримання когерентних світлових хвиль застосовують метод розділення випромінювання джерела на дві частини, які після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і в результаті спостерігається інтерференційна картина.

Якщо оптична різниця ходу когерентних світлових променів дорівнює парному числу півхвиль або цілому числу хвиль

$$\Delta = \pm 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (k = 0, 1, 2, \dots), \quad (3.1)$$

де  $\lambda$  – довжина світлової хвилі, то в точці спостереження інтерференційної картини виникне **максимум інтенсивності світла**.

**Мінімум інтенсивності** буде в точках, для яких оптична різниця ходу променів вміщає непарну кількість півхвиль:

$$\Delta = \pm(2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad (3.2)$$

Сьогодні джерелом високо монохроматичного і когерентного випромінювання є лазер, який успішно застосовується для спостереження інтерференції світла.

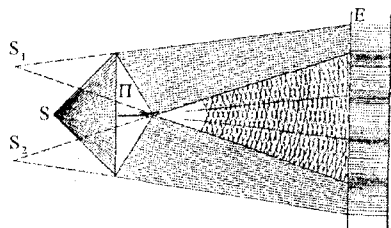


Рис. 3.1

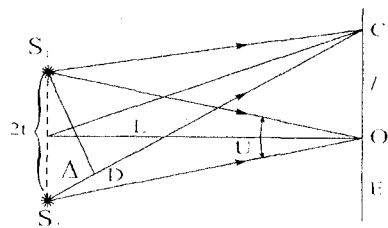


Рис. 3.2

Одним із методів здійснення інтерференції світла є метод, запропонований Френелем, де когерентними джерелами світла є уявні зображення одного і того ж джерела в біпризмі, яку називають **біпризмою Френеля**.

Біпризма Френеля являє собою дві призми з малими заломними кутами  $\varphi$ , складеними основами. Світло від щілини S після заломлення в біпризмі ділиться на два пучки, що перекриваються. Складається враження, що пучки випромінюються двома уявними зображеннями щілини  $S_1$  і  $S_2$ , які є когерентними джерелами світла (рис. 3.1).

При цьому за біпризмою в області перетину пучків спостерігається інтерференційна картина у вигляді чергування світлих і темних смуг, паралельних до щілини S.

При заданому значенні  $\varphi$  (у даній біпризмі  $\varphi = 15^\circ$ ) відстань від центра екрана E до світлої смуги (точки C) визначимо із рис. 3.2. За умови, що  $L \gg t$ , із трикутників  $S_1S_2D$  і  $O'CO$  має місце рівність:

$$\frac{S_2D}{2t} = \frac{l}{L}, \quad (3.3)$$

звідки

$$\Delta = \frac{l}{L} 2t, \quad (3.4)$$

де  $S_2D = \Delta$  – оптична різниця ходу променів,  $L$  – відстань від джерел до екрана,  $t$  – відстань між джерелами. Оскільки інтерференційні максимуми спостерігаються за умови, що  $\Delta = k\lambda$ , де  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$  (формула 3.1) то відстань від центра інтерференційної картини до  $k$ -тої світлої смуги визначиться формулою:

$$l_k = k \frac{\lambda}{2t} L. \quad (3.5)$$

Звідси знаходимо відстань між сусідніми світлими смугами:

$$\Delta l = l_{k+1} - l_k = (k+1) \frac{\lambda}{2t} L - k \frac{\lambda}{2t} L = \frac{\lambda}{2t} L. \quad (3.6)$$

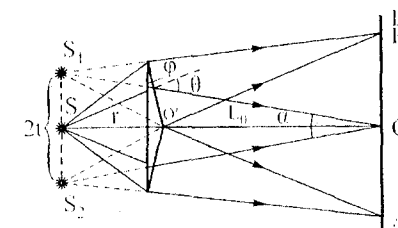


Рис. 3.3

Відстань між сусідніми світлими смугами одночасно є шириною світлих смуг.

Вимірюючи ширину інтерференційних смуг  $\Delta l$ , відстань між уявними джерелами  $2t$  і відстань від джерел до спостережуваної інтерференційної картини  $L$ , можна визначити довжину хвилі випромінювання у вакуумі  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{2t \cdot \Delta l}{L} \quad (3.7)$$

Відстань між уявними джерелами  $2t$  можна визначити, знаючи показник заломлення скла біпризми ( $n = 1,5$ ), її заломний кут ( $\varphi = 15^\circ$ ), і виміря-

вши відстань  $r$  між щілиною  $S$  і призмою. Оскільки заломний кут біпризми малий, то можна з достатньою точністю вважати, що  $S_1$ ,  $S_2$  і  $S$  лежать в одній площині, перпендикулярній до оптичної осі. Тоді з рис. 3.3 знайдемо, що:

$$2t = 2rtg\alpha \approx 2r\theta. \quad (3.8)$$

Кут відхилення  $\theta$  пов'язаний із заломним кутом  $\varphi$  формулою  $\theta = (n-1)\varphi$ . Тоді

$$2t = 2r(n-1)\varphi. \quad (3.9)$$

Отже

$$\lambda = 2r(n-1)\varphi \frac{\Delta l}{L}. \quad (3.10)$$

Для знаходження  $\Delta l$  і  $L$  на оптичній лаві (рис. 3.4) встановлюють наступні прилади: лазер 1, щілинну діафрагму 2, біпризму 3, короткофокусну збиральну лінзу 4 і екран 5.

Повзунки, в яких закріплені рейтери використовуваних приладів, мають покажчики і можуть переміщуватись вздовж оптичної лави, на якій закріплена лінійка. Покажчики дозволяють виміряти відстань між приладами. В якості джерела світла використовується лазер ЛГ-72, який дає вузький пучок монохроматичного випромінювання.

**Для попередження травмування ні в якому разі не можна допускати, щоб промінь лазера потрапляв безпосередньо в око людини або на незахищену шкіру, обличчя чи руки.**

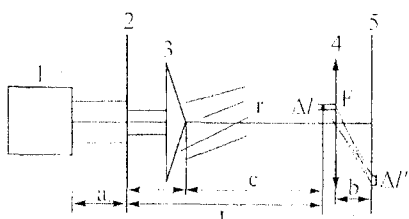


Рис. 3.4

Короткофокусна лінза 4 ( $f=35,83$  мм) служить для отримання збільшеного зображення на екрані 5 інтерференційних смуг, що виникають на ділянці між біпризмою 3 та лінзою (рис. 3.5)

Із рисунка видно, що ширина інтерференційної смуги  $\Delta l$  (формула (3.6)) виражається через ширину смуги на екрані  $\Delta l'$  наступним чином:

$$\Delta l = \frac{a}{b} \Delta l'. \quad (3.11)$$

Невідому відстань  $a$  можна знайти за допомогою формули тонкої лінзи:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{1}{f}, \quad (3.12)$$

звідки:

$$a = \frac{bf}{b-f}. \quad (3.13)$$

Отже:

$$\Delta l = \frac{f}{b-f} \Delta l'. \quad (3.14)$$

Із рис. 3.5 видно, що

$$L = r + c - a = r + c - \frac{bf}{b-f} = \frac{(r+c)(b-f) - bf}{b-f}. \quad (3.15)$$

Підставляючи вирази (3.14) і (3.15) в формулу (3.10), остаточно отримаємо:

$$\lambda = \frac{2r(n-1)\alpha f \Delta l'}{(r+c)(b-f) - bf}. \quad (3.16)$$

Таким чином, знаючи показник заломлення скла біпризми  $n = 1,5$ , її заломний кут  $\varphi = 15'$ , фокусну відстань лінзи  $f = 35,83$  мм і вимірюючи ширину інтерференційної смуги на екрані  $\Delta l'$ , відстані  $b$ ,  $r$  і  $c$ , за формулою (3.16) визначимо довжину хвилі  $\lambda$  лазерного випромінювання.

### Порядок виконання роботи

1. Встановити прилади на оптичній лаві (відповідно рис. 3.4), на відстані  $5 \div 10$  см від лазера 1 розмістити щілинну діафрагму 2, за нею на відстані  $30 \div 40$  см біпризму 3, далі, на відстані  $50 \div 70$  см короткофокусну лінзу 4 (лінза № 2) і, нарешті, на відстані  $20 \div 30$  см від лінзи – екран 5. Центри всіх оптичних елементів повинні знаходитись на одній висоті. Остаточне центрування системи здійснити при ввімкненому лазері.

2. Ввімкнути лазер ЛГ-72. Для цього: а) вставити вилку від джерела живлення лазера в розетку мережі 220 В; б) увімкнути тумблер «Сеть»; в) ручкою «Ток лазера» встановити струм, проводячи контроль по міліамперметру на передній панелі ИП. Через декілька хвилин лазер готовий до роботи.

3. Від'юстувати установку, добиваючись, щоб промінь лазера потрапив на щілину 2 і спільну грань призми 3, а світна смужка з інтерференційними смугами в пучку променів за біпризмою потрапила в центр короткофокусної лінзи 4. Переміщуючи вздовж оптичної осі біпризму 3 і лінзу 4, добитися, щоб на горизонтальній шкалі екрана 5 спостерігалася чітка картина вертикально розташованих інтерференційних смуг.

4. Виміряти ширину інтерференційної смуги  $\Delta l'$ . Для цього за допомогою шкали на екрані 5 виміряти відстань  $g$  між серединами світлих (або темних) смуг, що знаходяться одна від одної на  $k = 5 - 10$  смуг. Ширина смуги  $\Delta l' = \frac{g}{k-1}$ . Це вимірювання повторити не менше трьох разів і знайти середнє значення  $\Delta l'$ .

5. За лінійкою, яка закріплена на оптичній лаві, знайти відстані  $b$ ,  $c$  і  $r$ .

6. За допомогою вимірних значень  $\Delta l'$ ,  $b$ ,  $c$  і  $r$  знайти довжину хвилі випромінювання  $\lambda$ , використовуючи формулу (3.16) і вважаючи, що  $n = 1,5$ ,  $\varphi = 15'$ ,  $f = 35,83$  мм.

7. Змінюючи положення біпризми і короткофокусної лінзи досягти нової чіткої картини інтерференційних смуг на екрані. Повторити пункти 4 - 8 і знову отримати значення  $\lambda$ .

8. Знайти середнє значення довжини хвилі лазерного випромінювання  $\lambda$  за двома незалежними вимірюваннями.

### Контрольні запитання

- Відповідно якого закону змінюється освітленість екрана, де спостерігається інтерференція від біпризми Френеля?
- Чому тупий кут біпризми повинен бути близьким до  $180^\circ$ ?
- Виведіть формулу для знаходження довжини світлової хвилі, відстані між світлими смугами, ширини інтерференційної картини і числа смуг на екрані у випадку інтерференції за допомогою біпризми Френеля.
- Як впливає на інтерференційну картину: а) ширина щілини; б) відстань між уявними джерелами; в) відстань між джерелами та точкою спостереження?
- Чим визначається кількість видимих інтерференційних смуг?
- Як змінюється інтерференційна картина зі зміною довжини світлової хвилі?
- Що найбільше впливає на точність вимірювань в даній роботі?
- Як виглядатиме інтерференційна картина, якщо лазер поміняти на джерело білого світла?

**Література:** [1], с. 48 - 63; [2], с. 53 - 64; 70 - 72 [3], с. 67 - 85, [4], с. 188 - 204.

## Робота № 4

### Визначення радіуса кривизни лінзи за допомогою кілець Ньютона

**Мета роботи:** Ознайомитись із теорією виникнення кілець Ньютона і визначити радіус кривизни лінзи за їх допомогою.

**Прилади і обладнання:** Скляна лінза, змонтована з плоскопаралельною пластинкою, бінокулярний мікроскоп, один монокуляр якого використовується для підсвітки, а інший має окулярну шкалу, масштабна лінійка з відомою ціною поділки, світлофільтр, що пропускає світло з відомою довжиною хвилі - жовтого ( $\lambda_{ж} = 5860 \text{ \AA}$ ) і зеленого ( $\lambda_{з} = 5500 \text{ \AA}$ ) кольорів.

### Теоретичні відомості

Коли на тонку прозору плоско паралельну пластинку, товщина якої значно більша за довжину хвилі, або плівку з товщиною, близькою до довжини хвилі, падає світлова хвиля, відбувається часткове відбивання від обох поверхонь. Виникають дві когерентні світлові хвилі, які можуть інтерферувати. Поділ хвилі на дві частини визначає спосіб одержання когерентних хвиль, який називають **поділом амплітуди світлової хвилі**.

Інтерференція таких хвиль відома під назвою інтерференція в тонких плівках і пластинках. Розрізняють два види інтерференції в тонких плівках і пластинках: інтерференцію паралельних променів, які виникають при відбиванні від поверхонь плоско паралельної пластинки - **смуги однакового нахилу** і інтерференцію променів, які виникають при відбиванні від поверхонь пластинки змінної товщини - **смуги однакової товщини**.

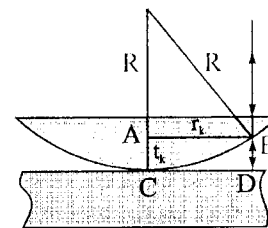


Рис. 4.1

Класичним прикладом смуг однакової товщини є кільця Ньютона, які утворюються на повітряному прошарку, що виникає між поверхнею плоско паралельної пластинки і опуклої поверхні лінзи великого радіуса кривизни, покладеної на скляну пластинку. Товщина повітряного прошарку (він може бути заповнений іншою речовиною) поступово і нелінійно збільшується із збільшенням відстані від точки дотику опуклої поверхні лінзи і поверхні плоско паралельної пластинки до країв (рис. 4.1).

Якщо на таку систему падає пучок монохроматичного світла, то на верхній поверхні повітряного прошарку (наприклад в точці В) відбувається поділ на дві когерентні хвилі, одна з яких відбивається і повертається

назад, а друга проходить крізь повітряний прошарок і в точці D відбивається від верхньої грані плоско паралельної пластинки. Ці хвилі інтерферують, утворюючи смуги однакової товщини. При нормальному падінні монохроматичного світла ці смуги мають вигляд концентричних кілець з темною плямою в центрі. При падінні світла під кутом смуги мають вигляд дещо спотворених еліпсів. Темна пляма в центрі картини, де геометрична різниця ходу променів дорівнює нулю, виникає тому, що хвиля, яка відбивається на межі скло – повітря в точці дотику, не втрачає півхвилі ( $n_{\text{пов}} < n_{\text{скла}}$ ), а хвиля, що відбивається на межі повітря – скло, втрачає півхвилі (змінює фазу на  $\pi$ ), і, інтерферуючи, ці хвилі дають мінімум освітленості.

В інтерференційній картині, яка виникає в прохідному світлі, центральна смуга – світла, а кільця, які у відбитому світлі були світлими, стають темними, а ті, які були темними, стають світлими. Значить, інтерференційні картини у відбитому і прохідному світлі взаємно доповнюють одна одну. В разі освітлення системи білим світлом кільця, як і в інших випадках двопроменевої інтерференції, будуть кольоровими.

Із рис. 4.1 визначимо розміри і положення кілець Ньютона, коли світло падає на систему нормально. Оптична різниця ходу  $\Delta$  інтерферуючих променів, відбитих від верхньої і нижньої поверхонь прошарку повітря товщиною  $t_k$ , рівна:

$$\Delta = 2t_k + \frac{\lambda}{2}, \quad (4.1)$$

де  $\lambda/2$  – втрата півхвилі в точці D при відбиванні хвилі від оптично більш густого середовища. Відомо, що умовою максимуму інтерференції хвиль є

$$\Delta = k\lambda, \quad (4.2)$$

а умовою мінімуму

$$\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}. \quad (4.3)$$

Якщо скористатися рівняннями (4.1) і (4.3), то умова виникнення темних кілець Ньютона запишеться так:

$$2t_k = k\lambda. \quad (4.4)$$

Радіус k-го темного кільця  $r_k$  можна визначити, скориставшись рис. 4.1. Із рис. 4.1 маємо:

$$R^2 = r_k^2 + (R - t_k)^2,$$

звідки

$$r_k^2 = 2Rt_k - t_k^2. \quad (4.5)$$

Оскільки  $t_k \ll R$ , то членом  $t_k^2$  в (4.5) можна знехтувати. Тоді

$$r_k^2 = 2Rt_k. \quad (4.6)$$

підставивши в (4.6) значення  $t_k$  із (4.4), отримаємо:

$$r_k^2 = kR\lambda \quad \text{або} \quad R = \frac{r_k^2}{k\lambda}. \quad (4.7)$$

Аналогічно для радіуса світлого кільця:

$$r_k^2 = (2k-1)\frac{\lambda}{2}R. \quad (4.8)$$

За експериментально знайденим радіусом темного чи світлого кільця із (4.7) або (4.8) можна знайти R або  $\lambda$ . Але оскільки практично не вдається досягти щільного прилягання пластинки до лінзи, то більш точний результат можна отримати при визначенні R (або  $\lambda$ ) за різницею радіусів двох довільних кілець  $r_m$  і  $r_k$ . Записавши формулу для радіуса m-того темного кільця

$$r_m^2 = mR\lambda, \quad (4.9)$$

і віднявши почленно формулу (4.9) від формули (4.7), отримаємо:

$$r_k^2 - r_m^2 = (k-m)\lambda R,$$

звідки

$$\lambda = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k-m)R}, \quad (4.10)$$

або

$$R = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k-m)\lambda}. \quad (4.11)$$

Підрахунок темних кілець починається з  $k=0$ , тобто від самого центра інтерференційної картини. Підрахунок світлих кілець починається з  $k=1$ .

Схема установки для спостереження кілець Ньютона показана на рис. 4.2, де: 1 – предметний столик, 2, 3 – пластинка і лінза, які змонтовані разом, 4 – об'єктив мікроскопа, 5 – перемикач збільшення мікроскопа, 6 – рукоятка фокусування, 7 – окуляр мікроскопа, 8 – освітлювач, 9 – джерело струму, 10 – регулятор струму і яскравості освітлення. Світлофільтр встановлюється на освітлювачі 8.

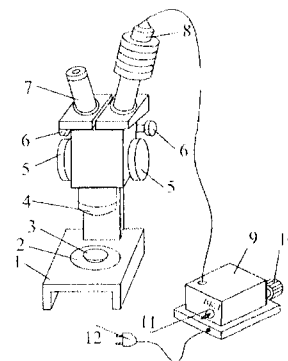


Рис. 4.2

## Порядок виконання роботи

### Вправа 1. Визначення ціни поділки окулярної шкали

1. Ввімкнути освітлення мікроскопа 11 (рис. 4.2).

2. Помістити на столик мікроскопа масштабну шкалу, ціна поділки якої  $a_0$  відома.

3. Добитися фокусування і порівняти окулярну шкалу з масштабною. Визначити ціну поділки  $a$  окулярної шкали. Для цього відмітити, яка кількість  $m$  цілих поділок масштабу мають таку ж довжину, що і  $n$  цілих поділок окулярної шкали. Тоді з рівності  $ma_0 = na$  визначають  $a = a_0 \frac{m}{n}$ , виразити величину  $a$  в одиницях "мм/поділка" або "м/поділка"

4. Повторити вказані в пунктах 1 і 2 вимірювання два рази, визначити середнє значення величини  $\langle a \rangle$  та її похибку за формулою

$$\Delta a = 2,9 \sqrt{\frac{1}{6} \sum_{i=1}^3 (\Delta a_i)^2}$$

### Вправа 2. Вимірювання радіуса кілець Ньютона в поділках окулярної шкали

1. Встановити світлофільтр певного кольору.  
2. Помістити на столик 1 мікроскопа лінзу, закріплену на пластинці 2.  
3. Пересуваючи лінзу, змінюючи ручкою 5 збільшення мікроскопа і фокусуючи картину кілець ручкою 6, добитися різкого зображення кілець Ньютона в потрібному масштабі. Окулярна шкала при цьому повинна рухатися по діаметру кілець.

4. Виміряти координати (по окулярній шкалі) середин перетину декількох темних кілець з окулярною шкалою, наприклад, 3-го кільця (рис. 4.3):  $N_{3\max} = 96, N_{3\min} = 84$  поділок.

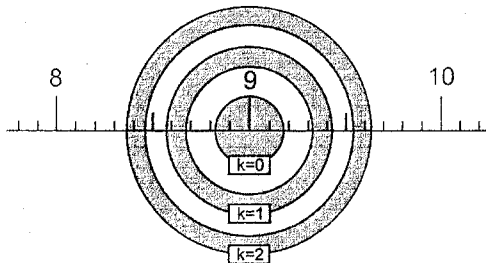


Рис. 4.3

5. Розрахувати радіуси кілець в поділках шкали. Наприклад, для 3-го кільця

$$r_3 = \frac{N_{3\max} - N_{3\min}}{2}$$

6. Повторити вказані в пунктах 5, 6 вимірювання і розрахунки два рази. Визначити середні значення радіусів кілець  $\langle r_k \rangle$  і похибки цих значень  $\Delta r_k$ , які у випадку трьох вимірювань знаходяться за формулою:

$$\Delta r_k = \sqrt{\frac{2,9^2}{1,6} \sum_{i=1}^3 (\Delta r_{ki})^2 + (1,6 \frac{0,5}{3})^2}, \quad (4.12)$$

тут 2,9 і 1,6 – коефіцієнти, що відповідають довірчій імовірності 0,9;  $\Delta r_{ki} = |r_{ki} - \langle r_k \rangle|$ ,  $r_{k1}, r_{k2}, r_{k3}$  – три вимірювання значення радіуса  $k$ -го кільця; 0,5 грає роль похибки приладу.

### Визначення радіуса кривизни лінзи

1. За формулою (4.7) розрахувати значення радіуса кривизни, використовуючи дані про два різних кільця (наприклад,  $k = 3$  і  $k = 6$ ):

$$R_k = \frac{\langle r_k^2 \rangle - a^2}{k\lambda}. \quad (4.13)$$

2. Розрахувати похибку радіуса кривизни лінзи (для якого-небудь одного значення  $k$ ) за формулою:

$$\Delta R = \sqrt{\left(\frac{\partial R}{\partial r}\Delta r\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial a}\Delta a\right)^2 + \left(\frac{\partial R}{\partial \lambda}\Delta \lambda\right)^2} = R \sqrt{\left(2\frac{\Delta r}{r}\right)^2 + \left(2\frac{\Delta a}{a}\right)^2 + \left(\frac{\Delta \lambda}{\lambda}\right)^2}, \quad (4.14)$$

де  $\Delta \lambda$  – спектральний інтервал, що пропускається світлофільтром ( $\Delta \lambda = 100 \text{ \AA}$ ).

3. Порівняти  $\Delta R$  з різницею значень радіуса кривизни, отриманою за формулою (4.7) за даними по різних кільцях, наприклад,  $R_3$  –  $R_6$ . Якщо  $\Delta R_c = |R_k - R_m|$ , то знаходять середнє значення  $\langle R \rangle = \frac{1}{2}(R_k + R_m)$  і на цьому роботі закінчується. Якщо  $\Delta R_c > |R_k - R_m|$ , то, можливо, внаслідок деформації лінза торкається пластинки не в одній точці, а по деякій площадці, і формула (4.7) стає неточною. В цьому випадку для розрахунку радіуса кривизни потрібно скористатися формулою (4.11).

### Знаходження довжини світлової хвилі

1. Замінити на освітлювачі світлофільтр з жовтого на зелений.  
2. Згідно попередньої методики знайти радіуси двох світлих (або темних) кілець.

3. За формулою  $\lambda = \frac{r_k^2 - r_m^2}{(k - m)R}$ ,

де  $r_k, r_m$  – радіуси  $k$ -го і  $m$ -го кільця при використанні зеленого світлофільтра.

4. Повторити вимірювання ще два рази (номери вимірюваних кілець повинні відрізнитися не менш ніж на 2) і розрахувати значення довжини хвилі зеленого світла для кожного виміру. Порівняти отримані результати з табличними ( $\lambda_{\text{зел}} = 5,5 \cdot 10^{-7}$  м).

5. Вивести формули для розрахунку абсолютної і відносної похибок вимірювання  $\lambda$ . Обчислення занести у звіт.

6. Зробити висновки.

### Контрольні запитання

1. Чому для спостереження кілець Ньютона лінза повинна мати великий радіус кривизни поверхні?
2. Чому ширина кілець Ньютона і відстань між ними зменшуються із збільшенням порядку інтерференції?
3. Чому у відбитому світлі центр кілець Ньютона темний, а в прохідному – світлий?
4. Чим може бути спричинене спотворення кілець?
5. Як можна використати кільця Ньютона для оцінки чистоти поверхні?
6. Як зміниться вигляд кілець Ньютона, якщо простір між лінзою і пластинкою заповнити прозорою рідиною з показником заломлення більшим за показник заломлення повітря (наприклад – водою)?
7. Який вигляд матиме інтерференційна картина, якщо одну половину (по діаметру) установки освітити червоним, а другу – зеленим світлом?
8. Чим відрізняються смуги рівної товщини від смуг рівного нахилу?
9. Де густіше і чому розміщені інтерференційні кільця – в центрі чи на периферії інтерференційної картини?
10. Виведіть формулу для радіусів світлого і темного кілець Ньютона.
11. Як, користуючись явищем кілець Ньютона, можна визначити швидкість поширення світла у воді, знаючи швидкість поширення світла у вакуумі?

**Література:** [1], с. 86 – 92; [2], с. 80 – 84; [3], с. 93 – 95, [6], с. 869 – 870.

### Робота № 5

#### Визначення показника заломлення скла інтерференційним методом непаралельного ходу променів

**Мета роботи:** Вивчення явища інтерференції на плоско паралельній пластинці та визначити її показник заломлення.

**Прилади і матеріали:** Лазер типу ЛГ-72 з джерелом живлення, екран з короткофокусною лінзою, плоско паралельна скляна пластинка, оптична лава.

#### Теоретичні відомості та опис приладів

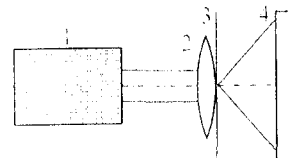


Рис. 5.1

В роботі вивчаються смуги рівного нахилу, що виникають в результаті інтерференції світла, відбитого від плоско паралельної пластинки, і визначається показник заломлення скла.

Оптична схема установки наведена на рис.

5.1. Установка складається з таких елементів: 1 – лазер, 2 – короткофокусна лінза, 3 – екран з невеликим отвором, 4 – плоско паралельна скляна пластинка.

Паралельний пучок світла, що виходить з лазера 1, збирається в фокусі лінзи 2, після чого розбіжним пучком падає на пластинку 4.

Промені, відбиті від передньої і задньої поверхонь пластинки, збираються на екрані 3 (ЕЕ на рис. 5.2), де спостерігається інтерференційна картина. На рис. 5.2 крім того вказані: 1 і 2 – промені, що інтерферують,  $l$  – товщина скляної пластинки,  $L$  – відстань між екраном і пластинкою (оскільки фокусна відстань лінзи набагато менша за  $L$ , можна вважати, що інтерференційна картина спостерігається в фокальній площині лінзи),  $O$  – фокус лінзи,  $OO'$  – оптична вісь,  $\varphi$  – кут падіння променя на пластинку,  $R$  – радіус інтерференційного кільця.

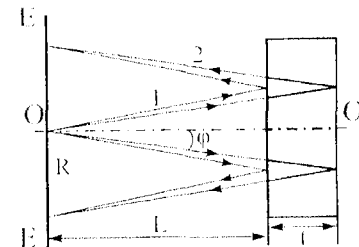


Рис. 5.2

Із рис. 5.2 випливає, що будь-яка пара інтерферуючих променів, що йдуть симетрично відносно нормалі  $OO'$ , матиме однакову різницю ходу, отже, інтерференційна картина на екрані матиме вигляд концентричних кілець.

Випромінювання лазера володіє високою когерентністю. Використовуючи лазер в якості джерела світла ми можемо спостерігати інтерференцію в досить товстих скляних пластинках. Випромінювання лазера володіє високою монохроматичністю, що дозволяє спостерігати інтерференцію при порівняно великій різниці ходу – набагато більшою, ніж товщина скляної пластинки (порядку метра, а у випадку одночастотних лазерів і десятків метрів).



### Розрахунок різниці ходу інтерферуючих променів

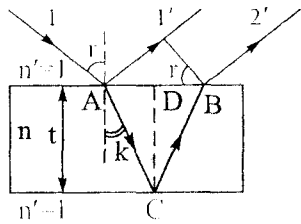


Рис. 5.3

На рис. 5.3 показано, як можна зробити розрахунок різниці ходу променів, де:  $1'$  і  $2'$  – промені, що інтерферують,  $r$  – кут падіння променя,  $k$  – кут заломлення. Якщо товщина пластинки значно менша ніж відстань між екраном і пластинкою  $L$ , то кут між інтерферуючими променями буде малий. В цьому випадку при розрахунку різницею ходу променів, що інтерферують непаралельно, можна

знехтувати.

Із рис. 5.3 видно, що різниця ходу цих променів дорівнює:

$$\Delta = 2tncosr = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 r}. \quad (5.1)$$

Далі врахуємо, що промінь  $1'$  відбивається від межі оптично менш густе – оптично більш густе середовище, внаслідок чого він при відбиванні втрачає півхвилі (змінює фазу на протилежну). З променем  $2'$  цього не відбувається, оскільки він відбивається від межі: оптично більш густе – оптично менш густе середовище. В результаті між променями виникає додаткова різниця ходу  $\lambda/2$ . Таким чином, повна різниця ходу між променями дорівнюватиме:

$$\Delta = 2t\sqrt{n^2 - \sin^2 r} - \frac{\lambda}{2}. \quad (5.2)$$

Якщо  $\Delta = k\lambda$ , то виникнуть максимуми в місці накладання хвиль, а при  $\Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$  – мінімуми інтенсивності. Таким чином умовою максимумів є:

$$2t\sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_k} = k\lambda. \quad (5.3)$$

Відмітимо, що більш високому порядку інтерференції відповідає менший кут падіння променів на пластинку, а, отже, і кільце меншого радіуса в інтерференційній картині. Для кілець, радіус яких  $R$  значно менший за  $L$ , із рис. 5.2 можна записати:

$$\sin r \approx r \approx \frac{R}{2L}. \quad (5.4)$$

Підставляючи (5.4) в (5.3) і обмежуючись першим наближенням в розкладі кореня в ряд по малому параметру  $\frac{R^2}{4n^2L^2}$ , отримаємо:

$$\left. \begin{aligned} 2tn\left(1 - \frac{R_k^2}{8n^2L^2}\right) &= k\lambda, \\ 2tn\left(1 - \frac{R_{k+m}^2}{8n^2L^2}\right) &= (k+m)\lambda. \end{aligned} \right\} \quad (5.5)$$

тут  $k$  і  $m$  довільні числа.

Після простих перетворень із співвідношень (5.5) знаходимо, що

$$n = \frac{t(R_{k+m}^2 - R_k^2)}{4m\lambda L^2}. \quad (5.6)$$

Вимірюючи радіуси двох інтерференційних кілець і відстань між пластинкою і екраном, при відомих значеннях товщини пластинки і довжини хвилі, за формулою (5.6) можна розрахувати показник заломлення пластинки.

### Порядок виконання роботи

1. Зібрати на оптичній лаві установку згідно рис. 5.1. Лазер, центр екрана з лінзою і пластинка повинні розташовуватись на однаковій висоті.
2. Ввімкнути лазер, змінюючи за допомогою юстувальних гвинтів нахил лазерного променя, добитися, щоб вісь лазерного променя проходила через середину пластинки.
3. Повернути пластинку навколо вертикальної і горизонтальної осей так, щоб на екрані площина пластинки була нормальна до оптичної осі і при цьому на екрані чітко спостерігалися інтерференційні кільця.
4. За шкалою на оптичній лаві виміряти відстань від екрана до пластинки  $L$ . За шкалою на екрані виміряти радіуси двох кілець  $R_k$  і  $R_m$  (бажано, щоб  $m$  було по можливості більшим). Вимірювання провести для двох – трьох пар кілець.
5. За формулою (5.6) розрахувати показник заломлення скла. Товщина пластинки  $t = 10$  мм.
6. Розрахувати середнє значення показника заломлення і оцінити похибку вимірювання ( $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$  м).

### Контрольні запитання

1. Поясніть фізичний зміст абсолютного і відносного показника заломлення середовища. Від чого він залежить?
2. Які ви знаєте методи отримання когерентних хвиль?
3. В чому полягає суть методу поділу амплітуди хвилі?
4. Поясніть утворення смуг рівного нахилу та смуг рівної товщини.

- З'ясуйте суть методу непаралельного ходу променів для визначення показника заломлення середовища.
- Виведіть робочу формулу.
- Чому більш високому порядку інтерференції відповідає менший кут падіння променів?

Література: [1], с. 58 – 67, 84 – 89, [2], с. 73 – 80, [3], с. 85 – 90.

## Робота № 6

### Вивчення дифракції Фраунгофера на одній щілині

**Мета роботи:** Вивчення явища дифракції на одній щілині та визначення основних параметрів дифракційної картини.

**Прилади і обладнання:** Лазер типу ЛГ-72 з джерелом живлення, щілина зі змінною шириною, фоторезистор, вимірювач струму, екран, оптична лава.

### Теоретичні відомості та опис приладів

Під дифракцією світла розуміють відхилення світлових хвиль від прямолінійного поширення в середовищах з різними неоднорідностями (поблизу меж непрозорих або прозорих тіл, при проходженні крізь малі отвори, при огинанні малих тіл тощо).

Явище дифракції легко пояснюється за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля: **кожна точка фронту хвилі є вторинним джерелом хвиль, а обвідна цих хвиль дає положення хвильового фронту в наступний момент часу. Вторинні джерела когерентні і здатні інтерферувати.**

Дифракційні явища за своїм характером поділяють на два великі класи. Перший клас дифракційних явищ відноситься до випадку, коли дифракційна картина спостерігається на скінченній відстані від екранів, які обмежують падаючу хвилю. До них належать дифракційні явища, коли хвильовий фронт сферичний. Явища цього класу називають **дифракцією Френеля**. Другий клас явищ відноситься до випадку, коли дифракційна картина локалізується на нескінченній відстані від екранів, які обмежують падаючу хвилю. Цей вид дифракції відбувається в паралельних пучках із застосуванням оптичних інструментів. Ці дифракційні явища прийнято називати **дифракцією Фраунгофера**.

### Дифракція Фраунгофера на одній щілині

Принципова схема спостереження дифракції Фраунгофера на одній щілині наведена на рис. 6.1. Джерело світла  $S$  (щілиноподібне), розміщується у фокальній площині лінзи  $L_1$ , яка дає паралельний пучок світла. Дифракційна картина спостерігається в фокальній площині лінзи  $L_2$ .

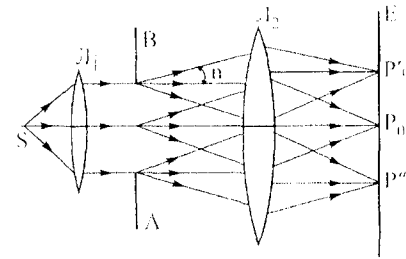


Рис. 6.1

Задачею дифракції на одній щілині, як і в будь-якому іншому випадку, є знаходження розподілу інтенсивності світла на екрані в залежності від кута дифракції  $\varphi$ .

Для знаходження розподілу інтенсивності на екрані користуються методом зон Френеля. Для цього хвильову поверхню АВ, що пропускається щілиною, розбивають на зони Френеля, які мають вигляд смуг, паралельних до країв щілини. Ширина кожної зони повинна бути такою, щоб різниця ходу променів, що йдуть від країв зони в певному напрямку (в напрямку  $\varphi$ ), дорівнювала  $\lambda/2$ . Усі зони в даному напрямку випромінюють світло однаково. Тому світлові коливання, які прийдуть в певну точку від двох сусідніх зон погасять одна одну, оскільки їх амплітуди однакові, але протилежні за фазою. Отже, результат інтерференції світла в точці  $P_\varphi$  визначиться числом відкритих зон Френеля в цьому або в іншому напрямках. Тому, якщо число відкритих зон Френеля для даної точки спостереження парне, то світлові хвилі погасять одна одну і в точці  $P_\varphi$  виникне темна пляма (мінімум). Аналітично умова мінімумів виразиться так:

$$b \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2} = k \lambda, \quad k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (6.1)$$

Якщо число відкритих зон Френеля непарне, то світлові хвилі, які йдуть від щілини в даному напрямку підсилять одна одну і в точці  $P_\varphi$  виникне світла смуга (максимум). Дана умова має такий вигляд:

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (6.2)$$

В (6.1) і (6.2)  $b$  – ширина щілини,  $\varphi$  – кут дифракції,  $k$  – порядок дифракції. Із рис. 6.2 видно, що  $b \sin \varphi = \Delta$  – різниця ходу крайніх променів, що йдуть від щілини. Отже, якщо різниця крайніх променів, що йдуть від щілини, дорівнює цілому числу довжин хвиль ( $\Delta = k \lambda$ ), то в точці  $P_\varphi$  ви-

нижче темна смуга, а якщо різниця ходу крайніх променів дорівнює непарному числу півхвиль  $\left(\Delta = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}\right)$  – світла смуга.

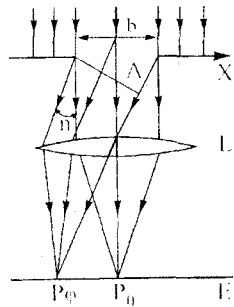


Рис. 6.2

Теоретичні розрахунки показують, що результуюча амплітуда світлових коливань в точці  $P_\varphi$  дорівнює:

$$E_\varphi^0 = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi}, \quad (6.3)$$

або

$$E_\varphi^0 = E_0 \frac{\sin(u)}{u}, \quad (6.4)$$

де  $E_0$  – амплітуда світлових коливань в площині щілини,  $u = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$ .

Виходячи із (6.3) і (6.4) розподіл інтенсивності на екрані в залежності від кута дифракції виразиться так:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2}, \quad (6.5)$$

або

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (6.6)$$

де  $I_0 \approx E_0^2$  – інтенсивність падаючого на щілину світла,  $I_\varphi \approx E_\varphi^2$  – інтенсивність дифрагованого світла в напрямку кута  $\varphi$ .

В напрямку  $\varphi = 0$  ( $k = 0$ ) інтенсивність світла завжди є максимальною, оскільки

$$\lim_{u \rightarrow 0} \frac{\sin u}{u} = \lim_{\varphi \rightarrow 0} \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} = 1. \quad (6.7)$$

Отже, виходячи із (6.6) і (6.7) видно, що інтенсивність в центрі екрана завжди рівна інтенсивності падаючого світла ( $I_{\varphi=0} = I_0$ ).

Для знаходження інтенсивностей інших максимумів (справа і зліва від центрального) можна скористатися виразом (6.5). Зокрема

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left[\frac{\pi b}{\lambda}(2k+1)\frac{\lambda}{2b}\right]}{\left[\frac{\pi b}{\lambda}(2k+1)\frac{\lambda}{2b}\right]^2},$$

звідки

$$I_\varphi = \frac{I_0}{\left[(2k+1)\frac{\pi}{2}\right]^2}. \quad (6.8)$$

Тут використано умову максимумів  $b \sin \varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}$ , звідки

$$\sin \varphi = \frac{(2k+1)\lambda}{2b}.$$

При  $k = 1, 2, 3$  маємо

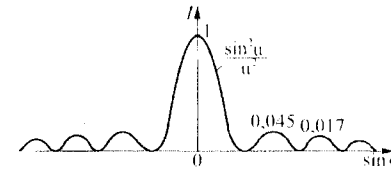


Рис. 6.3

$$I_{\varphi_1} = \frac{I_0}{22,2} = 0,045 I_0, \quad k = 1,$$

$$I_{\varphi_2} = \frac{I_0}{61,7} = 0,017 I_0, \quad k = 2,$$

$$I_{\varphi_3} = \frac{I_0}{121} = 0,0063 I_0, \quad k = 3.$$

На рис. 6.3 наведено розподіл інтенсивності (графік функції  $\frac{\sin^2 u}{u^2}$ ) при дифракції на одній щілині. Інтенсивності максимумів відносяться як  $I_{k=0} : I_{k=1} : I_{k=2} : \dots = 1 : 0,045 : 0,017 : 0,0063 : \dots$

Отже, основна доля світлового потоку зосереджена в центральній дифракційній смузі, яку можна вважати зображенням щілини.

Із рівняння (6.2) видно, що при освітленні щілини білим світлом максимуми відповідних довжин хвиль будуть зміщені один відносно одного. Нульові максимуми для всіх довжин хвиль співпадають, тому в центрі дифракційної картини спостерігається біла смуга, що поступово по краях переходить в кольорову. Далі йдуть забарвлені в різні кольори максимуми вищих порядків. Однак при дифракції від однієї щілини практично не можна побачити чітке розділення максимумів від окремих довжин хвиль.

На якість дифракційної картини помітно впливає ширина щілини. Із (6.2) видно, що при збільшенні ширини щілини спостерігається наближення максимумів і мінімумів освітлення до центра. Якщо  $b \gg \lambda$ , то на екрані спостерігається різке зображення щілини, а дифракційна картина зникає. При зменшенні ширини щілини відстань мінімумів від центра дифракційної картини зростає. При  $b \approx \lambda$  на екрані не буде жодного макси-

муму окрім центрального, ширина якого прямує до нескінченності з поступовим спадом інтенсивності від центра до країв.

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

Схема установки для спостереження дифракції на одній щілині наведена на рис. 6.4. Паралельний пучок променів від лазера 1 нормально падає на щілину 2. Утворена дифракційна картина спостерігається на екрані 4. Для вимірювання інтенсивності світла в дифракційній картині використовується фоторезистор 3 з маленькою (1мм шириною) світлочутливою поверхнею, розташованою перед екраном.

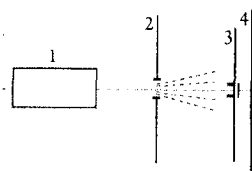


Рис. 6.4

Ширина щілини 2 може змінюватися за допомогою мікрометричного гвинта.

Фоторезистор можна переміщати в горизонтальному напрямку поперек оптичної осі системи. Положення його відносно оптичної осі визначається за міліметровою лінійкою.

В даній установці екран (і фоторезистор) знаходяться на достатньо великій відстані від щілини, так що  $\frac{a^2}{\lambda L} = 1$ . Тут  $a$  – ширина щілини,  $\lambda$  – довжина хвилі,  $L$  – відстань від щілини до екрана.

### Порядок виконання роботи

1. Зібрати дослідну установку згідно рис. 6.4.
2. Ввімкнути лазер і відюстувати його таким чином, щоб промінь потрапив на щілину і фоторезистор.
3. Переміщаючи щілину вздовж оптичної лави домогтися чіткої дифракційної картини на екрані.
4. Обертаючи гвинт на корпусі фотоприймача, сумістити щілину фоторезистора з серединою першого мінімуму (тобто  $I_k = \min$ , де  $k=1$ ). За лінійкою фотоприймача визначити відстань  $l$  (в міліметрах) і записати результат в таблицю. Повторити вимірювання 3 – 4 рази.
5. Повторити вимірювання для другого мінімуму ( $k=2$ ), третього ( $k=3$ ) і т. д. Максимальна кількість виміряних мінімумів обмежується умовами спостереження – зазвичай не менше 5. Результати вимірювання записати в таблицю.
6. За шкалою оптичної лави визначити відстань  $L$  від щілини до екрана, результати записати в таблицю. Записати значення ширини щілини  $b$  визначеної за допомогою мікрометричного гвинта.

7. За результатами вимірювань  $l$  для кожного мінімуму (тобто для різних значень  $k$ ) розрахувати середнє значення  $\langle l \rangle$  і  $\sin \varphi = \frac{\langle l \rangle}{L}$

8. Побудувати графічну залежність  $\sin \varphi$  від  $k$ . Через отримані точки і початок координат провести найкращу пряму.

9. Зробити висновок, чи узгоджується хід отриманої залежності з теоретичною формулою (6.1).

10. Використовуючи отриманий графік і формулу (6.1), визначити довжину хвилі. Результати записати в таблицю.

11. Вимірювання, зроблені для мінімумів, повторити для максимумів.

Таблиця

$k$	$l$ , мм	середнє $\langle l \rangle$ , мм	$L$ , мм	$\sin \varphi = \langle l \rangle / L$	$\lambda$ , нм

### Контрольні запитання

1. Що називається дифракцією світла?
2. В чому полягає принцип Гюйгенса-Френеля?
3. Чим відрізняється дифракція Френеля від дифракції Фраунгофера?
4. В чому суть методу зон Френеля?
5. Як змінюється дифракційна картина на екрані якщо: ширину щілини збільшувати (зменшувати); довжину хвилі збільшувати (зменшувати)?
6. Промені якої довжини хвилі при дифракції відхиляються від початкового напрямку найбільше?
7. Як змінюватиметься дифракційна картина на екрані при поперечному зміщенні щілини?
8. За яких умов спостерігаються максимуми і мінімуми при дифракції на одній щілині? Вивести ці умови.

**Література:** [1], с. 118 – 126, 140 – 147, [2], с. 125 – 128, [3], с. 118 – 124, 136 – 141, [4], с. 292 – 298, [5], с. 206 – 213, 222 – 229.

### Робота № 7

#### Вивчення дифракції світла на двох щілинах

**Мета роботи:** Вивчення дифракції світла на двох щілинах та визначення ширини щілин і відстані між їх центрами.

**Прилади і матеріали:** Лазер типу ЛГ-72 з джерелом живлення, екран зі щілиною, екран з двома близько розміщеними щілинами, екран з міліметровою шкалою, оптична лавка.

## Теоретичні відомості та опис приладів

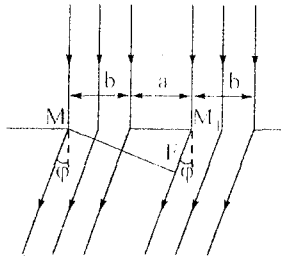


Рис. 7.1

Нехай паралельний пучок світла падає нормально на непрозорий екран з двома ідентичними щілинами шириною  $b$  і непрозорим проміжком між ними  $a$  (рис. 7.1). Оскільки щілини ідентичні, то створювані на екрані дифракційні картини кожною щілиною зокрема будуть однаковими. Кожна щілина створює на екрані свою дифракційну картину, тобто систему світлих і темних смуг. Причому ці картини зовсім однакові.

Напрямки, в яких виникають мінімуми від окремих щілин, визначаються умовою

$$b \sin \varphi = k \lambda, \quad k = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (7.1)$$

а максимуми

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (7.2)$$

Результуюча амплітуда світлових коливань в тій чи іншій точці на екрані (точці  $P_\varphi$ ), створювана кожною із щілин дорівнює:

$$E_\varphi^0 = E_0 \frac{\sin\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi} = E_0 \frac{\sin u}{u}, \quad (7.3)$$

а розподіл інтенсивності (освітленості) на екрані в залежності від кута дифракції виражається формулою:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2} = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2}, \quad (7.4)$$

де  $E_0$  – амплітуда світлових коливань в площині щілини,  $u = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$ ,

$I_0 \sim E_0^2$  – інтенсивність падаючого на щілину світла,  $I_\varphi \sim (E_\varphi^0)^2$  – інтенсивність дифрагованого світла в напрямку кута  $\varphi$ .

При одночасній дії обох щілин дифракційна картина виявиться складнішою, ніж при звичайному накладанні картин від двох щілин. В даному випадку кожену щілину можна розглядати як самостійне джерело когерентних хвиль, які інтерферують. Внаслідок цього знайдуться напрямки, в яких дія однієї щілини підсилить дію іншої, виникнуть так звані **головні максимуми**. Можливі і інші напрямки, в яких коливання щілин взаємно

погасяться. Виникнуть **додаткові мінімуми**. Умовою виникнення головних максимумів є:

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (7.5)$$

а умовою додаткових мінімумів є:

$$d \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots \quad (7.6)$$

де  $d = a + b$  – відстань між центрами щілин,  $b$  – ширина щілини,  $a$  – відстань між щілинами,  $d \sin \varphi = \Delta$  – різниця ходу між променями, які йдуть від початку щілин,  $k = 0 \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$  (рис. 7.1).

Результуюча амплітуда, яка виникає внаслідок інтерференції дифрагованого світла на двох щілинах в напрямку кута  $\varphi$  дорівнює:

$$E_\varphi = E_0 \frac{\sin u}{u} \cos v, \quad (7.7)$$

а розподіл інтенсивності світла у дифракційній картині від двох щілин в залежності від кута дифракції виражається формулою:

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi\right)^2} \cos^2\left(\frac{\pi}{\lambda} d \sin \varphi\right), \quad (7.8)$$

або

$$I_\varphi = I_0 \frac{\sin^2 u}{u^2} \cos^2 v, \quad (7.9)$$

де  $I_0$  – інтенсивність падаючого на щілини світла,  $u = \frac{\pi}{\lambda} b \sin \varphi$ ,

$v = \frac{\pi}{2} d \sin \varphi$ .

Множник  $\frac{\sin^2 u}{u^2}$  в формулі (7.9) характеризує розподіл інтенсивності

в результаті дифракції на одній щілині. Його іноді називають **дифракційним множником**. Другий множник  $\cos^2 v$  враховує інтерференцію між пучками від окремих щілин. Його називають **інтерференційним множником**.

Як видно із формули (7.1) відстань між первинними мінімумами, за даної довжини хвилі, від однієї щілини залежить від ширини щілини

$\left(\sin \varphi = \frac{k \lambda}{b}\right)$ . В залежності від співвідношення  $a$  до  $b$  між двома первин-

ними мінімумами (від  $-\frac{\lambda}{b}$  до  $+\frac{\lambda}{b}$ ) може розміститися різна кількість головних максимумів, яку можна розрахувати за формулою:

$$n = 2\frac{a}{b} + 1. \quad (7.10)$$

На рис. 7.2 наведено розподіл інтенсивності у дифракційній картині при дифракції на двох щілинах при  $b = \frac{a}{2}$  ( $n = 5$  головних максимумів).

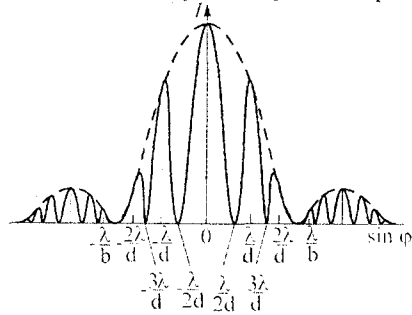


Рис. 7.2

стерігається дифракційна картина.

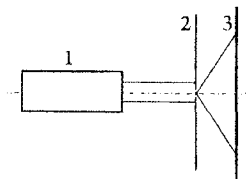


Рис. 7.3

Екран (3) розміщується на достатньо великій відстані від екрана (2) зі щілинами так, щоб мала місце нерівність  $\frac{b^2}{\lambda L} \ll 1$ , де  $L$  – відстань від екрана (2) до екрана (3),  $b$  – ширина щілини,  $\lambda$  – довжина хвилі випромінювання лазера. В цьому випадку має місце дифракція Фраунгофера, тобто в кожену точку екрана (3) приходить практично паралель-

ний пучок променів.

Користуючись формулою (7.6) можна визначити кутову ширину максимуму:

$$\sin \varphi_2 - \sin \varphi_1 = \frac{\lambda}{d}. \quad (7.10)$$

При малих кутах дифракції  $\sin \varphi \approx \varphi$ , формула (7.10) запишеться так:

$$\Delta \varphi = \varphi_2 - \varphi_1 = \frac{\lambda}{d}. \quad (7.11)$$

### Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути лазер і за допомогою юстівних гвинтів направити промінь лазера в центр екрана (3).

2. Помістити на оптичній осі екран з однією щілиною. Переміщаючи щілину поперек оптичної осі, отримати на екрані (3) чітку дифракційну картину.

3. Визначити ширину щілини, для чого за шкалою на екрані (3) необхідно виміряти ширину центрального максимуму  $\Delta l$ , а за шкалою на оптичній лаві визначити відстань  $L$  між щілиною і екраном (3). Кут дифракції, що відповідає першому мінімуму інтенсивності, буде дорівнювати:

$\sin \varphi \approx \varphi = \frac{\Delta l}{2L}$ . Користуючись співвідношенням (7.1), визначити ширину щілини:  $b = \frac{2L\lambda}{\Delta l}$ . Довжина хвилі випромінювання лазера  $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$  м.

4. Забрати з оптичної лави екран зі щілиною. На його місце помістити подвійну щілину.

5. Визначити відстань між центрами щілини подвійної щілини. Для цього за шкалою на екрані визначити положення максимумів  $l_{\max}$  і мінімумів  $l_{\min}$  інтенсивності. Оцінюючи інтенсивність в різних точках екрана, побудувати графік  $I(l)$ . За графіком визначити середнє значення ширини дифракційного максимуму  $\Delta l_{cp}$ . Кутова ширина максимуму буде рівна  $\Delta \varphi = \frac{\Delta l_{cp}}{L}$ , користуючись співвідношенням  $d = \frac{\lambda L}{\Delta l_{cp}}$ , визначити відстань між центрами щілин.

### Контрольні запитання

1. Сформулюйте принцип Гюйгенса – Френеля.
2. З'ясуйте суть і характер дифракції світла на двох щілинах. В чому відмінність дифракційних картин від однієї та від двох щілин?
3. Як змінюватиметься дифракційна картина від двох щілин при зміні: а) довжини хвилі; б) відстані між щілинами; в) ширини щілин?
4. Як зміниться характер дифракційної картини, якщо до двох щілин додати третю, четверту, і т.д. щілину?
5. Який вигляд має функція розподілу інтенсивності на екрані від кута дифракції при дифракції на двох щілинах? Виведіть цю функцію. (див. [1], с.)
6. Запишіть умови головних максимумів і додаткових мінімумів при дифракції на двох щілинах. Виведіть ці умови.
7. Яка кількість головних максимумів виникне при переході від дифракції на одній щілині до дифракції на двох щілинах?
8. Виведіть формулу (7.10) для кутової ширини максимумів.

Література: [1], с. 140 – 146, 150 – 153; [2], с. 125 – 130; [3], с. 135 – 141, 143 – 144; [4], с. 292 – 298; [5], с. 222 – 229.

### Вивчення просторової когерентності лазерного випромінювання

**Мета роботи:** Вивчення просторової когерентності світла методом спостереження інтерференції за схемою Юнга.

**Прилади і обладнання:** Оптичний квантовий генератор, пристрій з матовим склом, що обертається за допомогою електродвигуна, фокусуєча лінза, набір подвійних щілин з різною відстанню між ними; зорова труба, екран, блок живлення двигуна.

### Теоретичні відомості

Під когерентністю розуміють узгодженість протікання двох і більше коливних або хвильових процесів. Властивість когерентності є однією з характеристик світлового поля. Вона визначає можливість спостереження інтерференції хвиль.

Розрізняють часову і просторову когерентність. Часова когерентність виражає упорядкованість в зміні напруженості світлового поля вздовж пучка випромінювання. Часову когерентність характеризують часом когерентності ( $\tau_k$ ): це проміжок часу, протягом якого когерентність зберігається. Просторова когерентність характеризує узгодженість в зміні поля в різних точках поперечного перерізу пучка хвиль.

Неважко переконатися, що монохроматичне поле

$$E(t, \vec{r}) = E_0(\vec{r}) \cos[\omega t + \varphi(\vec{r})] \quad (8.1)$$

володіє повною часовою і просторовою когерентністю. Дійсно, в будь-якій точці простору зміна  $\vec{E}$  в часі строго впорядкована: знаючи значення  $\vec{E}$  в певний момент часу  $t$  ми можемо передбачити значення  $\vec{E}$  в будь-який наступний момент часу  $(t + \tau)$ , яким би великим не було  $\tau$ . В монохроматичному полі, якщо амплітуди коливань  $E_0(\vec{r})$  і їх початкові фази  $\varphi(\vec{r})$  не залежать від  $t$  (що автоматично забезпечує узгодженість часової зміни поля в будь-яких двох точках  $\vec{r}_1$  і  $\vec{r}_2$ ), різниця фаз коливань в цих точках  $\varphi(\vec{r}_1) - \varphi(\vec{r}_2)$  і відношення їх амплітуд  $E_0(\vec{r}_1)/E_0(\vec{r}_2)$  залишаються незмінними в часі.

Строго монохроматичне поле, стабільність якого необмежена в часі і просторі, є абстракцією, хоча звичайно лазер, який працює в режимі генерації однієї поздовжньої або поперечної моди може забезпечити високу когерентність випромінювання. Когерентність (просторова або часова) випромінювання лазера, що випромінює кілька мод, хоча й набагато більш інтенсивного, може бути не більшою ніж у випромінювання теплового

джерела, що пройшло через певний фільтр. Мода – це розподіл електричного поля в лазері або оптичному резонаторі, що може бути описаний визначеною функцією. Якщо лазер працює в режимі однієї моди і вона має ширину (по частоті)  $\Delta\nu$ , час, за який когерентність практично не змінюється, можна оцінити, як  $\tau_k \sim (\Delta\nu)^{-1}$ . Відстань, яку проходить хвиля за час  $\tau_k$ , називається довжиною когерентності ( $l_k$ ). Високо стабілізовані лазерні джерела дозволяють отримувати поля, в яких амплітуда і фаза коливань залишаються незмінними на протязі тривалого часу (десятки секунд і навіть хвилин). Характеристики часової когерентності визначають контраст інтерференційної картини.

Розглянемо просторову когерентність. При оптичній різниці ходу, близької до 0, інтерференційні смуги стають дуже контрастними (контрастність або видність близька 1). У цьому випадку ступінь когерентності максимальний. Поки ступінь когерентності світла великий, смуги мають високу контрастність, і це відбувається, якщо різниця ходу менше  $l_k$ . Контрастність поступово зменшується, коли оптична різниця ходу перевищує  $l_k$ . Світло стає некогерентним, якщо дане перевищення дуже велике.

Нехай ми маємо протяжне джерело світла  $O_1O_2$ . Розглянемо на екрані дві точки  $P_1$  і  $P_2$  на однаковій відстані від точки  $O_2$  і почнемо розгляд з простого випадку, коли світло випромінюється точковим джерелом  $O_2$  (рис. 8.1). Коливання в точках  $P_1$  і  $P_2$  будуть когерентними, якщо оптична різниця ходу  $\Delta = O_2P_1 - O_2P_2$  значно менша довжини когерентності  $l_k = c\tau_k$ . В цьому випадку коливання в точках  $P_1$  і  $P_2$  будуть належати одному цугу хвиль за виключенням невеликих проміжків часу  $\Delta t \approx \frac{\Delta}{c} \ll \tau_k$ . Різниця фаз коливань в точках  $P_1$  і  $P_2$  практично весь час буде постійна і рівна:

$$\Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_1)} = \frac{2\pi}{\lambda}(O_1P_1 - O_2P_2).$$

Якщо точки  $P_1$  і  $P_2$  лежать на хвильовій поверхні, то  $\Delta = 0$  і просторова когерентність коливань в  $P_1$  і  $P_2$  буде повною.

Нехай світлове поле створюється двома точковими джерелами  $O_1$  і  $O_2$  і випромінювання від них є достатньо монохроматичне, так що для обох джерел виконується умова:

$$\Delta_l = O_1P_1 - O_1P_2 \ll l_k. \quad (8.2)$$

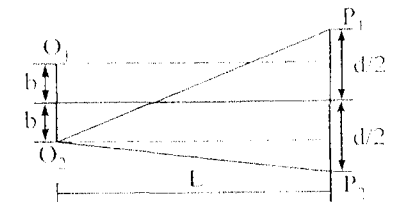


Рис. 8.1

Коливання в кожній з точок  $P_1$  і  $P_2$  буде суперпозицією двох коливань, збуджених джерелами  $O_1$  і  $O_2$ . Амплітуди і фази коливань, що додаються, будуть хаотично змінюватись з характерним часом  $\tau_k$ . Додаючи коливання, наприклад, шляхом побудови векторних діаграм, неважко переконатися, що, взагалі кажучи, різниця фаз результуючих коливань в  $P_1$  і  $P_2$  і відношення їх амплітуд не буде постійним: коливання будуть некогерентними. Однак, якщо різниці фаз  $|\Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_1)} - \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_2)}| \ll \pi$ , то і для сумарного поля різниця фаз коливань в  $P_1$  і  $P_2$  буде залишатися сталою і рівною  $\Delta\varphi_{P_1P_2} \approx \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_1)} \approx \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_2)}$ . Відношення сумарних амплітуд також буде зберігатися, тобто коливання будуть когерентними.

Цей результат можна узагальнити на випадок реального протяжного джерела, яке можна уявити як сукупність великої кількості точкових випромінювачів. Тоді одержимо наступні умови когерентності коливань поля в точках  $P_1$  і  $P_2$ :

для будь-якої точки джерела  $O_i$

$$|O_iP_1 - O_iP_2| \ll l_k, \quad (8.3)$$

для будь-яких двох точок джерела  $O_i$  і  $O_j$

$$|\Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_i)} - \Delta\varphi_{P_1P_2}^{(O_j)}| \ll \pi, \quad (8.3,а)$$

або

$$|(O_iP_1 - O_iP_2) - (O_jP_1 - O_jP_2)| \ll \lambda/2. \quad (8.4)$$

Умови (8.3) і (8.4) завжди будуть виконуватись для точок  $P_1$  і  $P_2$ , достатньо близько розташованих одна біля одної. Навпаки, при віддаленні точок одна від одної виконуватись умов (8.3) і (8.4) погіршується і ступінь когерентності коливань поля в цих точках зменшується. Ці міркування дозволяють ввести характеристики світлового поля такі як **об'єм когерентності** і **площа когерентності**. Об'єм когерентності називають такий об'єм простору, для будь-яких двох точок якого має місце досить високий ступінь просторової когерентності. Під площею когерентності розуміють таку площадку на площині, зазвичай розташовану перпендикулярно до напрямку поширення випромінювання на хвильовій поверхні, для будь-яких двох точок якої має місце досить високий ступінь просторової когерентності.

Знайдемо величину  $d$  площі когерентності на площині, розташованій на відстані  $L$  від протяжного джерела, що має розмір  $2b$  (рис. 8.1). Очевидно, що якщо умова (8.4) виконується для крайніх точок джерела  $O_1$  і  $O_2$ , то вона тим більше буде виконуватись і для інших точок джерела. Як видно з рис. 8.1

$$O_1P_1 = \sqrt{L^2 + \left(\frac{d}{2} - b\right)^2} \quad \text{і} \quad O_1P_2 = \sqrt{L^2 + \left(\frac{d}{2} + b\right)^2}.$$

Зазвичай  $L \gg db$ , тому

$$\Delta_1 = O_1P_2 - O_1P_1 = L \sqrt{1 + \left(\frac{\frac{d}{2} + b}{L}\right)^2} - L \sqrt{1 + \left(\frac{\frac{d}{2} - b}{L}\right)^2} \approx 2b \frac{d}{2L}.$$

Аналогічно знаходимо  $\Delta_2 = O_2P_1 - O_2P_2 \approx -2b \frac{d}{2L}$ .

Підставивши знайдені значення  $\Delta_1$  і  $\Delta_2$  в умову (8.4), отримаємо

$$2b \frac{d}{L} \ll \frac{\lambda}{2}. \quad (8.5)$$

Отже, розмір площі когерентності  $d$  визначається співвідношенням  $d \ll \frac{\lambda L}{4b}$ , а кутовий розмір цієї площі  $\omega_k \approx \frac{d}{L}$  - нерівністю  $2b\omega_k \ll \frac{\lambda}{2}$ .

Якщо зафіксувати на площині, що знаходиться на відстані  $L$  від джерела дві точки  $P_1$  і  $P_2$  з відстанню  $d$  між ними, то співвідношення (8.5) визначить максимальний розмір джерела світла, при якому коливання в  $P_1$  і  $P_2$  будуть ще мати високий ступінь просторової когерентності:

$$2b_{\max} \ll \frac{\lambda L}{2d}.$$

Ступінь когерентності коливань в точках  $P_1$  і  $P_2$  при фіксованих значеннях  $b$ ,  $d$ ,  $L$  і  $\lambda$  залежить від розподілу інтенсивності випромінювання по площі джерела. Для джерела, всі точки якого випромінюють з однаковою інтенсивністю, при  $2b \frac{d}{L} \approx \frac{\lambda}{2}$ , ступінь когерентності в точках  $P_1$  і  $P_2$  ще досить висока. Тому будемо умовно вважати, що кутовий розмір площі когерентності визначається співвідношенням:

$$2b\omega_k \approx \frac{\lambda}{2}. \quad (8.6)$$

При  $2b \frac{d}{L} \approx \lambda$  коливання в  $P_1$  і  $P_2$  стають практично некогерентними.

Розглянемо, як пов'язані когерентні властивості світла з якістю (контрастністю) інтерференційної картини. Виділимо дві точки світлового поля  $P_1$  і  $P_2$  і розглянемо результат додавання хвиль, що виходять з цих точок (рис. 8.2).

При інтерференції монохроматичних хвиль інтенсивність світла в кожній точці екрана визначається відомим виразом:



$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left(\frac{2\pi l}{L\lambda} l\right). \quad (8.7)$$

Тут  $I_1$  і  $I_2$  – інтенсивності хвиль, що приходять до екрана від точок  $O_1$  і  $O_2$  відповідно,  $l$  – відстань між цими точками,  $L$  – відстань до інтерференційної смуги від оптичної осі,  $L$  – відстань від точок  $O_1$  і  $O_2$  до екрана. Цей вираз можна представити у іншому вигляді:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(S_1 - S_2) + (\varphi_1 - \varphi_2)\right], \quad (8.8)$$

де  $\varphi_1$  і  $\varphi_2$  – початкові фази коливань в точках  $O_1$  і  $O_2$ . Оскільки  $\varphi_1$  і  $\varphi_2$  (а

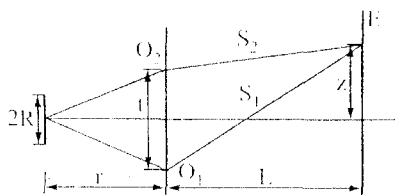


Рис. 8.2

також  $I_1$  і  $I_2$ ) не залежать від часу, інтенсивність в кожній точці екрана визначається тільки її положенням, від якого залежить різниця ходу променів ( $S_1 - S_2$ ). На екрані буде спостерігатися чіткий розподіл інтенсивності – інтерференційна картина.

Нехай тепер світлове поле є квазі-монохроматичним. Для спрощення будемо говорити тільки про зміну початкової фази  $\varphi(\vec{r}, t)$  не враховуючи зміни амплітуди. В цьому випадку для інтенсивності світла в кожній точці екрана отримаємо:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(S_1 - S_2) + \varphi_1(t - t_1) - \varphi_2(t - t_2)\right], \quad (8.9)$$

де  $t_1 = S_1/c$  і  $t_2 = S_2/c$  час поширення хвилі від точок  $O_1$  і  $O_2$  до відповідної точки екрана. У виразі (8.9)  $\varphi_1(t - t_1)$  і  $\varphi_2(t - t_2)$  змінюються з характерним часом  $\tau_k$ .

Звичайні приймачі світла, такі як око і фотоемульсія, реєструють інтенсивність усереднену за час, що значно перевищує  $\tau_k$ . Усереднюючи (8.9), отримаємо:

$$\langle I \rangle = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \left\langle \cos\left[\frac{2\pi}{\lambda}(S_1 - S_2) + \varphi_1(t - t_1) - \varphi_2(t - t_2)\right] \right\rangle \quad (8.10)$$

Якщо джерела світла  $O_1$  і  $O_2$  є некогерентними, тоді кореляції в зміні кутів  $\varphi_1$  і  $\varphi_2$  відсутні. У цьому випадку тригонометричні функції цих кутів – синус і косинус будуть при усередненні приймати будь-які значення від  $-1$  до  $+1$ , тобто в середньому будуть дорівнювати нулю. Тому середнє значення косинуса у виразі (8.10) дорівнюватиме нулю. Величина  $\langle I \rangle = I_1 + I_2$  буде однаковою всюди, а це означає, що в кожній точці екрана інтенсивність буде одна і та ж і інтерференція відсутня. А якщо тривалості з моменту випромінювання хвиль із точок  $O_1$  і  $O_2$  менші або рівні  $\tau_k$ , тоб-

то коли шлях  $L$  на рис. 8.2 менший  $\tau_k/c$ , тоді кореляція між фазами збережеться і буде спостерігатися контрастна інтерференційна картина у вигляді максимумів і мінімумів інтенсивності.

### Опис методу та установки

В даній роботі вивчається просторова когерентність методом спостереження інтерференції від двох щілин.

Джерелом світла служить світна пляма на матовому склі, утворена лазерним променем. Світлові хвилі, що виходять з різних точок світної плями внаслідок нерегулярних змін товщини матового скла мають різні початкові фази. Якщо матове скло нерухоме, то різниця початкових фаз всіх світних точок залишається сталою, і світлове поле за матовим склом має високий ступінь часової і просторової когерентності, що властиве лазерному випромінюванню.

Якщо на деякій відстані від матового скла помістити екран, то розподіл інтенсивності на екрані матиме «зернисту» структуру, тобто буде мати вигляд хаотично розташованих світлих і темних плям. Ділянкам з підвищеною інтенсивністю відповідають місця екрана, в яких з різних точок матового скла приходять синфазні коливання; в темних ділянках відбувається взаємне погашення хвиль. Можна показати, що середній кутовий розмір неоднорідностей інтенсивності визначається виразом (8.6), отриманого раніше для кутового розміру площі когерентності.

Якщо матове скло швидко обертати, то початкові фази хвиль, що виходять з кожної точки площини, в якій розташовується матове скло, почнуть швидко і нерегулярно змінюватись. Випромінювання світної плями втратить просторову когерентність, і в цьому змісті світна пляма стане подібною протяжному самосвітному джерелу. «Зерниста» інтерференційна картина на екрані зміниться рівномірною освітленістю.

Якщо тепер на деякій відстані від матового скла, що обертається, помістити екран з двома щілинами (подвійну щілину), то при певних умовах можна буде спостерігати інтерференційну картину.

З'ясуємо умови за яких можливе спостереження інтерференційної картини. Джерелами світла є щілини  $O_1$  і  $O_2$  (рис. 8.2), що освітлюються некогерентним джерелом світла радіуса  $R$  ( $R$  – радіус світної плями на матовому склі),  $E$  – екран, на якому спостерігається інтерференційна картина,  $t$  – відстань між щілинами (це аналог параметра  $d$  на рис. 8.1);  $L$  – відстань від щілин до джерела.

Кут  $\omega = t/r$  називають апертурою інтерференції. Висока монохроматичність лазерного випромінювання забезпечує виконання умови (8.3). Умова (8.4) для всіх точок світної плями буде виконуватись, якщо подвій-

на щілина знаходиться посередині площі когерентності, тобто, якщо апертура інтерференції не перевищує кутового розміру площі когерентності  $\omega < \lambda/4R$ .

При зменшенні відстані  $r$  апертура інтерференції збільшується, і при цьому ступінь просторової когерентності коливань в щілинах  $O_1$  і  $O_2$  зменшується і контрастність інтерференційної картини поступово спадає. При деякій відстані  $r = r_{\min}$  інтерференційна картина повністю розмивається. Для цього положення подвійної щілини можна записати:

$$\omega = \frac{\lambda}{2R}. \quad (8.11)$$

Вимірявши відстань  $r_{\min}$ , при якій відбувається зникнення інтерференційної картини, можна розрахувати відповідну апертуру інтерференції за формулою:

$$\omega_{\text{exc}} = \frac{t}{r_{\min}}. \quad (8.12)$$

Отримане значення можна порівняти з теоретичним значенням, розрахованим за формулою (8.11).

Схема експериментальної установки наведена на рис. 8.3

Пучок лазерного випромінювання лінзою 2 фокусується поблизу матового скла 3, яке може обертатися двигуном 4. Відстань від лінзи до матового скла можна змінювати, обертаючи оправу лінзи. При цьому змінюється розмір світної плями на матовому склі. Діаметр плями  $2R$  визначається співвідношенням:

$$2R = \frac{l-f}{f} D, \quad (8.13)$$

де  $l$  – відстань від лінзи до матового скла,  $f$  – фокусна відстань лінзи,  $D$  – діаметр лазерного променя. Положення лінзи відносно матового скла визначається за допомогою шкали, вздовж якої ковзає покажчик,

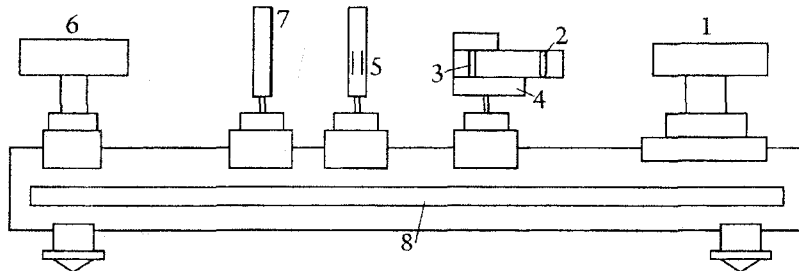


Рис. 8.3

1 – лазер, 2 – лінза, 3 – матове скло, 4 – двигун, 5 – подвійна щілина, 6 – зорова труба, 7 – екран, 8 – оптична лавка зі шкалою.

пов'язаний з лінзою. Покажчик знаходиться на відстані  $f$  від лінзи, так, що по шкалі вимірюється безпосередньо величина  $(l-f)$ .

Екран з подвійною щілиною встановлюється на оптичній лаві в рейтер, пересуваючи який можна змінювати відстань між матовим склом і подвійною щілиною. Відстань між матовим склом і подвійною щілиною визначається за шкалою, розташованій на оптичній лаві. Інтерференційна картина спостерігається в зорову трубу 6. Для спостереження «зернистої» картини на оптичній лаві розміщується екран 7.

### Порядок виконання роботи

1. Зняти з оптичної лави тримач з подвійною щілиною. Встановити у рейтер, що звільнився, екран.

2. Ввімкнути лазер. Спостерігати на екрані інтерференційну картину, що має вигляд хаотично розташованих темних і світлих плям. Переміщуючи екран вздовж оптичної лави, спостерігати зміну розмірів плям на екрані. Зробити висновок з результатів спостереження.

3. Встановити екран на великій відстані від матового скла. Обертаючи оправу лінзи 2, спостерігати зміну розміру плям на екрані. Пояснити дане явище.

4. Ввімкнути двигун, що обертає матове скло. Переконавшись у зникненні інтерференційної картини. Весь наступний експеримент проводиться при ввімкненому двигуні.

5. Забрати екран. Помістити у рейтер, що звільнився, тримач з подвійною щілиною. Відстань між щілинами  $l$  вказана на оправі подвійної щілини. Встановити мінімальну відстань між лінзою і матовим склом. Встановити подвійну щілину безпосередньо перед зоровою трубою. При цьому відстань між щілинами менша ніж діаметр середньої світної плями в картині, що спостерігається при виконанні пункту 2. Спостерігати в окуляр зорової труби інтерференційну картину від двох щілин.

6. Переміщати подвійну щілину ближче до матового скла до тих пір, поки інтерференційна картина, що спостерігається в окуляр, не зникне. Виміряти відповідну відстань між матовим склом і подвійною щілиною  $l_{\min}$ . Визначити апертуру інтерференції за формулою  $\omega_{\text{exc}} = t/r_{\min}$ , де  $t$  – відстань між щілинами.

7. Збільшити відстань між лінзою і матовим склом. Повторити дії, вказані в пунктах 5 і 6. Рекомендовані положення покажчика лінзи 10 мм, 15 мм, 20 мм.

8. Помістити на оптичну лаву другу подвійну щілину з іншою відстанню між щілинами. Повторити дії, вказані в пунктах 5, 6, 7.

## Теоретичні відомості та опис приладів

9. Для кожного положення лінзи розрахувати діаметр світної плями на матовому склі за формулою  $2R = \frac{l-f}{f} D$ . Величина  $(l-f)$  визначається за шкалою, вздовж якої ковзає покажчик лінзи. Фокусна відстань лінзи  $f = 15,83$  мм; діаметр лазерного променя  $D \approx 1$  мм.

10. Визначити теоретичне значення  $\omega$  за формулою (8.11)  $\omega_{\text{теор}} \approx \frac{\lambda}{2R}$  і порівняти його з експериментальним значенням. Довжина хвилі лазерного випромінювання  $\lambda = 6,328 \cdot 10^{-7}$  м.

11. Результати вимірювань і розрахунки занести в таблицю.

Таблиця

$l$	$r_{\text{min}}$	$\omega_{\text{експ}} = \frac{l}{r_{\text{min}}}$	$L-f$	$2R = \frac{l-f}{f} D$	$\omega_{\text{теор}} \approx \frac{\lambda}{2R}$

### Контрольні запитання

1. Що таке когерентність. Просторова і часова когерентність зокрема?
2. З'ясуйте граничні умови, за яких випромінювання можна вважати когерентним.
3. Що таке час і довжина когерентності? Від чого вони залежать?
4. Чому лазерне випромінювання є когерентним? Як вона досягається?
5. Які фундаментальні фізичні процеси лежать в основі роботи лазера?
6. З'ясуйте поняття "інверсна населеність", "метастабільний рівень", "від'ємна температура".
7. Що таке спонтанне і вимушене випромінювання? Які їх основні характеристики?
8. Чим визначається спектральний склад випромінювання лазера?

**Література:** [1], с. 70 – 72, [2], с. 63 – 67, [3], с. 77 – 81, [4], с. 295 – 310, [5], с. 80 – 85.

## Робота № 9

### Визначення концентрації цукру поляриметром

**Мета роботи:** Ознайомитись з явищем обертання площини поляризації світла і визначити концентрацію цукру ряду цукрових розчинів.

**Прилади і обладнання:** Поляриметр універсальний СУ-4, набір цукрових розчинів невідомої концентрації (3 -5), міліметрова лінійка.

1. У 1811 р. Д. Араго виявив, що при проходженні лінійно поляризованого світла крізь кристал кварцу вздовж його оптичної осі площина коливань вектора  $\vec{E}$  повертається навколо напрямку поширення променя на деякий кут  $\varphi$ . Якщо пластинку кварцу, вирізану перпендикулярно до її оптичної осі, помістити між схрещеними ніколями (рис. 9.1), то поле зору, яке було темним, стане світлим. Для повного затемнення поля зору другий

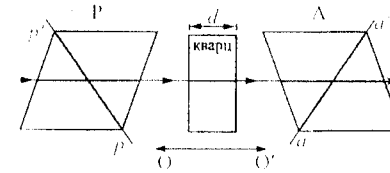


Рис. 9.1

ніколь (аналізатор) потрібно повернути навколо напрямку поширення світла на кут  $\varphi$ , який рівний куту повороту площини поляризації світла. При цьому не байдуже в який бік обертати аналізатор. Для одних видів кварцу аналізатор необхідно повертати вправо, тобто за годинниковою стрілкою, для інших – вліво. Дальші дослідження показали, що кварц не є єдиним тілом, здатним повертати площину коливань вектора  $\vec{E}$ . Такою ж властивістю володіють і деякі інші тверді тіла (кіновар, виннокам'яна кислота), чисті рідини (скипидар, нікотин) та деякі розчини (водний розчин цукру, винної кислоти тощо). **Речовини, які здатні повертати площину коливань вектора  $\vec{E}$  при проходженні через них лінійно поляризованого світла, називаються оптично активними.** Напрямок повертання площини коливань вектора  $\vec{E}$  у різних речовин різний.

В залежності від напрямку повертання площини коливань вектора  $\vec{E}$  оптично активні речовини поділяються на **право- і лівообертаючі**. **Якщо дивитись назустріч променю, то в правообертаючих речовинах площина коливань вектора  $\vec{E}$  буде повертатись за годинниковою стрілкою, а в лівообертаючих – проти.** Напрямок повертання площини коливань не залежить від напрямку поширення променя в оптично активному середовищі.

Деякі оптично активні речовини існують в двох модифікаціях, одна із яких повертає площину коливань вектора  $\vec{E}$  вправо, друга – вліво.

В оптично активних кристалічних тілах і чистих рідинах кут  $\varphi$  повороту площини коливань вектора  $\vec{E}$  пропорційний товщині  $d$  шару речовини пройденого світлом:

$$\varphi = \alpha d \quad (9.1)$$

Коефіцієнт  $\alpha$  – називається **питомим обертанням і чисельно дорівнює куту повороту площини коливань вектора шаром оптично активної речовини одиничної товщини (1 мм).**

Питоме обертання прийнято виражати в кутових градусах на міліметр (град/мм). Коефіцієнт  $\alpha$ , сильно залежить від довжини хвилі (обертова дисперсія). Так кварцова пластинка володіє питомим обертанням  $\alpha$  рівним для червоного світла 15 град/мм, для жовтого – 27 град/мм, для синього – 33 град/мм, для фіолетового – 51 град/мм. Таким чином, повертання площини коливань вектора в кварці буде найменшим для променів з великою довжиною хвилі. Цим пояснюється забарвлення кварцової пластинки при освітленні її білим світлом.

Величина кута  $\varphi$  повороту площини коливань вектора оптично активними розчинами пропорційна їх об'ємно-ваговій концентрації  $C$  розчину:

$$\varphi = \alpha_0 C d \quad (9.2)$$

де  $\alpha_0$  – питоме обертання, яке як і в попередньому випадку залежить від температури, довжини хвилі та природи речовини. Для червоного світла кут повертання найменший, а для фіолетового – найбільший.

**Питоме обертання для розчинів прийнято визначати кутом повороту площини коливань вектора  $\vec{E}$  шаром оптично активного розчину завдовжки в 1 дм з концентрацією 1 г/см<sup>3</sup>.**

Позначимо масу розчиненої речовини через  $m$ , масу розчинника –  $m_1$ , густину розчину –  $\rho$ . Тоді об'ємно-вагова концентрація визначиться рівністю:

$$C = \frac{m}{m + m_1} \rho, \quad (9.3)$$

де  $\frac{m}{m + m_1} = V$  – об'єм розчину.

Підставивши замість  $C$  його значення в формулу (9.2), отримаємо:

$$\varphi = \alpha_0 d \frac{m}{m + m_1} \rho. \quad (9.4)$$

Якщо в формулу (9.4) ввести величину процентної концентрації  $k$  речовини в розчині, то вона запишеться так:

$$\varphi = \alpha_0 d \frac{k}{100\%} \rho, \quad (9.5)$$

де  $k = \frac{m}{m + m_1} 100\%$  – процентна концентрація речовини в розчині.

Із формули (9.5) маємо:

$$k = \frac{\varphi}{\alpha_0 d \rho} 100\%. \quad (9.6)$$

Визначивши з досліду значення величин  $\varphi$ ,  $d$  і  $\rho$ , користуючись формулою (9.6), можна вирахувати процентну концентрацію речовини в роз-

чині. Питоме обертання цукрового розчину для жовтого світла рівне  $\alpha_0 = 66,7 \text{ град} / (\frac{2}{\text{см}^3} \text{ дм})$ .

2. Для якісного пояснення обертання площини коливань вектора  $\vec{E}$  в 1817 р. Френель запропонував припущення, в основі якого лежить гіпотеза, відповідно якої швидкість поширення світла в оптично активному середовищі різна для променів, поляризованих по правому і лівому колу. При цьому в правообертаючих речовинах з більшою швидкістю поширюються правокові хвилі, а в лівообертаючих речовинах – навпаки.

Добре відомо, що прямолінійний гармонічний коливальний рух можна розкласти на два колові рухи однакової частоти з протилежними напрямками.

Нехай на вході в оптично активну речовину лінійно поляризоване монохроматичне світло розкладається на дві хвилі тієї самої частоти, але одна з них поляризована по правому, а друга – по лівому колу. Електричні вектори цих хвиль пов'язані між собою співвідношенням:

$$\vec{E} = \vec{E}_n + \vec{E}_l, \quad (9.7)$$

а їх взаємне розміщення показано на рис. 9.2, а.

Якщо  $v_n = v_l$ , то вектори  $\vec{E}_n$  і  $\vec{E}_l$  в будь-який момент часу будуть симетричні відносно площини  $AA'$ , яка є площиною коливань вектора  $\vec{E}$ . В оптично активній речовині швидкості  $v_n$  і  $v_l$  не однакові. Припустимо, що  $v_n > v_l$ . Оскільки лівополяризована хвиля поширюється з меншою швидкістю, то до якоїсь точки в середовищі вона дійде з деяким відставанням за фазою в порівнянні з правополяризованою хвилею. В розглядуваній точці електричний вектор правополяризованої хвилі буде повернутий вправо на більший кут, ніж виявиться повернутим вліво вектор лівополяризованої хвилі. Значить площиною, відносно якої симетрично розміщені обидва вектори, буде не площина  $AA'$ , а площина  $BB'$  (рис. 9.2, б), яка повернута вправо по відношенню до  $AA'$  на кут  $\varphi$ . Таким чином, результуюче лінійне коливання буде направлене в напрямку  $BB'$ , тобто площина коливань повернулася вправо на кут  $\varphi$ . Виходячи із рис. 9.2, б

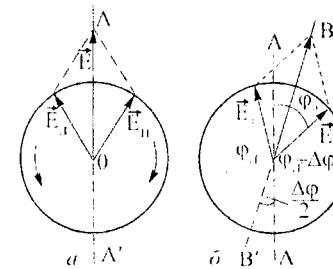


Рис. 9.2

$\varphi_n - \varphi_l = \varphi$  звідки:

$$\varphi = \frac{\varphi_n - \varphi_l}{2}. \quad (9.8)$$

Френель перевіряв свою гіпотезу експериментально. Для цього він виготовив складну призму, склеєну з трьох шматків кварцу (рис. 9.3). Призми 1 і 3 вирізані із правообертаючого, а призма 2 – із лівообертаючого кварцу. Всі три призми вирізані так, що оптичні осі паралельні до їх основ. Якщо дійсно для правообертаючого кварцу  $v_n > v_s$  ( $n_n < n_s$ ), а для лівообертаючого  $v_n < v_s$  ( $n_n > n_s$ ), то лінійно поляризований пучок світла, який пройде через таку призму роздвоїться, як це показано на рис. 9.3.

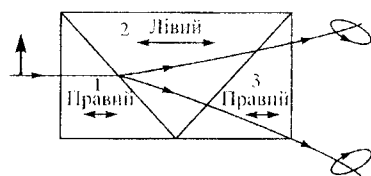


Рис. 9.3

В результаті із призми вийдуть два промені, причому обидва будуть поляризованими по колу: один з правим, а другий – з лівим напрямком обертання. В дійсності такі два поляризовані по колу промені і були отримані Френелем. Для в'яснення причини повертання площини коливань вектора  $\vec{E}$  необхідно в'яснити причину відмінностей  $v_n$  від  $v_s$  (для оптично неактивних речовин  $v_n = v_s$ ) оскільки перше є наслідком другого. Досліди показали, що причиною відмінності  $v_n$  від  $v_s$ , а значить і причиною повертання площини коливань в аморфних і рідких тілах, є асиметрія (анізотропія) молекул оптично активних речовин. Такі молекули не мають ні центра симетрії, ані площини симетрії. Дещо пізніше В.Р. Бусіан і А.В. Тіморьєва показали, що в явищі повертання площини коливань істотну роль відіграє також магнітний момент, який індукується в молекулі магнітним полем світлової хвилі.

### Опис експериментальної установки

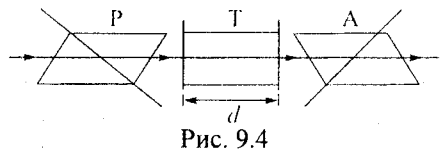


Рис. 9.4

Найпростіша установка (пристрій) для спостереження повертання площини коливань (рис. 9.4) складається із джерела монохроматичного світла, двох призм Ніколя – поляризатора P і аналізатора A та трубки T з оптично активним розчином (розчин цукру). Нехай ніколи схрещені.

При відсутності в трубці розчину світловий пучок установкою гаситиметься повністю. Якщо трубку T наповнити оптично активним розчином, то внаслідок повертання площини коливань поле просвітіться. Для того, щоб знову погасити поле зору необхідно повернути аналізатор на певний кут, який, очевидно, рівний куту повороту площини коливань вектора  $\vec{E}$ . Слід зауважити, що установка аналізатора на темноту без оптично активного розчину і з ним не може бути здійснена достатньо точно.

Тому на практиці аналізатор заміняють так званим напівтіньовим пристроєм (напівтіньовий аналізатор). Простий напівтіньовий пристрій (аналізатор) являє собою сукупність двох розміщених поруч один з одним поляризаторів, площини яких  $OP'$  і  $OP''$  утворюють невеликий (порядку  $5^\circ$ ) кут (рис. 9.5).

Повертання площини коливань можна використати для визначення концентрації речовини в розчині. Пристрої, які використовуються для цієї мети, називаються поляриметрами. Поляриметри, які призначені для визначення концентрації цукру в розчині, називаються **цукрометрами**.

В даній роботі використовується цукрометр універсальний СУ-4, оптична схема якого наведена на рис. 9.6.

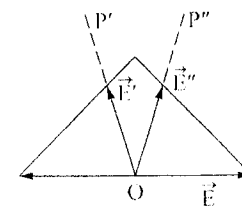


Рис. 9.5

Світловий потік, який поширюється від джерела світла 1 через світлофільтр 2 або діафрагму 3, конденсори 4 і 5, проходить через призму-поляризатор 6, яка перетворює його в поляризований потік світла. Далі потік світла проходить через напівтіньовий аналізатор (пластинку 7), який розділяє його на дві половини лінійю поділу. Аналізатор пропускає рівні за яскравістю обидві половини світлового потоку і в полі зору зорової труби, яка складається із об'єктива 13 і окуляра 14, встановленого після аналізатора, спостерігаються дві однакової яскравості половини поля, які розділені лінійю і називаються полями порівняння.

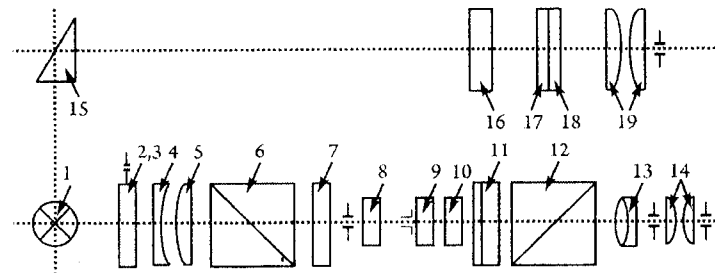


Рис. 9.6

При установці кювети з розчином між поляризатором і аналізатором порушується рівність яскравостей полів порівняння, оскільки досліджуваний розчин повертає площину поляризації на кут, пропорційний концентрації розчину (рис. 9.7, а, б).

Для того, щоб зрівняти яскравості полів (рис. 9.7, в) порівняння, в цукрометрі застосований клиновий компенсатор, який складається із рухомого кварцового клина 10 лівого повертання і нерухомого контрклина 11 правого повертання. Переміщенням рухомого клина відносно контрклина

встановлюють таку сумарну величину товщини клинів по оптичній осі, при якій компенсується кут повороту яскравостей полів порівняння. Однотимчасно з рухомих клином переміщається шкала 17.

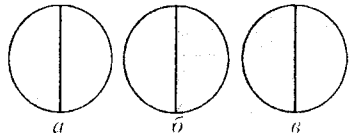


Рис. 9.7

рис. 9.8, 9.9, 9.10).

За нульовою поділкою ноніуса 18 фіксується значення шкали, яка відповідає однаковій яскравості полів порівняння. Шкала і ноніус спостерігаються через лупу 19 і освітлюються лампою через відбиваючу призму 15 і світлофільтр 16 (див.

### Підготовка поляриметра до роботи

1. Встановити ручку 16 (рис. 1 завод. інструкції) резистора до упору, повертаючи її проти годинникової стрілки.
2. Включити поляриметр в електричну мережу.
3. Включити освітлювач натиском кнопки 15.
4. Встановити обойму 8 в положення "С" (світлофільтр), при роботі з безколірними і слабо забарвленими розчинами, або в положення "Д" (діафрагма) – при роботі з темнозабарвленими розчинами.

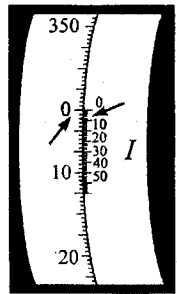


Рис. 9.8

5. Окуляр зорової труби встановити на максимальну різкість зображення вертикальної лінії поділу полів порівняння.

6. Встановити лупу на максимальну різкість зображення штрихів і шифру шкали і ноніуса.

7. Ручкою 16 резистора встановити таку яскравість поля, яка найменше втомлює зір і при якій найбільш чітко сприймається різниця в яскравості полів порівняння, якщо змістити ноніус на одну поділку з його нульового положення.

### Порядок виконання роботи

#### 1. Установка нуля. Установку нуля проводити так:

- закрити кришку кюветного відділення без установки в ньому кювети;
- вирівняти яскравість полів порівняння повертанням рукоятки клинового компенсатора;
- сумістити нульову поділку ноніуса з нульовою поділкою шкали, як це показано на рис. 9.8, переміщаючи ноніус юстирувальним ключем;
- знову вирівняти яскравість полів порівняння, при цьому поділка ноніуса повинна суміститися з нульовою поділкою шкали. Якщо суміщення (співпадіння) немає, перемістити ноніус ключем;

- перевірити правильність установки нуля не менше шести разів. Середнє арифметичне із шести відрахунків по ноніусу складає нульовий відлік. Якщо нульовий відлік відрізняється не більше, ніж на одну поділку ноніуса, нуль вважається встановленим правильно.

#### 2. Вимірювання. Вимірювання проводити так:

- виміряти довжину кювети з точністю до 1 мм;
- промити всі частини кювети дистильованою водою, наповнити грубку досліджуванним розчином так, щоб у ній не залишилось бульбашок повітря, і вставити її в поляриметр;
- вирівняти яскравості полів порівняння повертанням рукоятки клинового компенсатора;
- зробити відлік показів за шкалою і ноніусом з точністю до  $0,05^\circ$ ;
- знову виміряти яскравості полів порівняння і зробити відлік за шкалою і ноніусом не менше шести разів;
- вирахувати середнє арифметичне шести відліків, яке рівне куту повертання площини поляризації розчину в кутових градусах. Відлік показів за допомогою ноніуса пояснюється рис. 5 завод. інструкції. В поляриметрі використана цукрова шкала  $100^\circ$  якої відповідає  $34,62^\circ$  кутових (1 поділка цукрової шкали відповідає  $1,731^\circ$  кутових).
- виміри кута  $\varphi$  зробити для 5 – 7 цукрових розчинів різних концентрацій;
- користуючись формулою (9.6) вирахувати процентний вміст цукру в досліджуваних розчинах (значення  $\rho$  взяти у лаборанта) і побудувати криву залежності кута повертання від концентрації розчину;
- користуючись графіком залежності кута повороту площини коливань від концентрації, визначити концентрацію цукру фруктовій воді;
- отримані дані оформити у вигляді таблиць і графіків.

### Контрольні запитання

1. Чим відрізняється лінійно поляризоване світло від природного?
2. Що називається площиною коливань?
3. Як можна отримати лінійно поляризоване світло і за допомогою яких приладів (пристрій)?
4. Яке середовище називають оптично активним?
5. Чому в досліді на виявлення повертання площини поляризації кварцем кристал розміщують так, щоб його оптична вісь була паралельна до напрямку поширення світла?
6. Що таке питоме обертання площини коливань, в яких одиницях воно вимірюється, та від чого воно залежить?
8. Для чого в поляриметрах замість звичайного нікола в якості аналізатора використовують напівтінювий пристрій?

9. Поясніть фізичну суть явища обертання площини коливань світлового вектора.

**Примітка:** При розрахунках слід мати на увазі наступне:

1) Товщину шару  $d$  розчину вимірюють в дециметрах, концентрацію  $C$  – в грамах речовини, яка міститься в  $1 \text{ см}^3$  розчину;

2) Часто замість концентрації  $C$  беруть  $c$  – кількість речовини, яка міститься в  $100 \text{ см}^3$  розчину, так що  $c = 100 C$ .

**Література:** [1], с. 168 – 276, [2], с. 270 – 276, 213 – 221, 229 – 239, [4], с. 572 – 584, [5], с. 116 – 124.

#### Додаток

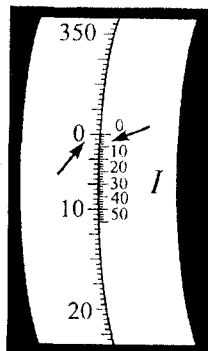


Рис. 9.9

Положення лімба і поля зору при установці аналізатора на рівну яскравість полів порівняння при введеній трубки, наповненої дистильованою водою (нульове положення)

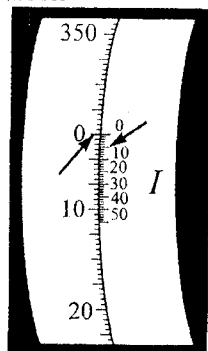
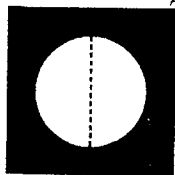


Рис. 9.10

Положення лімба і поля зору після вводу кювети, наповненої розчином, і вторинної установки окуляра на різкість зображення лінії розділу полів порівняння

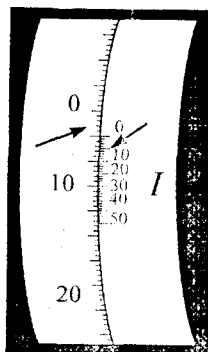
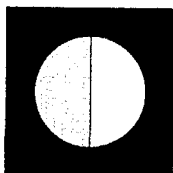
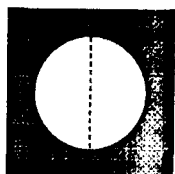


Рис. 9.11

Положення лімба і поля зору при установці аналізатора на рівну яскравість полів порівняння, при введеній кюветі, наповненої розчином



## Робота № 10

### Вивчення законів теплового випромінювання

**Мета роботи:** Вивчити основні закони і закономірності теплового випромінювання і визначити сталі Стефана - Больцмана і Планка.

**Прилади і обладнання:** Електропіч, вимірювач, термостовичник.

### Теоретичні відомості та опис приладів

Потік світлової енергії, який падає на поверхню непрозорого тіла, частково відбивається, а частково поглинається тілом. Поглинута тілом енергія перетворюється в інші види енергії, частіше всього в тепло. Тому тіла, які поглинають випромінювання, нагріваються. Тіло, нагріте до температури, яка перевищує температуру оточуючого середовища, віддає тепло у вигляді випромінювання електромагнітних хвиль різної довжини. Таке випромінювання називається **тепловим**, або **температурним**. Будь-яке випромінювання (в тому числі і теплове) супроводжується втратою енергії і відбувається або за рахунок внутрішньої енергії, або за рахунок енергії, отриманої ззовні. Теплове випромінювання є рівноважним.

Теплове випромінювання тіл характеризується такими основними величинами:

**Інтегральною інтенсивністю випромінювання**, яка є повною енергією  $R$ , що випромінюється за одиницю часу одиницею поверхні у всьому інтервалі довжин хвиль:

$$R = \frac{E_{\text{випр}}}{S}. \quad (10.1)$$

**Монохроматичною (диференціальною) інтенсивністю випромінювання**  $r_\lambda$ , яка являє собою енергію  $dE_{\text{випр}}$ , що випромінюється одиницею поверхні тіла в одиничному інтервалі довжин хвиль:

$$r_\lambda = \frac{dE_{\text{випр}}}{d\lambda}. \quad (10.2)$$

Часто цю величину називають **випромінювальною здатністю тіла**. Із сказаного випливає, що

$$R = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} r_\lambda d\lambda. \quad (3)$$

Якщо частина падаючої на тіло енергії  $E_{\text{пад}}$  випромінювання в інтервалі довжин хвиль  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$  поглинається тілом  $E_{\text{погл}}$ , а частина енергії відбивається  $E_{\text{відб}}$ , то на основі закону збереження енергії має місце співвідношення:

$$E_{\lambda_{погл}} = E_{\lambda_{погл}} + E_{\lambda_{відб}}, \quad (10.4)$$

або

$$\frac{E_{\lambda_{погл}}}{E_{\lambda_{погл}}} + \frac{E_{\lambda_{відб}}}{E_{\lambda_{погл}}} = 1. \quad (10.5)$$

Величину

$$\frac{E_{\lambda_{погл}}}{E_{\lambda_{погл}}} = a(\lambda, T), \quad (10.6)$$

називають **поглинальною здатністю тіла**. Поглинальна здатність тіла є безрозмірна величина, яка показує, яку долю падаючого випромінювання в інтервалі довжин хвиль  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$  тіло поглинає.

Величину

$$\frac{E_{\lambda_{відб}}}{E_{\lambda_{погл}}} = k(\lambda, T), \quad (10.7)$$

називають **відбивальною здатністю тіла**. Відбивальна здатність тіла є також безрозмірною величиною і вона показує, яку долю падаючого випромінювання в інтервалі довжин хвиль  $(\lambda, \lambda + d\lambda)$  тіло відбиває. Тіло, яке поглинає всю падаючу на нього енергію, називається **абсолютно чорним**. Для абсолютно чорних тіл  $E_{\lambda_{відб}} = 0$ ,  $\alpha(\lambda, T) = 1$ .

Припустимо, що в теплообміні приймають участь тіла, які утворюють замкнуту систему, в якій теплообмін із зовнішнім середовищем відсутній. Тоді через деякий час ці тіла придуть в стан рівноваги, тобто набудуть однакової температури. Але це не означає, що випромінювання всередині системи припиниться. Якщо стан рівноваги досягнуто, то в будь-який момент часу для кожної довжини хвилі випромінювана енергія рівна поглинутій. Виходячи із другого принципу термодинаміки Кірхгоф показав, що умова теплової рівноваги заключається в наступному: **відношення монохроматичної інтенсивності випромінювання (випромінювальної здатності) до поглинальної здатності є величина стала для всіх тіл при даній температурі і для даної довжини хвилі (закон Кірхгофа):**

$$\frac{r(\lambda, T)}{a(\lambda, T)} = \varphi(\lambda, T). \quad (10.8)$$

Отже, тіло, яке поглинає ті чи інші хвилі, буде їх же випромінювати, і навпаки. Величина  $\varphi(\lambda, T)$  не залежить від природи тіла і є функцією лише довжини хвилі і температури. Оскільки для абсолютно чорного тіла  $\alpha(\lambda, T) = 1$ , то

$$r(\lambda, T) = \varphi(\lambda, T). \quad (10.9)$$

Таким чином, величина  $\varphi(\lambda, T)$  є не що інше, як монохроматична спектральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла. Для інших тіл (сірих)  $\alpha(\lambda, T) < 1$ , тому

$$r(\lambda, T) = \alpha(\lambda, T)\varphi(\lambda, T) \quad (10.10)$$

Запропонувавши гіпотезу про квантову природу випромінювання, Планк методами статистичної фізики показав, що для абсолютно чорного тіла

$$r(\lambda, T) = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1}, \quad (10.11)$$

де  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка,  $k$  – стала Больцмана,  $c$  – швидкість світла.

Використовуючи формулу Планка(10.11) можна знайти інтегральну інтенсивність випромінювання (випромінювальну здатність) абсолютно чорного тіла:

$$R(T) = \int_{\lambda=0}^{\lambda=\infty} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{d\lambda}{e^{\frac{hc}{kT\lambda}} - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} T^4, \quad (10.12)$$

або

$$R(T) = \sigma T^4, \quad (10.13)$$

де  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8}$  Вт·(м<sup>-2</sup>·К<sup>-4</sup>) – стала величина.

**Отже, повна енергія, яка випромінюється абсолютно чорним тілом за одну секунду пропорційна четвертому степеню його абсолютної температури (закон Стефана–Больцмана).**

Стала Стефана–Больцмана  $\sigma$  була визначена дослідним шляхом. Користуючись відомим значенням  $\sigma$ , Планк вперше визначив сталу  $h$  (сталу Планка).

Із закону Стефана–Больцмана випливає, що кількість теплоти, яка передається одиницею поверхні абсолютно чорного тіла, що знаходиться при температурі  $T_1$ , в оточуюче середовище з температурою  $T_2$ , якщо середовище розглядати як абсолютно чорне тіло, рівна:

$$R = R_1 - R_2 = \sigma(T_1^4 - T_2^4). \quad (10.14)$$

Випромінювання всіх інших тіл (не чорних) підпорядковується такій же закономірності; їх випромінювання для кожної довжини хвилі в  $\alpha(\lambda, T)$  разів менше, ніж для абсолютно чорного тіла. Тому повне випромінювання не чорних (сірих) тіл

$$R = A\sigma T^4, \quad (10.15)$$

де  $A$  – константа речовини (коефіцієнт сірості тіла).



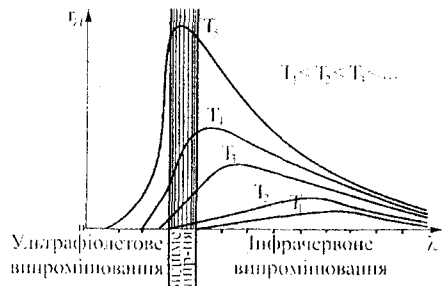


Рис. 10.1

Користуючись формулою Планка можна знайти розподіл інтенсивності випромінювання за довжинами хвиль. Максимум інтенсивності випромінювання визначається із умови:

$$\frac{d\varphi(\lambda, T)}{d\lambda} = 0,$$

що призводить до виразів:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad (10.16)$$

$$r_{\lambda_{\max}} = aT^5, \quad (10.17)$$

де  $a$  і  $b$  – константи. Формули (10.16) і (10.17) називаються **законами Віна**. Із (10.16) видно, що довжина хвилі, на яку припадає максимум інтенсивності випромінювання, обернено пропорційна абсолютній температурі. Максимум випромінювання із підвищенням температури зміщується в бік коротких хвиль (**закон зміщення Віна**). Максимальна інтенсивність випромінювання пропорційна п'ятому степеню абсолютної температури (10.17). Графічно закони Стефана–Больцмана і Віна відображені на рис. 10.1.

### Опис установки і приладів

Схема лабораторної установки для дослідження енергетичної світності абсолютно чорного тіла зображена на рис. 10.2. Абсолютно чорним тілом служить отвір електричної пічки (1). Температуру пічки вимірюють термопарою, один із спаїв якої знаходиться в центрі порожнини печі, а інший – при кімнатній температурі. Температуру печі виражають в абсолютній шкалі. Для цього до показів індикатора температури  $t_1$  додають значення кімнатної температури  $t_2$ :

$$T = t_1 + t_2 + 273.$$

Приймачем енергії, що випромінюється пічкою через отвір, служить термостовпчик 3, який являє собою декілька термопар, з'єднаних послідовно. Один ряд спаїв (наприклад, непарний) нагрівається під дією випромінювання, а інший ряд спаїв захищений від дії випромінювання діафрагмою. Струм  $I$  в колі термостовпчика вимірюється гальванометром.

Термостовпчик, як приймач променевої енергії, не володіє спектральною селективністю, оскільки перетворення енергії випромінювання в теплову не залежить від довжини хвилі. Сила струму, що збуджується в колі

термостовпчика, пропорційна потужності падаючого на нього випромінювання в усьому спектрі довжин хвиль. Однак це випромінювання виходить з отвору електричної печі і є пропорційним до енергетичної світності цього отвору. Отже, сила термоструму буде також пропорційна енергетичній світності  $R$  отвору печі.

Вважаючи отвір електричної печі абсолютно чорною випромінюючою площиною і враховуючи вище сказане, можна записати рівняння:

$$R = \sigma T^4, \quad I \sim R.$$

З даних рівнянь випливає, що сила термоструму пропорційна четвертому степеню абсолютної температури:

$$I = \beta T^4, \quad (10.18)$$

де  $\beta$  – коефіцієнт пропорційності. Логарифмуючи співвідношення (10.18), отримаємо:

$$\lg I = \text{const} + 4 \lg T \quad (10.19)$$

де  $\text{const} = \lg \beta$ . З рівності (10.19) випливає, що графік залежності  $\lg I$  від  $\lg T$  є прямою, тангенс кута якої до осі абсцис рівний 4.

### Порядок виконання роботи

1. Відрегулювати положення вхідного вікна термостовпчика так, щоб воно знаходилося навпроти вихідного отвору пічки.
  2. Встановити термостовпчик на відстані 3 см від отвору пічки.
  3. Ввімкнути електроніч.
  4. Коли температура печі досягне  $300^\circ\text{C}$  записати значення струму за шкалою гальванометра  $G_1$ .
  5. Записувати значення температури і струму через кожні 30 градусів (приблизно 10 – 12 показів). Результати вимірювань занести в таблицю.
- | $t_1$ | $t_2$ | $T$ | $\lg T$ | $I$ | $\lg I$ |
|-------|-------|-----|---------|-----|---------|
|       |       |     |         |     |         |
|       |       |     |         |     |         |
|       |       |     |         |     |         |
|       |       |     |         |     |         |
6. Вимкнути пічку вимикачем та ввімкнути вентилятор для її охолодження.
  7. Повторити вимірювання за п.п. 3 – 6, встановивши термостовпчик на відстані 2 і 2 см від отвору пічки.
  8. Побудувати залежності  $\lg I$  від  $\lg T$  для трьох положень термостовпчика та розрахувати тангенс кута нахилу прямої. Порівняти отримане значення з теоретичним, яке випливає із закону Стефана–Больцмана.
  9. Зробити висновки.

### Контрольні запитання

1. Чому теплове випромінювання називають рівноважним?
  2. Що називають енергетичною світністю тіла? Як визначається енергетична світність тіла?
  3. Що називають випромінювальною і поглинальною здатністю тіла? Від яких параметрів вони залежать?
  4. Які тіла називають абсолютно чорними?
  5. Сформулюйте закон Кірхгофа і запишіть його.
  6. З'ясуйте фізичну суть універсальної функції Кірхгофа.
  7. Зарисуйте криву залежності універсальної функції Кірхгофа від довжини хвилі. Дайте інтерпретацію зарисованих вами кривих.
  8. Сформулюйте і запишіть закон Стефана–Больцмана. Чому в формулі (10.15), яка фактично є законом Стефана–Больцмана, входить стала  $A$ ? Який її зміст?
  9. З'ясуйте фізичний зміст сталої Стефана–Больцмана.
  10. Запишіть закон зміщення Віна і поясніть його суть.
  11. Запишіть аналітичну функцію Віна розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Покажіть, як вона узгоджується з експериментальними кривими.
  12. Запишіть аналітичну функцію Релея–Джінса розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Покажіть, як вона узгоджується з експериментальними кривими.
  13. З'ясуйте суть "ультрафіолетової катастрофи".
  14. Запишіть функцію Планка розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла. Поясніть, які ідеї Планка лягли в основу теорії випромінювання абсолютно чорного тіла. Як формула Планка узгоджується з експериментальними даними?
  15. З'ясуйте фізичну суть сталої Планка.
  16. З'ясуйте умови, за яких формула Планка переходить в формули Віна і Релея–Джінса. Покажіть, як користуючись формулою Планка, можна отримати формулу Стефана–Больцмана та закони Віна?
  17. Які оптичні прилади називають пірометрами і де вони використовуються? З'ясуйте їх будову і принцип дії.
- Література:** [1], с. 507 – 523; [3], с. 323 – 337; [4], с. 675 – 709.

### Робота № 11

#### Вивчення законів зовнішнього фотоелектру

**Мета роботи:** Вивчити закони фотоелектру, ознайомитись із будовою та принципом дії вакуумного фотоелемента, методами дослідження зако-

нів фотоелектру, зняттям вольт-амперних характеристик фотоелемента і перевірити закон Столетова.

**Прилади і обладнання:** Установка для вивчення зовнішнього фотоелектру, змінні фотоелементи.

#### Теоретичні відомості

Під зовнішнім фотоелектром розуміють взаємодію світла з речовиною, яка призводить до повного вивільнення електронів з речовини.

Експериментально було встановлено наступні **закони фотоелектру:**

1. Величина фотоструму насичення пропорційна освітленості (світловому потоку) поверхні речовини.

2. Максимальна кінетична енергія вирваних фотоелектронів пропорційна частоті падаючого світла і не залежить від його інтенсивності.

3. Для кожної речовини існує «червона межа» фотоелектру, тобто максимальна довжина хвилі  $\lambda_{\max}$ , за якої ще спостерігається фотоелектр. Значення  $\lambda_{\max}$  залежить від природи речовини і стану її поверхні.

4. Зовнішній фотоелектр практично безінерційний.

Вивільнення електронів із речовини, яка зумовлена електромагнітним випромінюванням, називається **фотоелектронною емісією**. Зовнішній фотоелектр – квантове явище, яке спостерігається не тільки на межі розділу твердого тіла – вакуум, але й в газах на окремих атомах (відоме як фотоіонізація), на атомних ядрах (фотоядерні реакції).

Кількісно зовнішній фотоелектр характеризується **квантовим виходом**  $\eta = N_e / N_{\phi}$  – усередненою кількістю електронів  $N_e$ , які вириваються з поверхні твердого тіла під дією певної кількості фотонів  $N_{\phi}$  заданої енергії (довжиною хвилі). У числовому вираженні  $\eta$  дорівнює кількості вирваних електронів під дією одного фотона світла. При певній довжині хвилі світла величина  $\eta$  є сталою величиною. Тому, чим більша кількість падаючих фотонів, тим більший фотострум.

А. Ейнштейн у 1905 році показав, що явище фотоелектру і його закономірності можуть бути пояснені на основі квантової теорії світла, яку він і створив.

Згідно з Ейнштейном світло з частотою  $\nu$  не лише випромінюється, але і поширюється в просторі і поглинається речовиною окремими порціями (квантами), енергія яких  $\varepsilon = h\nu$ , де  $h = 6,62 \cdot 10^{-34} \text{ Дж} \cdot \text{с}$  – стала Планка. Поширення світла треба розглядати не як неперервний хвильовий процес, а як потік локалізованих у просторі дискретних світлових квантів, що поширюються зі швидкістю поширення світла у вакуумі. Ці кванти отримали назву фотонів (Льюїс, 1926 р, США).

За Ейнштейном кожний фотон поглинається лише одним електроном. Тому кількість вирваних фотоелектронів повинна бути пропорційна кількості поглинутих фотонів, тобто пропорційна до інтенсивності падаючого світла (перший закон фотоелектру). Безінерційність фотоелектру пояснюється тим, що передача енергії фотонем електрону відбувається практично миттєво.

Енергія фотона, що падає, витрачається на виконання електроном роботи виходу  $A$  з металу і на надання електрону кінетичної енергії. Користуючись законом збереження енергії, Ейнштейн запропонував рівняння:

$$h\nu = A + \frac{mv_{\max}^2}{2}, \quad (11.1)$$

де  $h\nu$  – енергія поглинутого кванта світла,  $A$  – робота виходу електрона з металу,  $v_{\max}$  – максимальна швидкість вирваних електронів,  $m$  – маса електрона.

Рівняння (11.1), записане у вигляді

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = h\nu - A, \quad (11.2)$$

називають **рівнянням Ейнштейна для фотоелектру**. Із (11.2) видно, що максимальна кінетична енергія фотоелектронів лінійно зростає із збільшенням частоти випромінювання, що падає на речовину і не залежить від його інтенсивності, оскільки робота виходу  $A$  для даної речовини є величиною сталою. Оскільки із зменшенням частоти кінетична енергія фотоелектронів зменшується, то за деякої частоти  $\nu = \nu_{\min}$  кінетична енергія фотоелектронів буде дорівнювати нулю і рівняння (11.2) запишеться так:

$$h\nu_{\min} = h\frac{c}{\lambda_{\max}} = A, \quad \Rightarrow \quad \lambda_{\max} = \frac{hc}{A}. \quad (11.3)$$

Як видно із (11.3) значення  $\lambda_{\max}$  залежить лише від роботи виходу електрона, тобто від природи речовини і стану її поверхні.  $\lambda_{\max}$  називають

**граничною довжиною хвилі, або червоною межею фотоелектру**. На рис. 11.1 наведено криву залежності величини фотоструму  $I_{\phi}$  від напруги (вольтамперна характеристика). Із рис. 11.1 видно, що фотострум існує і в області від'ємних напруг від 0 до  $U_0$ .

Це пояснюється тим, що фотоелектрони, вибиті із речовини, володіють відмінною від нуля початковою кінетичною енергією, яка визначається співвідношенням:

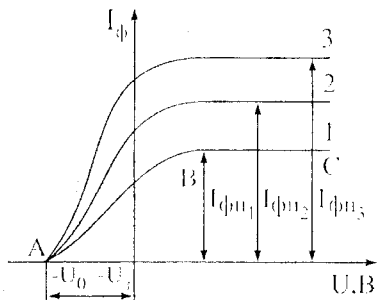


Рис. 11.1

$$\frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_0, \quad (11.3)$$

де  $e$  – заряд електрона,  $U_0$  – затримуюча напруга.

Якщо врахувати, що

$$A = h\nu_{\min}, \quad (11.4)$$

то формулу (11.1) запишемо так:

$$h\nu = h\nu_{\min} + eU_0,$$

відки

$$h = \frac{eU_0}{\nu - \nu_{\min}}. \quad (11.5)$$

Прилади, дія яких ґрунтується на явищі фотоелектру, називаються **фотоелементами**.

Фотоелементи із зовнішнім фотоелектром поділяються на вакуумні і газонаповнені. Вакуумний фотоелемент складається із скляного балона, всередині якого розмішені фотокатод і анод. Фотокатод являє собою тонкі шари сурми і цезію, нанесені на внутрішню поверхню скляного балона. Матеріал фотокатода вибирається залежно від області застосування фотоелемента. Так, сурмяно-цезієві фотокатооди чутливі до ультрафіолетової та короткохвильової ділянок видимого світла, а киснево-цезієві – до інфрачервоної ділянки спектра. Металевий анод фотоелемента має форму сфери і розташований у центральній частині скляного балона.

Якщо поверхню металу у вакуумі бомбардувати швидкими електронами, то ці електрони викликають емісію нових електронів з цієї ж поверхні, тобто спостерігається явище вторинної електронної емісії. Число вторинних електронів може бути в кілька разів більшим за число первинних електронів. Це явище лежить в основі роботи фотоелектронних помножувачів (рис. 11.2), які застосовуються в різних галузях науки і техніки: для вимірювання слабких постійних і змінних світлових потоків та для реєстрації слабких імпульсних світлових сигналів.

Різні фотоелементи, хоч і мають певні особливості, проте їх властивості визначаються деякими спільними загальними характеристиками. Зокрема:

**Вольт-амперна характеристика** показує залежність фотоструму від прикладеної до фотоелемента напруги  $I_{\phi} = f(U)$ .

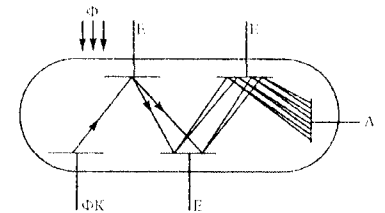


Рис. 11.2

**Інтегральна чутливість**  $k$  характеризує величину фотоструму, що дає фотоелемент, коли на нього падає одиниця світлового потоку не розкладеного в спектр світла:

$$k = \frac{I_{\phi} \text{ мкА}}{\Phi \text{ лм}},$$

де  $I_{\phi}$  – сила фотоструму,  $\Phi$  – світловий потік.

**Спектральна чутливість** характеризує залежність величини фотоструму від довжини світлової хвилі, що падає на катод фотоелемента  $I_{\phi} = f(\lambda)$ .

**Світлова характеристика** показує залежність фотоструму від освітленості фотокатода  $I_{\phi} = f(E)$ .

Крім цього, фотоелементи ще характеризуються **інерційністю**, тобто часом, протягом якого встановлюється фотострум відповідно до зміни освітленості та **величиною темного струму**, тобто величиною струму у фотоелементі, коли він не освітлений та деякими іншими величинами.

До особливостей фотоелементів із зовнішнім фотоелементом треба віднести: **лінійність світлової характеристики**, **наявність струму насичення** у вольт-амперній характеристиці, значну **безінерційність**. Ці особливості є перевагами фотоелементів із зовнішнім фотоелементом над іншими видами фотоелементів і зумовлюють їх широке практичне застосування (в кіноапаратурі, різноманітних схемах автоматики і телемеханіки, телебаченні).

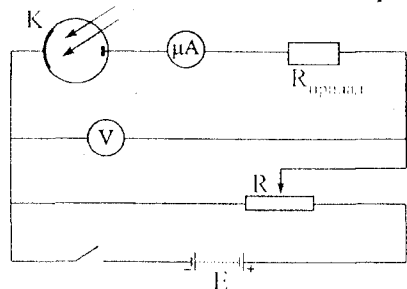


Рис. 11.3

Експериментальне вивчення законів зовнішнього фотоелементу проводиться за допомогою вакуумного фотоелемента, який перетворює падаючий на нього світловий потік в електричний сигнал – зміну струму у зовнішньому електричному колі.

Для дослідження зовнішнього фотоелементу фотоелемент вмикається в електричне коло, принципова схема якої наведена на рис. 11.3. Фотострум, що виникає в колі фотоелемента вимірюється мікроамперметром  $\mu A$ . Напруга між анодом і катодом вимірюється вольтметром  $V$  і його можна змінювати з допомогою потенціометра  $R$ . Постійну напругу на схему подають від джерела живлення  $E$ .

Експериментальне вивчення законів зовнішнього фотоелементу проводиться за допомогою вакуумного фотоелемента, який перетворює падаючий на нього світловий потік в електричний сигнал – зміну струму у зовнішньому електричному колі.

Експериментальне вивчення законів зовнішнього фотоелементу проводиться за допомогою вакуумного фотоелемента, який перетворює падаючий на нього світловий потік в електричний сигнал – зміну струму у зовнішньому електричному колі.

Експериментальне вивчення законів зовнішнього фотоелементу проводиться за допомогою вакуумного фотоелемента, який перетворює падаючий на нього світловий потік в електричний сигнал – зміну струму у зовнішньому електричному колі.

Експериментальне вивчення законів зовнішнього фотоелементу проводиться за допомогою вакуумного фотоелемента, який перетворює падаючий на нього світловий потік в електричний сигнал – зміну струму у зовнішньому електричному колі.

## Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з електричною схемою установки, наведеної на рис. 11.3, та з розташуванням вимірювальних приладів і ручок управління на панелі, на якій зібрана ця схема (див. заводську інструкцію).

2. Встановити на приладі фотоприймач з досліджуваним фотоелементом.

3. Підключити шнури живлення до мережі 220 В і включити вимірювальний блок перемикачем на його задній панелі в положення «вкл».

4. Включити прилад перемикачем на його передній панелі. При цьому повинен засвітитися індикатор.

5. Почекаати поки прогріється лампа освітлювача (10 – 15 хв).

6. За допомогою ручок ГРУБО і ТОЧНО встановити на індикаторі напруги покази 0.

7. Встановити світлофільтр в положення 1 ( $\lambda = 407 \text{ нм}$ ).

8. Зняти вольт-амперну характеристику фотоелемента для даної довжини хвилі. Для цього підвищувати напругу за допомогою ручок ГРУБО і ТОЧНО на вимірювальному блоці і через кожні 10В відмічати значення фотоструму. Вимірювання проводити до величини фотоструму насичення  $I_n$ . Значення напруги  $U$  і фотоструму  $I$  занести в таблицю.

$\lambda$ , нм	$U$ , В	$I$ , мкА

9. За допомогою повороту кільця, розташованого на вихідному вікні приладу змінити освітленість фотоелемента і записати струм насичення  $I_{n2}$ . Порівняти струми насичення при різних освітленнях.

10. Повторити досліди 7 – 9 раз для світлофільтрів: 2 ( $\lambda = 435 \text{ нм}$ ), 3 ( $\lambda = 546 \text{ нм}$ ), 4 ( $\lambda = 578 \text{ нм}$ ).

11. За отриманими даними побудувати вольт-амперні характеристики для різних довжин хвиль.

**Примітка:** Не рекомендується встановлювати значення напруги, яка нижче запірної.

Після закінчення роботи необхідно відключити живлення приладу перемикачем «вкл-викл» (на задній панелі вимірювального блоку і передній панелі приладу).

## Контрольні запитання

1. З'ясуйте суть явища зовнішнього фотоелементу.
2. Сформулюйте закони фотоелементу. Поясніть їх на основі квантових уявлень.
3. Чим пояснюється наявність струму насичення у фотоелементів із зовнішнім фотоелементом?

4. Якими способами можна виміряти максимальну швидкість фотоелектронів? З'ясуйте їхню суть.
5. Чому для катодів фотоелементів із зовнішнім фотоелементом використовують лужні метали?
6. Як за допомогою дослідних даних з фотоелементу визначити сталу Планка  $h$ ?
7. Поясніть принцип дії фотоелектронного помножувача.
8. Що таке вольт-амперна і світлова характеристики та інтегральна і спектральна чутливості фотоелемента?
9. Який фотострум називають темновим?
10. Зарисуйте електричну схему для дослідження вольт-амперної характеристики вакуумного фотоелемента.
11. Зарисуйте вольт-амперну характеристику вакуумного фотоелемента. Опишіть її характерні особливості.
12. Чому вольт-амперні характеристики вакуумного фотоелемента мають горизонтальну ділянку?
13. Дайте визначення затримуючої напруги. З якою фізичною величиною, що характеризує фотоелемент, вона безпосередньо пов'язана?
14. Що називається червоною межею фотоелементу і як її можна визначити експериментально?
15. Дайте визначення роботи виходу електрона з металу. Як можна знайти її значення за допомогою явища зовнішнього фотоелементу?

Література: [1], с. 523 – 541, [3], с. 337 – 347.

## Робота № 12

### Визначення показника заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе та показника заломлення скла за допомогою мікроскопа

**Мета:** Ознайомитись з будовою і принципом дії рефрактометра Аббе та мікроскопа і визначити показник заломлення ряду розчинів і скла.

**Прилади і матеріали:** Рефрактометр Аббе, дистильована вода, набір розчинів різної концентрації (цукру, солі), джерело світла, мікроскоп з мікрометричним гвинтом, скляні пластинки різної товщини із взаємно перпендикулярними подряпинами на обох поверхнях, мікрометр.

#### 1. Визначення показника заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе

## Теоретичні відомості та опис приладів

Розглянемо проходження променя із середовища оптично більш густого в менш оптично густе. Із закону заломлення випливає, що при  $n_1 > n_2$  заломлений промінь віддаляється від нормалі, тобто кут заломлення буде більший від кута падіння  $r > k$  (рис.12.1). Якщо збільшувати кут  $k$ , то буде збільшуватись і кут  $r$ . Накінець, наступить момент, коли кут заломлення  $r$  стане рівним  $90^\circ$ , а  $\sin r$  рівним одиниці (промінь 2 на рис. 12.1). В цьому випадку заломлений промінь буде поширюватись вздовж межі поділу двох середовищ ( $PP'$ ). Далі збільшення кута падіння  $k$  призведе до того, що

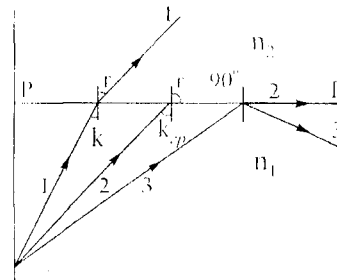


Рис. 12.1

$\sin r = \frac{n_2}{n_1} \sin k$  стане більшим за одиницю, чого бути не може, і закон заломлення втрачає зміст. Значить заломлення не відбувається, а від поверхні поділу промінь відбивається в те ж середовище, із якого він вийшов (промінь 3). Це явище носить назву **повного внутрішнього відбивання**. Кут падіння  $k$ , якому відповідає кут заломлення  $r$  рівний  $90^\circ$ , називається **граничним кутом повного внутрішнього відбивання**.

Значення кута  $k_p$  визначається за формулою:

$$\sin k_p = \frac{n_2}{n_1}. \quad (12.1)$$

На практиці часто мають справу з явищем повного внутрішнього відбивання на межі скло-повітря. Оскільки для повітря  $n_1 = 1$ , то вираз (12.1) набере вигляду:

$$\sin k_p = \frac{1}{n_2}. \quad (12.2)$$

Із сказаного зрозуміло, що коли відомий показник заломлення одного із середовищ і граничний кут, то можна визначити показник заломлення другого середовища. Зручність цього методу полягає в тому, що для визначення показника заломлення потрібно виміряти лише один граничний кут і досліджуваній речовині не потрібно надавати певної геометричної форми, бо для спостереження повного внутрішнього відбивання суттєвою є лише наявність плоскої межі поділу двох середовищ.

Для визначення показника заломлення рідин використовують рефрактометр Аббе, в основі дії якого лежить явище повного внутрішнього відбивання.

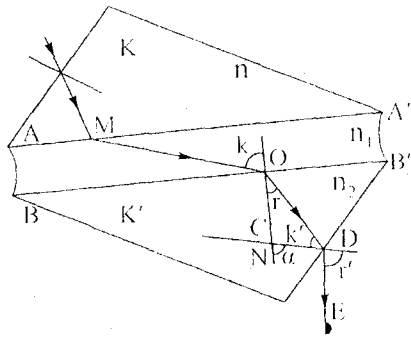


Рис. 12.2

Розсіяні світлові промені, що надходять від допоміжної призми  $K$  з матовою діагональною гранню, проходять через рідину і падають на поверхню призми під кутами від  $0$  до  $90^\circ$ . Розглянемо промінь  $MO$ , який падає під кутом  $k = 90^\circ$  на межу поділу рідина-поверхня призми  $K'$ . Промінь заломиться під кутом  $r = r_{cp}$ , а на межі скло-повітря під кутом  $r'$ .

Тоді

$$\frac{1}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (12.3)$$

$$\frac{\sin r'}{\sin k'} = n_2. \quad (12.4)$$

Всі інші промені (окрім променя  $MO$ ) проходять у вимірювальну призму під кутами, меншими ніж  $r = r_{cp}$ .

Граничному куту  $r$  завжди відповідає граничне значення кута  $r'$ , величину якого завжди можна виміряти.

Для  $\triangle ODC$  зовнішній кут  $\angle DCN = r_{cp} + k' = \alpha$ . Тоді із (12.4)

$$\sin r'_{cp} = n_2 \sin k' = n_2 \sin(\alpha - r_{cp}) = n_2 \sin \alpha \cos r_{cp} - \cos \alpha \sin r_{cp}. \quad (12.5)$$

Враховуючи, що  $\sin r_{cp} = \frac{n_1}{n_2}$ , а  $\cos r_{cp} = \sqrt{1 - \sin^2 r_{cp}} = \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2}}$ , отримаємо:

$$\sin r'_{cp} = \sin \alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2} - n_1 \cos \alpha. \quad (12.6)$$

Оскільки для даної призми  $n_2$  і  $\alpha$  – величини сталі і визначаються незалежно, то при різних значеннях  $n_1$  змінюватиметься  $r'$ . Отже, вимірюючи  $r'$ , можна вимірювати показники заломлення різних речовин. Формулу (12.6) на практиці використовують для градуювання шкали рефрактометрів, а невідомі показники заломлення речовини визначають по градуювальній шкалі.

Нехай оптична вісь зорової труби рефрактометра співпадає з напрямком променя  $DE$  (рис. 12.2). Тоді всі промені, які виходять із призми  $K'$  під кутами меншими граничного  $r'_{cp}$ , освітять праву частину поля зору. Ліва частина поля зору труби буде темною, оскільки промені, які б виходили з призми  $K'$  під кутами більшими за  $r'_{cp}$  відсутні. Отже, при спостереженні в монохроматичному світлі поле зору зорової труби буде розділене на дві частини: світлу (справа) і темну (зліва).

Припустимо, що для певної рідини призми  $K$  і  $K'$  розташовані так, що в полі зору спостерігається різке розділення світлого і темного полів, причому межа розділу розташована посередині зорового поля.

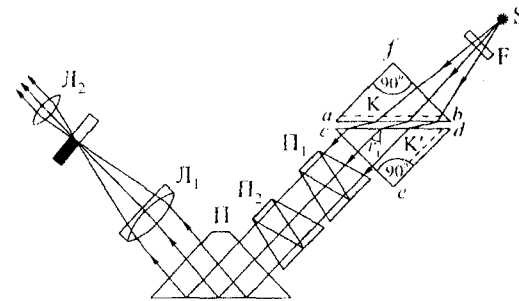


Рис. 12.3

Якщо між призмами помістити іншу речовину, то для неї  $r'_{cp}$  буде іншим і межа поділу зміститься з центра поля зору. Щоб межу поділу помістити в центрі поля зору, потрібно повернути призми  $K$  і  $K'$  на певний кут, за яким і градуують рефрактометр. Коли користуватись білим світлом, то замість різкої межі між світлою і темними частинами поля зору спостерігається райдужне забарвлення, яке усувають компенсатором – призмами Амічі. Призми Амічі складені з трьох призм: двох крайніх з кронгласу і середньої з флінта.

На рис. 12.3 подано схему рефрактометра Аббе. Світлові промені від джерела світла  $S$ , яким є підсвічуюче дзеркало, падають на дві скляні прямокутні призми  $K$  і  $K'$ , проходять тонкий шар досліджуваної рідини, через компенсатор Амічі (призми  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$ ), і поворотну призму  $\Pi$  і лінзу  $L_1$  попадають в окуляр і око спостерігача.

### Експериментальна установка

Експериментальна установка, призначена для виконання комплексу задач, вказаних вище, складається з рефрактометра ИФР-454 з рефрактометричним блоком для вимірювання показників заломлення в діапазоні від 1,2 до 1,7, циркуляційного термостата для перевірки залежності показника заломлення рідини

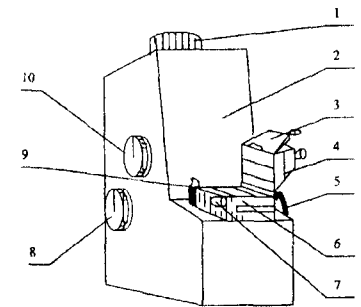


Рис. 12.4

від температури, набору скляних пластин для визначення показника заломлення твердих речовин, освітлювача, набору посудин з розчинами гліцерину у воді різної концентрації.

Рефрактометр ИФР-454 складається з наступних основних частин (рис. 12.4): корпуса 2, зорової труби з окуляром 1 і рефрактометричного блока 3, нижня частина якого є вимірювальною призмою, а верхня – освітлюючою. Рефрактометричний блок жорстко з'єднаний із шкалою відраховуючого пристрою, розташованого всередині корпуса приладу. Щоб знайти межу розділу і сумістити її з перехрестям сітки, необхідно, обертаючи маховичок 8, нахилити рефрактометричний блок до потрібного положення. Для усунення забарвленості спостережуваної межі розділу служить компенсатор. Маховичком 10 можна обернути призми компенсатора одночасно в різні боки, усуваючи при цьому кольорову смужку межі розділу. Досліджувана рідина підсвічується дзеркалом 6 (на рис. 12.4 воно показано в закритому положенні), а шкала показників заломлення – дзеркалом 5. Похибка приладу рівна  $5 \cdot 10^{-4}$ .

Циркуляційний термостат являє собою нагрівник води, що живиться від мережі, і заповнює замкнутий контур. Циркуляція води забезпечується різницею густин холодної і гарячої води на вході і виході термостата. Канали рефрактометричного блоку є елементами контуру.

Контроль температури здійснюється термометром, що поміщується в спеціальне гніздо 7 рефрактометричного блока.

### Порядок виконання роботи

1. Відкрити вимірювальну призму і на її поверхню піпеткою нанести 2–3 краплі дистильованої води. Закрити камеру.
2. Повернути дзеркало так, щоб поле зору було освітлене найкраще.
3. Навести окуляр на виразне зображення шкали. Компенсатором усунути хроматизм.
4. Пересувати зорову трубу доти, поки три риси в полі її зору /---/ не співпадуть з межею поля зору, і записати відповідний показник заломлення для води (показник заломлення води при 20 °С повинен бути 1,33291).
5. Виміряти показник заломлення десяти розчинів різної концентрації у дистильованій воді з відомою концентрацією (С %). Виміряти показник заломлення розчину з невідомою концентрацією. Результати вимірювання занести в таблицю.

Після виконання експерименту необхідно протерти м'якою ганчіркою, змоченою спиртом, поверхню вимірювальної і освітлювальної призми. Посудини з досліджуваними розчинами покласти на своє місце.

Таблиця

№ досліджу	Показник заломлення $n$	Концентрація С, %
1		
2		
...		
10		
Невідома концентрація		

6. Побудувати графік залежності показника заломлення розчинів від їх концентрації. Знайти на кривій концентрацію, яка відповідає показнику заломлення невідомого розчину.

## II. Визначення показника заломлення скла за допомогою мікроскопа

### Теоретичні відомості

Абсолютним показником заломлення будь-якого середовища називається відношення синуса кута падіння променя, що йде з пустоти, до синуса кута заломлення в цьому середовищі:  $n = \frac{\sin i}{\sin r}$ . Показник заломлення

скла можна виміряти методом визначення уявної товщини плоско паралельної пластинки за допомогою мікроскопа. Коли розглядати предмет через плоско паралельний шар прозорої речовини, показник заломлення якої більший за показник заломлення повітря, то внаслідок заломлення світла на межі поділу двох середовищ предмет здаватиметься дещо піднятим над своїм дійсним положенням.

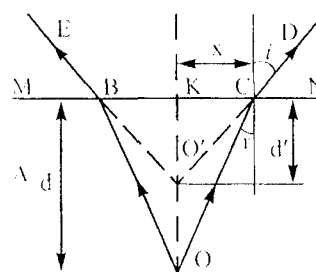


Рис. 12.5

Нехай з точки  $O$ , яку розглядаємо через плоско паралельну пластинку  $A$  (рис. 12.5), ідуть два промені  $OB$  і  $OC$ . Ці промені після заломлення на поверхні  $MN$  підуть в напрямках  $BE$  і  $CD$  в повітря, продовження їх перетнуться в точці  $O'$ . В цій точці перетнуться також і продовження всіх заломлених променів, що виходять з точки  $O$  у всіх інших напрямках. Отже спостерігачеві здається, що промені виходять не з точки  $O$ , а з уявного її зображення – з точки  $O'$ .

Встановимо зв'язок між показником заломлення скла  $n$ , товщиною пластинки  $d$  і уявним зміщенням точки  $O$ . З трикутників  $KOC$  і  $K'O'C$  маємо:

$$\operatorname{ctgr} = \frac{d}{x}, \quad (12.7)$$

$$\operatorname{ctgi} = \frac{x}{d'}. \quad (12.8)$$

Поділивши рівність (12.7) на (12.8) отримаємо:

$$\frac{d}{d'} = \frac{\operatorname{ctgr}}{\operatorname{ctgi}} = \frac{\sin i \cos r}{\sin r \cos i},$$

звідки

$$\frac{d}{d'} = n \frac{\cos r}{\cos i},$$

де  $d$  і  $d'$  – відповідно дійсна та уявна товщини пластинки.

При малих кутах (спостереження по нормалі)

$$i = 0, r = 0, n = d/d'. \quad (12.9)$$

Отже, щоб визначити коефіцієнт заломлення скла, треба дійсну товщину пластинки поділити на уявну. Дійсну товщину вимірюють мікрометром. Уявна товщина пластинки  $d'$  визначається різницею відліків положення тубуса мікроскопа при наведенні його на верхню і нижню поверхні. Ціна поділки  $z$  нерухомого диска мікрометричного гвинта визначається рівністю  $z = s/p$ , де  $s$  – крок гвинта,  $p$  – кількість поділок на диску гвинта. Встановивши мікроскоп так, щоб було виразно видно подряпину на верхній поверхні пластинки, на диску мікрометричного гвинта визначаємо поділку  $k_1$ , яка знаходиться проти позначки. Мікрометричним гвинтом переміщуємо тубус вниз у положення, при якому видно чітке зображення подряпини на нижній поверхні. Відлічуємо ціле число обертів гвинта  $m$  і записуємо поділку  $k_2$ , проти якої зупинився показник. Переміщення тубуса мікроскопа визначить величину уявної товщини пластинки:

$$d' = ms + z(k_1 + k_2). \quad (12.10)$$

Значення  $d'$  із (12.10) підставляємо в рівність (12.9) і одержуємо формулу для визначення показника заломлення:

$$n = \frac{d}{ms + z(k_2 - k_1)}. \quad (12.11)$$

### Порядок виконання роботи

1. Виміряти мікрометром кілька разів товщину пластинки поблизу подряпини. З одержаних вимірів обчислити середнє значення  $d$ .

2. Визначити ціну поділки  $z$  диска мікрометричного гвинта мікроскопа.

3. Покласти пластинку на предметний столик так, щоб перетин подряпини був у центрі поля зору мікроскопа. Навести мікроскоп на верхню

подряпину і зробити відлік  $k_1$  по диску мікрометричного гвинта, потім навести мікроскоп на нижню подряпину, зробити відлік  $k_2$ . Наводити мікроскоп кілька разів на нижню і верхню подряпини. Визначити середнє значення  $k_1$  і  $k_2$ . Вказані виміри провести в білому світлі не менше трьох разів.

4. За формулою (12.11) обчислити показник заломлення. В даній роботі визначити показник заломлення 2 – 3 пластинок різної товщини. Порівняти ступінь точності залежно від товщини пластинки.

5. Повторити всі вказані виміри ще три рази в монохроматичному світлі, для чого відповідні світлофільтри розмістити під предметним столиком.

6. Побудувати графік залежності  $n$  від  $\nu$ , відкладаючи по осі  $y$  –  $n$ , а  $\nu$  – по осі  $x$ .

7. У всіх випадках обчислити похибки і записати їх в таблицю.

**Перше** вимірювання провести, використовуючи світлофільтри КС–10 і СЗС–8, для яких  $\lambda_1 = 5876 \text{ \AA}$ , а  $\nu_1 = 5,1 \cdot 10^{14}$  Гц; друге – із світлофільтрами ЖС–18 і СС–5:  $\lambda_2 = 5016 \text{ \AA}$ ,  $\nu_2 = 5,98 \cdot 10^{14}$  Гц; третє – із світлофільтрами СС–5 і СС–8:  $\lambda_3 = 4471 \text{ \AA}$ ,  $\nu_3 = 6,71 \cdot 10^{14}$  Гц.

### Контрольні запитання

1. З'ясуйте суть явища повного внутрішнього відбивання.
2. Який принцип дії рефрактометра Аббе.
3. Показник заломлення призми рефрактометра  $n_2 = 1,73$ . Визначте, аналізуючи формулу (1.6), межі вимірювання рефрактометра.
4. Чому виникає райдужне забарвлення межі поля зору в рефрактометрі при освітленні білим світлом? Як його усунути?
5. Чому нижню поверхню освітлювальної призми роблять матовою?
6. Яке фізичне явище лежить в основі принципу роботи рефрактометра Аббе?
7. Чому робочі призми рефрактометра виготовляють зі скла з якомога більшим показником заломлення?
8. Що називають абсолютним і відносним показником заломлення? Який їх фізичний зміст?
9. Як впливає товщина пластинки на точність визначення показника заломлення цим методом?
10. Сформулюйте основні закони геометричної оптики.
11. Встановіть зв'язок між показником заломлення і довжиною монохроматичної хвилі у вакуумі і в середовищі.
12. У яких випадках справедлива формула (12.11)?



Примітка:  $S = 0,1 \text{ мм}$ ;  $z = 0,002 \text{ мм}$ .

Література: [1], с. 290 – 299, 392 – 394; [4], с. 412 – 418; [5], с. 78 – 85

## Робота № 13

### Вивчення світла поляризованого по колу і по еліпсу

**Мета:** Вивчення поляризованого світла по колу і по еліпсу. Ознайомлення з методами лабораторного виявлення і аналізу поляризованого світла.

**Прилади і матеріали:** Полярископ-поляриметр ПКС-250М, оптично анізотропні речовини.

### Теоретичні відомості

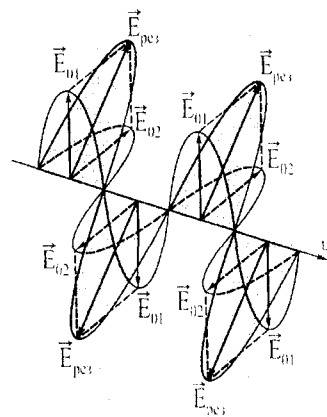


Рис. 13.1

При додаванні двох лінійно поляризованих світлових хвиль виникають нові стани поляризації. Тут можуть мати місце різні випадки.

Випадок, коли коливання електричних векторів  $\vec{E}_1$  і  $\vec{E}_2$  двох хвиль здійснюються в одній площині особливого інтересу не представляє, оскільки незалежно від співвідношення фаз, результуюче коливання також буде лінійно поляризованим.

Цікавим є випадок додавання лінійно поляризованих світлових хвиль, коли напрямки коливань векторів  $\vec{E}_1$  і  $\vec{E}_2$  взаємно перпендикулярні. В даному разі результат залежить від різниці фаз хвиль. Якщо хвилі мають рівні за величиною амплітуди ( $\vec{E}_{01} = \vec{E}_{02}$ ) і однакові фази (різниця фаз дорівнює нулю), то результуюча хвиля буде також лінійно поляризованою, напрямком коливань результуючого вектора  $\vec{E}_{0}$  буде складати кут  $\alpha = 45^\circ$  з напрямком коливань векторів  $\vec{E}_{01}$  і  $\vec{E}_{02}$  (рис. 13.1). Якщо різниця фаз дорівнює  $\pi$  або  $k\pi$  (різниця ходу  $\lambda/2$  або  $k\lambda/2$ ), то напрямком коливань вектора  $\vec{E}_{0}$ , також складатиме з напрямком  $\vec{E}_{01}$  і  $\vec{E}_{02}$  кут  $\alpha = 45^\circ$ . Різниця тільки в тому, що в першому випадку вектор  $\vec{E}_{0}$  коливається в I і III квадрантах (рис. 13.1), в другому – в II і IV квадрантах. Нові стани поляризації будуть ви-

никати при інших різницях фаз. Якщо різниця фаз дорівнюватиме  $\pi/2$  (різниця ходу  $\lambda/4$ ), то кінець результуючого вектора  $\vec{E}_{0}$  описуватиме ліво-

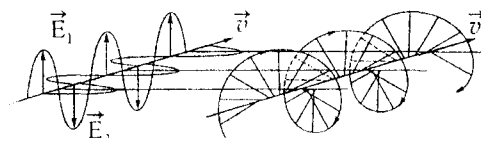


Рис. 13.2

гвинтову лінію на поверхні колового циліндра (рис. 13.2). Якщо перша хвиля буде випереджати другу хвилю на  $\pi/2$ , то кінець вектора  $\vec{E}_{0}$  буде описувати правогвинтову лі-

нію на коловому циліндрі. В обидвох випадках поляризація світла називається **коловою** або **циркулярною**. Колова поляризація називається **правоколовою**, коли електричний вектор  $\vec{E}_{0}$  обертається за годинниковою стрілкою, якщо спостерігач дивиться назустріч променю (і навпаки) У випадку поляризованого світла по колу проєкційні картини будуть просто колами.

В загальному випадку при додаванні двох лінійно поляризованих взаємно перпендикулярних світлових хвиль при довільній різниці фаз, кінець електричного вектора  $\vec{E}_{0}$  буде описувати еліптичну гвинтову лінію і

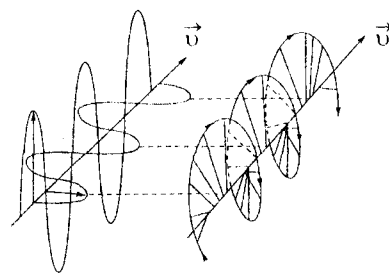


Рис. 13.3

проєкційна картина буде еліпсом (рис. 13.3)

Відношення півосей і орієнтація еліпса залежить від різниці фаз. Така поляризація називається **еліптичною**. Вона також буває **правою** або **лівою**.

Еліптичну поляризацію можна отримати і при додаванні світлових хвиль з різницею фаз  $\pi/2$ , якщо амплітуди цих хвиль будуть різні ( $\vec{E}_{01} \neq \vec{E}_{02}$ ). При цьому напрямок великої осі еліпса співпадає з напрямком коливань електричного вектора хвилі з більшою амплітудою (рис. 13.3).

Отже, в залежності від різниці фаз і співвідношення амплітуд можна отримати світло поляризоване лінійно, по еліпсу або по колу.

При різниці фаз, яка дорівнює парному числу четвертин періода ( $2k\pi/2$ ), отримується лінійно поляризоване світло (рис. 13.1). Різниця фаз, яка рівна непарному числу четвертин періода  $[(2k+1)\pi/2]$ , дає світло, поляризоване по колу. У всіх інших випадках отримується світло, поляризоване по еліпсу (рис. 13.3)

Для отримання еліптично і циркулярно поляризованого світла використовують, як правило, явище подвійного променезаломлення. Прилади, призначені для цього, називають **фазовими пластинками**.

Щоб отримати світло поляризоване по колу, достатньо пропустити лінійно поляризований пучок світла через кварцову пластинку з оптичною товщиною в  $1/4$  довжини хвилі за умови, що електричний вектор лінійно поляризованого світла складає з оптичною віссю чверть хвильової пластинки кут  $\alpha = 45^\circ$ .

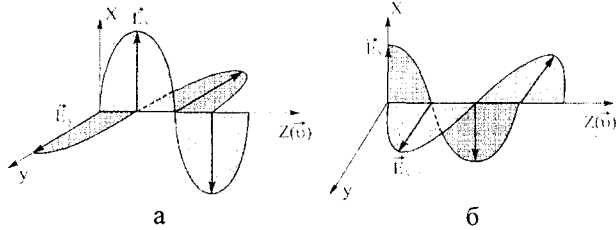


Рис. 13.4

В залежності від орієнтації пластинки в  $\lambda/4$  різниця фаз, якої набувають хвилі, може бути рівна  $-\pi/2$  або  $+\pi/2$ , тобто компонента вздовж осі  $x$ -ів випереджає (рис. 13.4) або відстає на  $\pi/2$  за фазою від компоненти вздовж осі  $y$ -ів. У відповідності з цим результуючий вектор обертається проти годинникової стрілки (вліво) або за годинниковою стрілкою (вправо).

Якщо чверть хвильову пластинку розмістити під будь-яким кутом (крім  $\alpha = 45^\circ$ ) по відношенню до напрямку коливання електричного вектора лінійно поляризованого світла, що падає на чверть хвильову пластинку, то на виході із неї отримається поляризоване світло по еліпсу. Еліпс орієнтований відносно головних осей пластинки. Співвідношення осей  $a$  і  $b$  еліпса залежить від величини кута між напрямком коливання електричного вектора лінійно поляризованого світла, що падає на пластинку і напрямком оптичної осі пластинки.

Для виявлення і аналізу світла, поляризованого по колу чи по еліпсу, необхідно скористатися тією ж чверть хвильовою пластинкою, яка була використана для отримання поляризованого світла по колу або по еліпсу. Для повного аналізу поляризованого світла слід скористатися крім чверть хвильової пластинки, ніколем-аналізатором. Чверть хвильова пластинка перетворює циркулярно (або еліптично) поляризоване світло в лінійно поляризоване, аналіз якого легко здійснити за допомогою ніколя-аналізатора.

Слід мати на увазі, що у випадку циркулярно поляризованого світла чверть хвильову пластинку можна орієнтувати як завгодно; у випадку елі-

птично поляризованого світла пластинку потрібно орієнтувати так, щоб головні напрямки пластинки співпали з головними осями еліпса, які можна виявити за допомогою поляризатора.

Отже, аналіз світла виконується за допомогою чверть хвильової пластинки і ніколя-аналізатора. За зміною інтенсивності світла на виході його з ніколя-аналізатора можна зробити однозначні висновки про стан поляризації світла.

### Опис установки

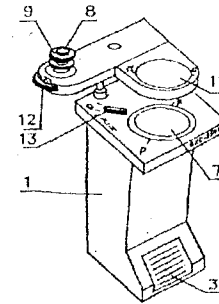


Рис. 13.5

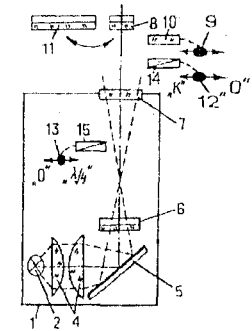


Рис. 13.6

Експеримент передбачає виконання дослідів на поляриметрі ПКС - 250М зовнішній вигляд якого показаний на рис. 13.5, а принцип дії пояснюється на рис. 13.6.

Всередині корпусу 1 розміщене джерело світла 2 –потужна лампа розжарювання. Лампу можна вмикати педаллю 3, **але тільки на час спостереження!** Світло лампи направляється конденсором 4 на дзеркало 5. Відбившись від дзеркала, світло проходить через поляризатор 6, матове скло 7 і спостерігається через поворотний аналізатор 8. Поворотом кільця 9 перед аналізатором 8 можна установити зелений ( $\lambda = 572$  нм) світлофільтр 10.

Аналізатор 8 може бути замінений великим нерухомим аналізатором 11. Орієнтація головного перерізу поляризатора 6 позначена на панелі приладу символами "р – р", а аналізатора 8 і 11 символами "а – а".

У верхній частині корпусу, а також аналізатора 8, містяться перемикачі 12 і 13, за допомогою яких в схему вводять фазові чвертьхвильові пластини 14 і 15. Схема зображена на рис. 13.6, відповідає додатку "о" обох перемикачів, коли дві пластини виведені. Пластинка 14 вводиться перемикачем 12 в положення "К", пластинка 15 поворотом перемикача 13 в положення " $\lambda/4$ ".

Товщина кожної чвертьхвильової пластинки (14 і 15) підібрана таким чином, що фазовий зсув складає рівно  $\pi/2$  для  $\lambda = 572$  нм.

## Порядок виконання роботи.

## 1. Отримання і аналіз світла поляризованого по колу

2. Перемикач 13 поверніть в положення " $\lambda/4$ ", тим самим в схему приладу вводиться додатково перша чвертьхвильова пластинка. Перемикач 12 залиште у положенні "о". Поверніть кільце 9 і введіть зелений світлофільтр 10. Натисніть педаль 3 і обертайте аналізатор 8. При наявності в схемі однієї чвертьхвильової пластинки затемнення поля зору не відбувається. Отже світло тепер не є лінійно поляризованим, оскільки яскравість не залежить зараз від положення аналізатора. Зробити висновки.

3. Повернувши перемикач 12 в положення "К", введіть другу чвертьхвильову пластинку. Натисніть на педаль, обертайте аналізатор 8. Періодичне затемнення поля зору вказує, що світло лінійно поляризоване. Таким чином, друга чвертьхвильова пластинка перетворює світло, поляризоване по колу, на лінійно поляризоване.

*Зобразити на малюнку і коротко пояснити:*

- схему отримання світла, поляризованого по колу;
- схему виявлення світла поляризованого по колу.

## Контрольні запитання

- Що таке чверть хвильова пластинка? Пластинка товщиною в  $\lambda/2$  і в  $\lambda$ .
- З яких кристалів і як виготовляють названі в п.1 пластинки? Для чого вони служать?
- Як визначити напрямок оптичної осі чверть хвильової пластинки? Які для цього потрібно мати прилади?
- Яке світло називають циркулярно і еліптично поляризованим?
- Як і за допомогою яких приладів можна отримати циркулярно поляризоване світло? Світло поляризоване по еліпсу?
- Як відрізнити поляризоване світло по колу від природного та від суміші поляризованого світла по колу і природного світла? Поляризоване світло по еліпсу від частково лінійно поляризованого та від суміші поляризованого світла по еліпсу і природного світла?
- Як відрізнити правоколову (правоеліптичну) поляризацію світла від лівоколової (лівоеліптичної)?

**Література:** [1], с. 229 – 239, [2] с. 256 – 262, [6], с. 390 – 393.

## Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки

**Мета:** Вивчення явища дифракції світла і визначення довжини світлової хвилі.

**Прилади і матеріали:** Дифракційна решітка, гоніометр, джерело світла, світлофільтри.

## Теоретичні відомості

Найпростішою дифракційною решіткою є відполірована скляна пластинка, на поверхні якої за допомогою ділильної машини нанесено ряд паралельних рівновіддалених непрозорих штрихів. Прозорі проміжки на склі між штрихами називаються щілинами. Нехай на таку дифракційну решітку падає паралельний пучок монохроматичного світла. Промені, які дифрагують на окремих щілинах будуть інтерферувати у фокальній площині тонкої лінзи L. Якщо світло з довжиною хвилі  $\lambda$  падає на решітку перпендикулярно, то внаслідок дифракції

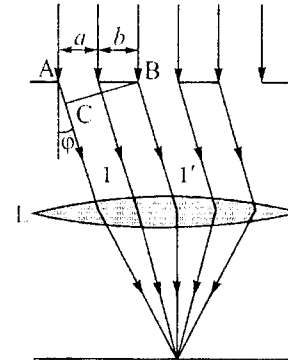


Рис. 14.1

промені за щілинами поширюються в різних напрямках. Розглянемо промені, які утворюють кут  $\varphi$  з нормаллю до решітки.

Різниця ходу променів  $l$  і  $l'$  від двох сусідніх щілин дорівнює  $AC$ . З рис. 14.1

$$AC = (a + b) \sin \varphi, \quad (14.1)$$

де  $a$  – ширина щілини,  $b$  – ширина непрозорого проміжку між щілинами. Величина  $a + b = d$  – стала дифракційної решітки.

Промені, що йдуть від окремих щілин в напрямку  $\varphi$  мають однакову інтенсивність і стали різницею ходу  $AC = d \sin \varphi$ . В фокальній площині лінзи вони інтерферують. Внаслідок інтерференції утвориться ряд головних дифракційних максимумів, які виникають за умови, що  $AC = k\lambda$ . З (14.1) випливає, що головні максимуми утворюються при значеннях кутів, що задовільняють умову

$$d \sin \varphi = k\lambda, \quad (14.2)$$

де  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ . Якщо кількість щілин решітки  $N$ , то між головними максимумами розмістяться  $N - 1$  дифракційних мінімумів, що утворюються при значеннях кутів  $\varphi$ , для яких має місце рівність

$$d \sin \varphi = \left( k + \frac{P}{N} \right) \lambda, \quad (14.3)$$

де  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$ ,  $P = \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots N - 1$ .

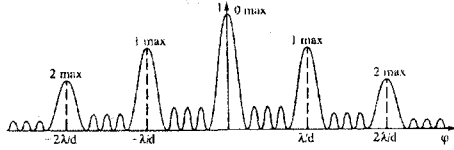


Рис. 14.2

Між дифракційними мінімумами розміщені вторинні дифракційні максимуми, інтенсивність яких значно менша від інтенсивності головних максимумів (рис. 14.2). При  $k = 0$  на екрані утворюється дифракційний максимум, який називається нульовим. При  $k = \pm 1$  по обидві сторони від нульового максимуму симетрично виникають два дифракційні максимуми першого порядку, при  $k = \pm 2$  – дифракційні максимуми другого порядку, і т.д. З (14.2) видно, що положення максимумів залежать від довжини хвилі, інакше кажучи, дифракційна решітка є спектральним приладом, який розкладає біле світло в спектр. Цей спектр називають **дифракційним спектром**. Внутрішнім краєм дифракційного спектра є фіолетові, а зовнішнім – червоні промені.

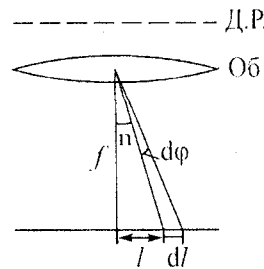


Рис. 14.3

звідки

$$D_\varphi = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (14.5)$$

Лінійні розміри спектра оцінюють за лінійною дисперсією решітки, яка виражається

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda}, \quad (14.6)$$

де  $dl$  – лінійна відстань між двома спектральними лініями в міліметрах. При невеликих кутах  $\varphi$  із рис. 14.3 видно, що

$$dl \cong f d\varphi.$$

Тоді

$$D_l = \frac{dl}{d\lambda} = f \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (14.7)$$

Враховуючи (14.4), формула (14.7) набуде вигляду

$$D_l = f D_\varphi, \quad (14.8)$$

де  $f$  – фокусна відстань об'єктива.

**Роздільною силою** ( $R = \lambda/d\lambda$ ) називають найменшу різницю довжин хвиль  $d\lambda$  двох спектральних ліній, при якій ці лінії видно роздільно.

Роздільну силу (здатність) дифракційної решітки можна визначити користуючись критерієм Релея, згідно якого дві спектральні лінії однакової інтенсивності і з однаковими контурами вважаються розділеними, якщо кутова відстань  $d\varphi$  між ними буде дорівнювати кутовій відстані  $d\varphi'$  між головним максимумом і найближчим до нього мінімумом (рис. 14.4).

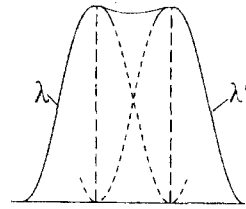


Рис. 14.4

Умовою  $k$ -ого максимуму першої хвилі є:

$$d \sin \varphi_{\max} = k \lambda. \quad (14.9)$$

Умовою найближчого зліва до головного максимуму другої хвилі мінімуму буде:

$$d \sin \varphi_{\min} = k \lambda' - \frac{\lambda'}{N}. \quad (14.10)$$

Згідно критерію Релея, щоб дві лінії  $k$ -ого максимуму були розділеними, необхідно, щоб  $k$ -ий максимум першої хвилі співпадав із найближчим мінімумом до  $k$ -ого максимуму другої хвилі. Тобто

$$\varphi_{\max}^\lambda = \varphi_{\min}^{\lambda'},$$

або

$$k \lambda = k \lambda' - \frac{\lambda'}{N} \Rightarrow k N = \frac{\lambda'}{\lambda' - \lambda} = \frac{\lambda'}{\delta \lambda}.$$

Тоді

$$R = \frac{\lambda'}{\delta \lambda} = k N. \quad (14.11)$$

Максимальне значення роздільної здатності  $R_{\max}$  решітки можна знайти із умови, що  $\sin \varphi = 1$ . Тоді із (14.9) маємо:

$$k_{\max} = \frac{d}{\lambda}. \quad (14.12)$$

Підставляючи значення  $k_{\max}$  в (14.11), отримаємо:

$$R_{\max} = \frac{dN}{\lambda} \approx \frac{l}{\lambda}. \quad (14.13)$$

Тут  $l = dN$  – довжина робочої ділянки решітки.

Таким чином, для підвищення роздільної здатності необхідно або збільшити число штрихів, або підвищити порядок дифракції. Перший шлях використовується у дифракційних решітках, другий – в інтерференційних приладах.

Основною частиною установки для вивчення дифракційної решітки і визначення довжини світлової хвилі є гоніометр з дифракційною решіткою.

Оптична система гоніометра складається з автоколімаційної зорової труби, коліматора та відрахункового пристрою. Зорова труба і коліматор являють собою телескопічні системи з внутрішнім фокусуванням. Відрахунковий пристрій крім елементів оптичної системи має скляний лімб, пару нерухомих і пару рухомих клинів, шкалу і окуляр. На поверхні лімба нанесена шкала з поділками. Лімб розділений на 10140 поділок. Ціна поділки  $20'$ . Оцифровка поділок – через  $1^\circ$ . Переміщуючи клини в прямому і зворотному напрямках, можна сумістити або розвести зображення штрихів діаметрально протилежних частин лімба. Шкала розрахована таким чином, що при переміщенні її на 600 поділок верхнє зображення штрихів лімба зміщується відносно нижнього на 10. Кожна поділка шкали відповідає  $1/600$  від  $10$ . Поле зору відрахункового "мікроскопа" показано на рис. 14.5.

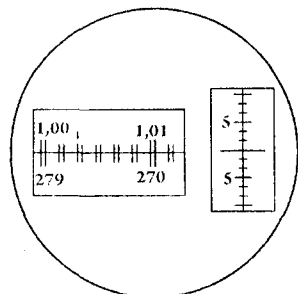


Рис. 14.5

В лівому вікні видно зображення діаметрально протилежних частин лімба і вертикальний індекс для відрахунку градусів, в правому вікні – поділки шкали оптичного мікрометра і горизонтальний індекс для відрахунку хвилин і секунд. Щоб зняти відлік на лімбі, необхідно повернути маховичок оптичного мікрометра настільки, щоб верхні і нижні зображення штрихів лімба у лівому вікні були точно суміщені. Число градусів дорівнює видимій найближчій лівій від вертикального індексу цифрі. Число десятків хвилин дорівнює числу, що знаходиться між верхнім штри-

хом, який відповідає відрахованому числу градусів, і нижнім оцифрованим штрихом, що відрізняється від верхнього на 11400.

Число одиниць хвилин відраховується по шкалі мікрометра в правому вікні по лівому ряду чисел. Число десятків секунд – в тому ж вікні по правому ряду чисел. Число одиниць секунд дорівнює числу поділок між штрихами, що відповідають відліку десятків секунд, і нерухомим горизонтальним індексом. Положення, показане на рис. 14.5, відповідає відліку  $0^\circ 15' 35''$ . Детальніше з будовою і роботою гоніометра Г 1.5 треба ознайомитися по заводській інструкції.

Дифракційна решітка розміщується на столику гоніометра перпендикулярно до паралельного пучка променів, які виходять з коліматора. Штрихи решітки повинні бути паралельними щільні коліматора, перед якою розміщено джерело світла.

### Порядок виконання роботи

1. Перед розсунутою щільною коліматора засвітити лампу.
2. Встановити зорову трубу так, щоб добре було видно щільну коліматора а в центрі щільни перехрестя ниток.
3. Між лампою і коліматором поставити жовтий світлофільтр.
4. Поставити на середину столика дифракційну решітку перпендикулярно до осі коліматора.
5. Навести зорову трубу на перше яскраве зображення щільни праворуч від нульового максимуму, а потім ліворуч і відмітити ці положення за допомогою гоніометра. Різниця цих відліків дає кут  $2\varphi$ .
6. Аналогічні виміри виконати при наведенні зорової труби на дифракційні максимуми 2-го, 3-го порядків і т. д.
7. Замінити жовтий світлофільтр зеленим і зробити подібні виміри для зеленого світла, а потім замінити зелений світлофільтр синім і все повторити для синього світла.
8. Користуючись отриманими експериментальними даними за допомогою формули (14.2) обрахувати довжини хвиль жовтого, зеленого і синього світла. Оцінити точність отриманих значень довжин хвиль.
9. Користуючись формулою (14.13) визначити роздільну силу решітки попередньо визначивши загальну кількість штрихів  $N = l/d$ , де  $l$  – лінійна довжина решітки.

### Контрольні запитання

1. Чим відрізняється розподіл інтенсивності світла в дифракційних картинах, отриманих від дифракційної решітки та від непрозорого екрана з двома щільнами?

- Запишіть функцію розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині від дифракційної решітки в залежності від кута дифракції.
- Чим відрізняється дифракційний спектр від призматичного?
- В чому перевага спектрів низьких порядків при використанні решітки в якості диспергуючого елемента?
- Чому порядок дифракційного спектра обмежений і чим він обмежується?
- Як виглядатиме спектр, що дає дифракційна решітка, якщо її стала рівна  $2b$ ;  $3b$ ;  $4b$  (де  $b$  – ширина щілини)?
- Чому в дифракційному спектрі максимуми другого порядку яскравіші за максимуми третього порядку і т.д.?

Література: [1], с. 153 – 173, [2], с. 131 – 138, [3], с. 143 – 155, [4], с. 302 – 321, [5], с. 229 – 243, 303.

## Робота № 15

### Вивчення поляризації світла

**Мета роботи:** Вивчення лінійно поляризованого світла і методів його отримання та перевірка законів Брюстера і Малюса.

**Прилади і обладнання:** Джерела світла, регулятор напруги БП-1, стопа плоскопаралельних пластин, чорне дзеркало, фотоелементи, поляроїди, мікроамперметр УРФ з шунтами, оптична лава.

### Теоретичні відомості

Електромагнітні хвилі, як відомо, поперечні. Однак, разом з тим світлові хвилі в звичайних умовах не виявляють асиметрії відносно напрямку поширення. Це зумовлено тим, що світлові хвилі, які випромінюються тілами, являються результируючими тих окремих хвиль, що випромінюються його атомами (елементарними вібраторами). Оскільки окремі атоми безперервно змінюють свою просторову орієнтацію, то змінюються з великою частотою і напрямки коливань вектора  $\vec{E}$  окремих хвиль світлового променя. Вектор  $\vec{E}$  багато мільярдів раз за секунду міняє напрямки своїх коливань. Тому в результируючій хвилі коливання різних напрямків представлені з однаковою імовірністю. Таке світло випромінюється полум'ям, електричною дугою і лампою, Сонцем та рядом інших джерел і називається природним або неполяризованим світлом. Таким чином в природному світлі напрямки коливань електричного вектора  $\vec{E}$  швидко і безладно змінюють одне одного.

Однак можна отримати світло, в якому вектор коливається в одному напрямку, тобто лежить в одній площині. Таке світло називається **плоско або лінійно поляризованим**. Площина, в якій коливається світловий вектор  $\vec{E}$  лінійно поляризованого світла, називається **площиною коливань**.

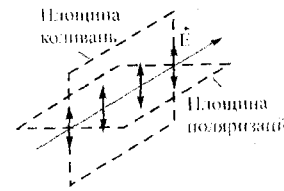


Рис. 15.1

Площину, яка перпендикулярна до площини коливань, прийнято називати **площиною поляризації** (рис. 15.1). Світло, яке випромінюється в елементарному акті елементарним випромінювачем, завжди лінійно поляризоване.

Макроскопічне джерело світла, як правило, являє собою хаотичну сукупність елементарних випромінювачів, які випромінюють світло з різним напрямком поляризації (з різними азимутами лінійної поляризації). Це і є причиною того, що природне світло неполяризоване.

Існує ще і так зване частково поляризоване світло, у якого коливання вектора  $\vec{E}$  відбуваються у всіх можливих напрямках, але якийсь один із них переважає над іншими. Таке світло називається **частково поляризованим**.

**Поляризація при відбиванні і заломленні світла.** Будь-який пристрій, за допомогою якого можна отримати поляризоване світло, називається **поляризатором**. Лінійно поляризоване світло найпростіше можна

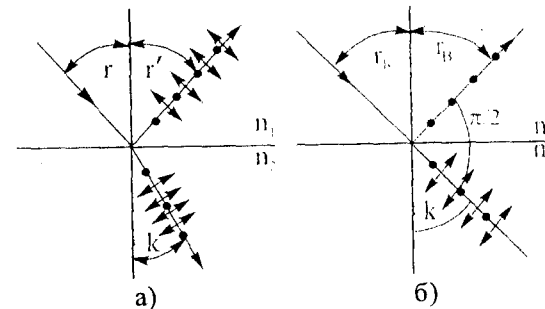


Рис. 15.2

отримати при відбиванні світла від плоскопаралельної пластинки діелектрика (наприклад, скла). Використана таким чином пластинка є **поляризатором**.

Якщо кут падіння на межу поділу двох діелектриків (наприклад, на поверхню скляної пластинки) не рівний нулю, то відбитий і заломлений промені є частково поляризовані. У відбитому промені переважають коливання, перпендикулярні до площини падіння (на рис. 15.2, *а* ці коливання позначені точками), а в заломленому промені – коливання паралельні площині падіння (на рис. 15.2, *а* вони зображені двосторонніми стрілками). Ступінь поляризації обидвох променів залежить від кута падіння. При куті падіння, який задовільняє умові

$$\operatorname{tg} r_b = n_2, \quad (15.1)$$

(де  $n_{21}$  – показник заломлення другого середовища відносно першого), відбитий промінь повністю поляризований. Він містить тільки коливання, перпендикулярні до площини падіння (рис. 15.2, б).

Ступінь поляризації заломленого променя при куті падіння рівного  $r_B$  досягає найбільшого значення, однак цей промінь залишається поляризованим тільки частково. Співвідношення (15.1) називають **законом Брюстера**, а кут  $r_B$  – **кутом Брюстера** або **кутом повної поляризації**. Легко перевірити, що при падінні світла під кутом Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні (рис. 15.2, б).

Як уже відмічалось, при падінні світла під кутом Брюстера поляризація заломлених променів максимальна, але далеко не повна (для звичайного скла вона складає біля 15 %). Якщо заломлені і, значить, частково поляризовані промені піддати другому, третьому і т. д. заломленням, то ступінь поляризації заломлених променів зростає і при проходженні їх через 8–10 пластинок заломлені промені практично будуть повністю поляризовані. Таким чином група пластинок, яку прийнято називати **стопкою Столстова**, може служити в якості поляризатора.

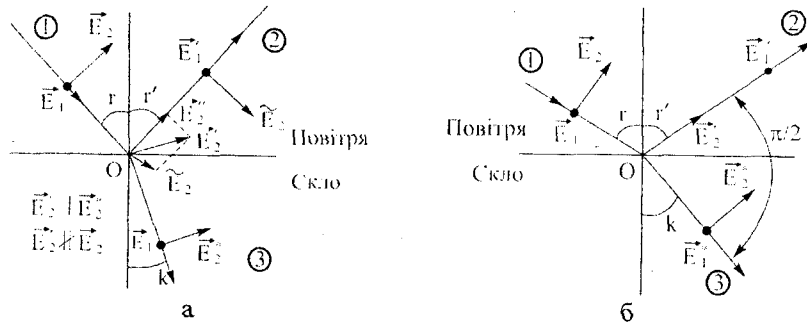


Рис. 15.3

Фізична суть явищ, які призводять до поляризації відбитого і заломленого променів, заключається в наступному. Нехай на межі поділу двох середовищ (наприклад, повітря–скло) (рис. 15.3, а) падає промінь природного світла 1. На межі поділу середовищ він поділяється на два промені – відбитий 2 і заломлений 3.

Причиною виникнення в точці О відбитого і заломленого променів є взаємодія падаючого світла із середовищем. Падаюча світлова хвиля, проникнувши в діелектрик (в нашому випадку скло), заставляє електричні заряди, які входять до складу атомів, здійснювати вимушені коливання. Заряди, які здійснюють вимушені коливання, випромінюють електромагнітні (світлові) хвилі, які прийнято називати вторинними. Поза діелектриком вторинні хвилі, накладаючись одна на одну, дають відбиту

хвилю. Всередині діелектрика вторинні хвилі, складаючись із падаючою (первинною), дають заломлену хвилю.

Відомо, що хаос всіх можливих напрямків коливань електричного вектора в природному світлі можна замінити сукупністю двох різних взаємно перпендикулярних компонент. Нехай вектор  $\vec{E}_2$  розміщений в площині падіння, а вектор  $\vec{E}_1$  – перпендикулярно їй (від цієї компоненти на рисунку видно тільки слід у вигляді точки). Компонента електричного вектора заломленої хвилі  $\vec{E}_1^*$ , перпендикулярна до площини падіння і паралельна  $\vec{E}_1$ . Але  $\vec{E}_2^*$  вже не паралельна  $\vec{E}_2$ , оскільки заломлений промінь не паралельний падаючому. При цьому істотно, що вектори  $\vec{E}_1^*$  і  $\vec{E}_2^*$  нерівноправні по відношенню до відбитого променя: вектор  $\vec{E}_1^*$  поперечний по відношенню до площини падіння і може з однаковою імовірністю поширюватися як в заломленому, так і у відбитому променях ( $\vec{E}_1^*$  і  $\vec{E}_1'$ ). Цього не можна сказати про вектор  $\vec{E}_2^*$ . Розкладемо вектор  $\vec{E}_2^*$  в свою чергу на компоненти  $\vec{E}_2''$  і  $\vec{E}_2'$ . Внаслідок поперечності світлових хвиль тільки  $\vec{E}_2'$  може поширюватись у відбитому промені. В той же час для поширення компоненти  $\vec{E}_2''$  у заломленому промені перешкод немає. Звідси і випливає, що і відбитий і заломлений промені частково поляризовані, причому переважаючий напрямок коливань вектора  $\vec{E}$  у відбитому світлі перпендикулярний площині падіння ( $\vec{E}_1$ ), а в заломленому – лежить в цій площині ( $\vec{E}_2$ ).

Особливий інтерес представляє випадок, показаний на рис. 15.3, б, коли кут між відбитим і заломленим променями складає  $\pi/2$ . В цьому випадку  $\vec{E}_2'$  співпадає з напрямком відбитого променя і, значить, зовсім не може поширюватися в цьому напрямку. Відбитий промінь повністю поляризований. Поляризація заломленого променя при цьому максимальна, але далеко не повна. Кут  $i_B$ , як уже відмічалось вище, в цьому випадку називають кутом Брюстера. Для звичайного скла кут Брюстера складає  $\sim 57^\circ$ .

Оскільки  $r_B + k = \pi/2$ , то  $\sin k = \cos r_B$ . Використовуючи рівність  $\frac{\sin r_B}{\sin k} = n_{21}$ , отримаємо умову для визначення кута Брюстера даного матеріалу:  $\text{tgr}_B = n_{21}$ .

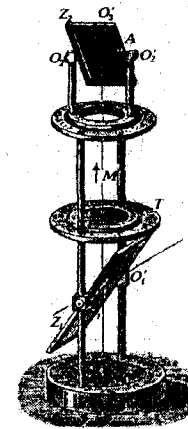


Рис. 15.4

А як експериментально переконатись, що світло, яке відбилось під кутом Брюстера, дійсно лінійно поляризоване? Для цього можна скористатись іншою такою ж плоскопара-

лельною пластинкою (наприклад скляною), розмістивши її на шляху первинно відбитого променя також під кутом Брюстера, але в такому положенні, щоб компонента, яка лежала в площині падіння, стала перпендикулярною до неї. Якщо пластинки в такий спосіб розміщені досить точно, то інтенсивність світла відбитого від другої пластинки рівна нулю. Повернувши другу пластинку на  $90^\circ$  навколо осі, яка співпадає з напрямком променя між пластинками, отримаємо паралельне розміщення пластинок. При цьому інтенсивність двічі відбитого променя максимальна. На цьому принципі працює незаслужено забутий поляризаційний прилад Неренберга (рис. 15.4), який легко виготовити вчителю фізики з учнями в школі.

**Поляризація при подвійному променезаломленні.** При проходженні світла через деякі кристали світловий промінь розділяється на два промені. Це явище отримало назву подвійного променезаломлення і було відкрито в 1670 році Еразмом Бартоліном на ісландському шпату ( $\text{CaCO}_3$ ). При подвійному променезаломленні один із променів задовільняє закону заломлення і лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю. Цей промінь називають звичайним і на рисунках його позначають буквою  $o$ . Для іншого променя, який називають незвичайним (його позначають буквою  $e$ ), відношення  $\frac{\sin r}{\sin k} = n_2$ , не залишається сталим при зміні кута падіння. Крім цього, незвичайний промінь не лежить, як правило, в одній площині з падаючим променем і нормаллю до заломлюючої поверхні.

У будь-якого кристала, який володіє властивістю подвійного променезаломлення, існує по крайній мірі один напрямок, вздовж якого звичайний і незвичайний промені поширюються не розділяючись і з однаковою швидкістю. Цей напрямок називається **оптичною віссю кристала**. Будь-яка площина, яка проходить через оптичну вісь, називається **головним перерізом** або **головною площиною** кристала.

Дослідження звичайного і незвичайного променів показали, що обидва промені повністю поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках (рис. 15.5). Площина коливань звичайного променя перпендикулярна до головного перерізу кристала. В незвичайному промені коливання світлового вектора здійснюється в площині, яка співпадає з головним перерізом. Після виходу із кристала обидва промені відрізняються один від одного тільки напрямком поляризації. Подвійне променезаломлення можна використати для перетворення природного світла в поляризоване, оскільки обидві компоненти лінійно поляризовані. Після виходу із

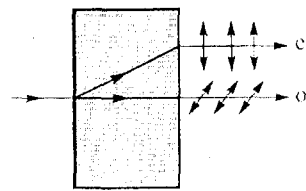


Рис. 15.5

кристала обидва промені (звичайний і незвичайний) поширюються паралельно. Залишається один з них закрити, і задача, здається, розв'язана.

Однак цей простий розв'язок наштовхується на великі труднощі. Справа в тому, що лінійне розходження променів дуже мале, внаслідок чого розділити їх не так просто.

Ніколь вперше запропонував пристрій, в якому використовується не лінійне розходження променів, а відмінність їх показників заломлення. Цей пристрій отримав назву **призми Ніколя** (часто його називають просто ніколем). Принцип, запропонований Ніколем, став одним із основних в конструкції поляризаційних оптичних приладів.

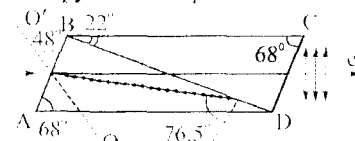


Рис. 15.6

Схематичне зображення призми Ніколя наведено на рис. 15.6. Вона являє собою призму із ісландського шпату, яка розрізана по малій діагоналі і склеєна канадським бальзамом.

Показник заломлення канадського бальзаму ( $n_{kb} = 1,551$ ) має проміжне значення між показником заломлення звичайного ( $n_o = 1,658$ ) і незвичайного ( $n_e = 1,486$ ) променів в призмі ( $n_o > n_{kb} > n_e$ ). Тому на межі склеюючого прошарку звичайний промінь падає із більш оптично густого середовища на менш оптично густе і при відповідно вибраному куті падіння спостерігається його повне внутрішнє відбивання, тобто через призму звичайний промінь не проходить. Після відбиття від канадського бальзаму він попадає на зачорнену бокову поверхню і поглинається. Незвичайний промінь при будь-якому куті падіння проходить крізь призму. Таким чином, із призми виходить лінійно поляризоване світло.

Крім призми Ніколя існує ще ряд різних поляризаційних призм.

**Призма Аренса** – це три призми з ісландського шпату, склеєні канадським бальзамом, як це показано на рис. 15.7. Перевага цієї призми над призмою Ніколя полягає в тому, що вона володіє високою поляризуючою здатністю і великим робочим полем.

Інший тип поляризаційних призм, на відміну від вище згаданих, пропускають не один із променів, які утворились в кристалі, а обидва, але розводять їх під можливо великим кутом.

До таких призм відноситься **призма Волластона** (рис. 15.8). Складається вона із двох кусків ісландського шпату, які вирізані паралельно оптичній осі і склеєні так, щоб їхні осі були взаємно перпендикулярні. Опти-

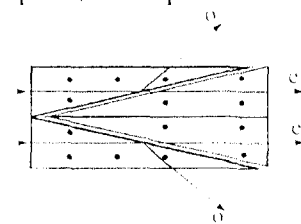


Рис. 15.7



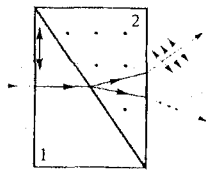


Рис. 15.8

чна вісь призми 2 перпендикулярна до площини рисунка, а оптична вісь призми 1 паралельна йому.

Промінь світла, який падає на вхідну поверхню призми 1 поширюється в ній без роздвоєння, оскільки обидва промені, звичайний і незвичайний, поширюються в ній в одному напрямку але з різними швидкостями. Переходячи з призми 1 в призму 2 промені міняються місцями: звичайний промінь стає незвичайним і навпаки. Таким чином, один промінь (звичайний в призмі II) переходить із середовища з показником заломлення  $n_o$  в середовище з показником заломлення  $n_e$ , інший (незвичайний в призмі 1) – із середовища з  $n_e$  в середовище з  $n_o$ . У ісландському шпаті  $n_o > n_e$ . Значить, перший промінь переходить із оптично більш густого середовища в оптично менш густе, другий – навпаки. В результаті один промінь на межі заломиться вліво, а другий настільки ж вправо і із призми симетрично вийдуть два лінійно поляризовані промені.

В деяких кристалах, які володіють подвійним променезаломленням один із променів поглинається сильніше. Це явище отримало назву **дихроїзму**. Сильним дихроїзмом володіє кристал турмаліну, в якому звичайний промінь в багато разів сильніше поглинається, ніж незвичайний. Пластинка турмаліну товщиною в 1 мм практично пропускає тільки незвичайний промінь, повністю поглинувши звичайний. Така пластинка турмаліну може служити поляризуючим пристроєм (поляризатором).

Ще яскравіше виявляють дихроїзм кристали сірчано-кислого йодхініну (герпатиту), які при товщині 0,3 мм повністю поглинають один із променів. Кристали герпатиту дуже малі. Тому, щоб побудувати поляризатор з великою площею поверхні, застосовують целулоїдні плівки, в які введено велике число однаково орієнтованих кристаликів герпатиту. Такі плівки називають **поляроїдами**.

**Закон Малюса.** Як відмічалось вище, прилади, які призначені для отримання лінійно поляризованого світла, називають поляризаторами. Для аналізу ступеня поляризації світла використовують ті ж самі пристрої, що і для отримання лінійно поляризованого світла. В цьому випадку їх називають **аналізаторами**.

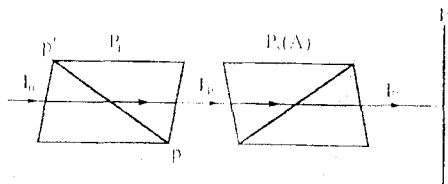


Рис. 15.9

Нехай на шляху пучка природного світла розміщений поляризатор (поляроїд)  $P_1$  (рис. 15.9). Вийшовши із нього, світло стає лінійно поляризованим. Далше воно падає на поляроїд  $P_2$  (аналізатор) і, пройшовши через нього,

попадає на екран  $E$ . Експерименти показують, що інтенсивність світла при проходженні його через поляризатор  $P_1$  не змінюється при обертанні поляризатора навколо напрямку поширення променя. Це є прямим наслідком того, що в природному світлі жодний із напрямків коливань вектора  $\vec{E}$  не переважає. Очевидно, що інтенсивність світла після проходження через поляризатор:

$$I_p = \frac{1}{2} k_p I_0, \quad (15.2)$$

де  $I_0$  – інтенсивність падаючого природного світла,  $k_p$  – коефіцієнт прозорості поляризатора. Інтенсивність поляризованого світла, яке пройшло через аналізатор, залежить від кута  $\alpha$  між головними площинами аналізатора (а-а') і поляризатора (р-р') (рис. 15.10). Нехай  $\vec{E}_p^0$  – амплітуда електричного вектора лінійно поляризованого променя, який пройшов через поляризатор. Вектор  $\vec{E}_p^0$  коливається в напрямку оптичної осі поляризатора.

На вході в аналізатор цей вектор розкладається на два вектори  $\vec{E}_1^0$ , який перпендикулярний до головної площини аналізатора, і  $\vec{E}_2^0$ , який паралельний головній площині аналізатора. Із рис. 15.10 маємо:

$$\vec{E}_1^0 = \vec{E}_p^0 \sin \alpha, \quad \vec{E}_2^0 = \vec{E}_p^0 \cos \alpha. \quad (15.3)$$

Вектор  $\vec{E}_1^0$  не пройде через аналізатор оскільки він перпендикулярний до головної площини аналізатора. Повністю пройде через аналізатор вектор  $\vec{E}_2^0$ . Якщо аналізатор повністю прозорий, то амплітуда  $\vec{E}_a$  електричного вектора для світла, яке пройшло через аналізатор, буде рівна

$$E_a^0 = E_2^0 = E_p^0 \cos^2 \alpha. \quad (15.4)$$

Оскільки інтенсивність світла  $I$  пропорційна квадрату амплітуди ( $I \sim E_2^0$ ), то із співвідношення (15.4) отримаємо:

$$I_a = I_p \cos^2 \alpha. \quad (15.5)$$

В загальному випадку в праву частину формули (15.5) треба ще ввести коефіцієнт прозорості аналізатора, тоді формула (15.5) набуде вигляду:

$$I_a = I_p k_a \cos^2 \alpha. \quad (15.6)$$

Співвідношення (15.5) і (15.6) носять назву **закону Малюса**. Експериментально цей закон було підтвержено Араго.

При  $\alpha = 0$ , тобто коли головні площини поляризатора і аналізатора співпадають,  $\cos^2 \alpha = 1$ , тоді  $I_a = I_p$ , тобто освітленість екрана (рис. 15.9)

буде найбільша. В цьому випадку говорять, що поляризатор і аналізатор паралельні.

При  $\alpha = 90^\circ$ , тобто коли головні площини поляризатора і аналізатора взаємно перпендикулярні,  $\cos^2 \alpha = 0$  і освітленість екрана (рис. 15.9) відсутня. В цьому випадку говорять, що поляризатор і аналізатор **схрещені**.

Якщо в формулу (15.6) замість  $I_p$  підставити його значення із формули (15.2), то формула (15.6) запишеться так:

$$I_a = \frac{1}{2} k_p k_a I_0 \cos^2 \alpha. \quad (15.7)$$

Вище було відмічено, що світло в якому коливання одного напрямку переважають над коливаннями інших напрямків, називають **частково поляризованим**. Частково поляризоване світло завжди можна уявити (по крайній мірі формально) як сукупність природного і лінійно поляризованого. Якщо пропустити частково поляризоване світло через поляризатор, то при повороті приладу навколо напрямку поширення променя інтенсивність світла на виході із поляризатора буде змінюватись в межах від  $I_{\max}$  до  $I_{\min}$ , причому перехід від  $I_{\max}$  до  $I_{\min}$  і навпаки буде здійснюватись при повороті приладу на кут рівний  $\alpha = 90^\circ$ .

Частково поляризоване світло характеризується величиною, яку називають **ступенем поляризації**  $P$ . Ступінь поляризації визначається формулою:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (15.8)$$

Для лінійно поляризованого світла  $I_{\min} = 0$ , значить  $P = 1, P = 100\%$ . Для природного світла  $I_{\min} = I_{\max}$ , а  $P = 0$ .

### Опис установки

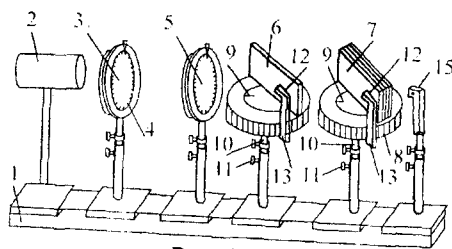


Рис. 15.11

Установку збирають на оптичній лаві (рис. 15.11). На одному кінці лави 1 розміщують джерело світла 2 (лампу розжарювання), що підключається до регулятора напруги ВП-1, що живиться від мережі 220 В. Регулятор напруги дозволяє плавно змінювати яскравість джерела світла.

В якості поляризатора використовується поляроїд 3, поміщений в оправу з лімбаом 4 (ціна поділки шкали 10) для відліку кута повороту поляроїда навколо горизонтальної осі.

В якості аналізатора в різних вправах використовують такий же поляроїд 5, або чорне дзеркало 6, або стопу Столетова. Чорне дзеркало і стопа пластин закріплені на зовнішній частині горизонтального столика, яка може повертатися навколо вертикальної осі і нерухомої центральної частини столика. Поворот здійснюють за допомогою рифленого кільця 8 на бічній поверхні столика. Центральна частина 9 столика встановлена на штативі 10 рейтера і може бути закріплена в ньому за допомогою затискного гвинта 11.

Для вимірювання інтенсивності відбитого від чорного дзеркала (стопа) чи того, що пройшло через стопу світла використовується фотоелемент 12, закріплений на кронштейні 13, які незалежно від столика також можуть повертатися навколо вертикальної осі. Кути повороту чорного дзеркала (стопа) і фотоелемента відлічуються за допомогою лімба 14 столика з ціною поділки шкали 10. Для вимірювання інтенсивності світла, що пройшло через поляроїди, використовується фотоелемент 15, закріплений на окремому рейтері. Використовуваний в процесі вимірювання фотоелемент підключають до мікроамперметра УРФ, що живиться від мережі 220 В. Мікроамперметр з'єднаний з шунтами для перемикання діапазону вимірювань струму.

### Порядок виконання роботи

#### Вправа 1. Вивчення закону Малюса

1. Встановити на оптичній лаві прилади в наступній послідовності: джерело світла, два рейтери з поляроїдами і рейтер з фотоелементом. Перший поляроїд є поляризатором, другий – аналізатором.

2. Зсунути прилади до мінімально можливої відстані між ними і регулюють їх по висоті так, щоб центри вихідного вікна освітлювача, поляроїдів і тубуса фотоелемента розташовувались на одній горизонтальній прямій, паралельній оптичній лаві. Площини вихідного вікна освітлювача, поляроїдів і фотоелемента повинні бути перпендикулярні до оптичної лави.

3. Збільшити відстань між освітлювачем і фотоелементом до 80 – 100 см. Поляроїди встановити між ними довільним чином. Стрілку на оправі аналізатора сумістити з нулем шкали.

4. Підключити джерело світла до регулятора напруги, а фотоелемент до мікроамперметра. Регулятор напруги і мікроамперметр під'єднати до мережі з напругою 220 В.

5. Замкнути коло джерела світла натисненням кнопки «Сеть» на панелі регулятора напруги. Обертанням ручки на панелі приладу відрегулювати яскравість джерела.

6. Ввімкнути у вимірювальне коло фотоелемент натисненням кнопки «Сеть» на панелі мікроамперметра. Масштаб шкали мікроамперметра встановити натисненням клавіші на панелі. В процесі вимірювання слідкувати за тим, щоб стрілка приладу не виходила за межі його шкали.

7. Обертаючи поляризатор, добитися максимальної величини інтенсивності світла, що пройшло через обидва поляроїда. Цьому відповідає максимальна величина фотоструму  $I_{\max}$ , що вимірюється мікроамперметром.

8. Встановити шкалу мікроамперметра так, щоб при максимальному фотострумі  $I_{\max}$  стрілка мікроамперметра знаходилась в межах останньої чверті його шкали. Якщо необхідно, ще раз відрегулювати яскравість джерела і перемістити фотоелемент вздовж оптичної лави.

9. Повертаючи аналізатор в межах від  $0^\circ$  до  $180^\circ$  і через кожні  $10^\circ$  відмічати покази фотоструму  $I$ . Заповнити таблицю 15.1.

Таблиця 15.1

Кут повороту аналізатора, $\alpha$	$\cos \alpha$	$x = \cos^2 \alpha$	Фотострум $I$ , мкА

10. Вимкнути джерело світла і мікроамперметр натисненням кнопки «Сеть» на панелі приладів.

11. Побудувати графік залежності фотоструму  $I$  від  $x = \cos^2 \alpha$ .

## Вправа 2. Дослідження відбивання поляризованого і природного світла від межі діелектрика. Визначення показника заломлення діелектрика за кутом Брюстера.

1. На оптичній лаві встановити освітлювач, поляроїд і чорне дзеркало.

2. 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.

3. Підключити фотоелемент до мікроамперметра.

4. Ввімкнути в мережу джерело світла і мікроамперметр натисненням кнопок «Сеть» на панелі приладів.

5. Звільнивши затискний гвинт II (див. рис. 15.11) на стійці рейтера зі столиком і чорним дзеркалом, повертати столик так, щоб мітка на центральній частині столика вказувала напрям падаючого променя. Встановивши таким чином столик, зафіксувати його положення затискним гвинтом II на стійці рейтера. При суміщенні нуля на лімбі з міткою на столику падіння променя на чорне дзеркало буде нормальним.

6. Поворотом навколо вертикальної осі встановити чорне дзеркало так, щоб промінь світла ковзав вздовж чорного дзеркала, при цьому кут падіння променя на дзеркало був рівним  $90^\circ$ . Повертаючи кронштейн з фотоелементом встановити його так, щоб промінь, що ковзає вздовж чорного дзеркала, потрапляв на фотоелемент. При цьому покази мікроамперметра будуть максимальні і не будуть залежати від кута повороту поляроїда. Записати цей показ мікроамперметра  $I_0$ , який пропорційний інтенсивності світла, що виходить з поляроїда.

7. 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  $80^\circ$ , 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  $0^\circ$  (кут відбивання дорівнює куту падіння).

8. Обертаючи поляроїд навколо горизонтальної осі і слідкуючи за стрілкою мікроамперметра, добитися мінімального значення фотоструму. Мінімум фотоструму вказує на те, що напрям коливань вектора  $E$  в падаючому промені лежить в площині падіння (р-компонента). Записати величину фотоструму  $I_p$  і покази на шкалі поляроїда  $\alpha$ , що стоїть навпроти вертикальної стрілки на його оправі.

Таблиця 15.2

Кут падіння $\varphi$	Кут повороту поляризатора $\alpha$	Середнє значення $\alpha_{cp}$	Фотострум $I_p$ , мкА	Коефіцієнт відбивання $\rho_p = \frac{I_p}{I_0}$

9. Проробити пункти 7 і 8 для кутів падіння  $\varphi$  в інтервалі від  $80^\circ$  до  $5^\circ$  через кожні  $5^\circ$ . Після закінчення вимірювань вимкнути освітлювач і мікроамперметр за допомогою кнопок «Сеть» на панелі приладів. Заповнити таблицю 15.2.

10. Побудувати графік залежності коефіцієнта відбивання р-компоненти поляризованого світла  $\rho_p = \frac{I_p}{I_0}$  від  $\varphi$ , при якому інтенсивність світла буде мінімальною. Розрахувати середнє значення кута повороту поляризатора  $\alpha_{cp}$  і занести це значення в таблицю 15.2.

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

Таблиця 15.33

Кут падіння $\varphi$	Фотострум $I_s$ , (мкА)	Коефіцієнт відбивання $\rho_p = \frac{I_s}{I_0}$

12. Повернути поляроїд так, щоб вертикальна мітка на його оправі показувала на поділку  $\alpha$  лімба, що рівне  $\alpha_{cp} + 90^\circ$ . В інтервалі кутів падіння променів  $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$  через кожні  $10^\circ$  зняти залежність фотоструму  $I_s$ , що відповідає відбитій від чорного дзеркала s – компоненті падаючого світла з коливаннями вектора  $\vec{E}$  в площині падіння. Після закінчення вимірювань прилади вимкнути. Для всіх кутів  $\varphi$  розрахувати коефіцієнт відбивання  $\rho_p = \frac{I_s}{I_0}$ . Дані занести в таблицю 15.3. Побудувати графік залежності  $\rho_s$  від  $\varphi$ .

13. Забрати поляроїд і дослідити залежність коефіцієнта відбивання природного світла  $\rho_e = \frac{I_e}{I_{co}}$  від чорного дзеркала в інтервалі кутів падіння  $\varphi = 10^\circ \dots 80^\circ$  через кожні  $10^\circ$ . Струм  $I_{co}$ , що відповідає інтенсивності природного світла, що падає на чорне дзеркало і визначається як і струм  $I_0$  в п.6, але без поляроїда. При вимірюваннях користуватися шунтами мікроамперметра і слідкувати за тим, щоб стрілка приладу не виходила за межі шкали. Після закінчення вимірювань, прилади вимкнути.

За даними вимірювань заповнити таблицю 15.4.

Побудувати графік залежності коефіцієнта відбивання природного світла  $\rho_e$  від кута падіння.

Таблиця 15.4

Кут падіння $\varphi$	Фотострум $I_e$ , (мкА)	Коефіцієнт відбивання $\rho_e = \frac{I_e}{I_{co}}$

### Вправа 3. Вивчення поляризованого світла за допомогою стопи Столетова

1. На оптичній лаві встановити освітлювач, поляроїд і стопу Столетова. Прилади від'юструвати так само, як і у вправі 2.

2. Підключити фотоелемент, встановлений на столику разом зі стопою Столетова, до мікроамперметра. Зв'язати в мережу освітлювач і мікроамперметр натисненням кнопок «Сеть» на панелі приладів.

3. Встановити на шкалі поляризатора  $\alpha = \alpha_{cp}$ , отримане у вправі 2.

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  $I_{від}^{(p)}$  і занести цей показ в таблицю 15.5.

Таблиця 15.5

Кут падіння $\varphi$	Фотострум (р) $I_{від}^{(p)}$ (мкА)	Фотострум (р) $I_{пр}^{(p)}$ (мкА)	Фотострум (s) $I_{від}^{(s)}$ (мкА)	Фотострум (s) $I_{пр}^{(s)}$ (мкА)

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  $I_{пр}^{(p)}$  і занести це значення у таблицю 5.

7. Проробити п.п. 4, 5 і 6 для  $\varphi = 10^\circ, 15^\circ \dots 85^\circ$  і заповнити таблицю 5.

8. Встановити на шкалі поляризатора кут  $\alpha = \alpha_{cp} + 90^\circ$

9. Проробити п.п. 4, 5, 6, і 7 для цього випадку, вимірюючи  $I_{пр}^{(s)}$  і  $I_{від}^{(s)}$

10. Відключити освітлювач і мікроамперметр від мережі.

11. За даними табл. 15.5 побудувати графіки залежності  $I_{пр}^{(p)}$  і  $I_{від}^{(p)}$  від кута падіння  $\varphi$  для р-компоненти поляризованого світла, а також графіки залежності  $I_{пр}^{(s)}$  і  $I_{від}^{(s)}$  від кута падіння  $\varphi$  для s-компоненти поляризованого світла.

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

### Контрольні запитання

1. Які хвилі називаються поперечними? Поздовжніми?
2. Які світлові хвилі називають лінійно поляризованими?
3. Яка відмінність природного світла від лінійно поляризованого?
4. Який зміст поняття – поляризація?
5. Чи можна поляризувати поздовжні хвилі? Якщо так (ні), то чому?
6. Що називають площиною коливань (площиною поляризації) лінійно поляризованого світла?
7. Яке світло називають частково поляризованим? Чим воно відрізняється від природного світла?
8. Який оптичний прилад називають поляризатором (аналізатором)?
9. Чому для отримання лінійно поляризованого світла використовують діелектричні, а не металічні плоскопаралельні пластинки?
10. Поясніть явище утворення лінійно поляризованого світла при відбиванні і заломленні світла на межі середовищ: повітря–скло.

11. Покажіть, що при виконанні умови Брюстера відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні.
  12. В чому суть явища дихроїзму кристала? Наведіть приклади.
  13. Яке явище називають явищем подвійного променезаломлення?
  14. Що таке призма Ніколя? Для чого вона використовується?
  15. Чому для виготовлення призми Ніколя використовується ісландський шпат і канадський бальзам?
  16. Що таке призма Волластона і для чого вона використовується?
  17. В якому випадку говорять, що поляризатори схрещені?
  18. Чи можна в якості аналізатора використати скляну пластинку? Якщо можна, то як? Якщо ні, то чому?
  19. Чому рівна інтенсивність природного світла при проходженні його через поляризатор? Обґрунтуйте сказане.
  20. Чому рівна інтенсивність лінійно поляризованого світла після проходження його через аналізатор?
  21. Як можна експериментально перевірити закон Малюса? Які необхідні для цього прилади і які величини необхідно виміряти?
- Література: [1], с. 213 – 229, [2], с. 218 – 256, [3], с. 224 – 234, [4], с. 455 – 480.

### Робота № 16

#### Вивчення гелій-неонового лазера і визначення довжини хвилі випромінювання лазера ЛГ-44

**Мета роботи:** Вивчити будову і принцип роботи гелій-неонового лазера та визначити довжину хвилі випромінювання лазера ЛГ-44.

**Прилади і обладнання:** Гелій-неонові лазери: ЛГ-31, ЛГ-44, дифракційна решітка ( $d = 0,01$  мм), набір по поляризації світла, екран переносний, вимірвальна лінійка.

#### Теоретичні відомості та опис приладів

Оптичні квантові генератори (лазери), які з'явилися на початку 60-х років, отримали широке поширення як джерела випромінювання, що працюють в оптичному діапазоні частот. Термін "лазер" утворений із початкових букв англійського словосполучення – "підсилення світлових коливань за допомогою індукованого випромінювання". Великий прогрес в області квантової електроніки зумовлений позитивними якостями лазерного випромінювання, яке володіє високою часовою і просторовою когерентністю, монохроматичністю і напрямленістю. Можливість ефективного його фокусування дозволяє отримати надзвичайно велику густину

енергії в світловому пучку. Ці можливості лазерів мають істотне значення для розвитку таких галузей радіотехніки як локація, навігація, зв'язок, телебачення, обчислювальна техніка тощо. Відоме також технічне застосування лазерів.

#### 1. Спонтанне і вимушене випромінювання коливань

В основі роботи лазера лежать три фундаментальні явища, які мають місце при взаємодії електромагнітних хвиль з речовиною: процеси **спонтанного і вимушеного випромінювання та поглинання**.

##### 1.1. Спонтанне випромінювання

Розглянемо у деякому середовищі два енергетичні рівні 1 і 2 з енергіями  $E_1$  і  $E_2$  ( $E_1 < E_2$ ). При дальшому розгляді це можуть бути будь-які два рівні з необмеженого набору рівнів, властивих даному середовищу. Однак зручно прийняти рівень 1 за основний. Припустимо, що атом (або молекула) речовини знаходиться в початковому стані, який відповідає рівню 2. Оскільки  $E_2 > E_1$ , атом буде намагатися перейти на рівень 1. Отже з атома повинна виділитися енергія, яка рівна різниці енергій  $E_2 - E_1$ . Коли ця енергія звільняється у вигляді електромагнітної хвилі самовільно, то цей процес називають **спонтанним (самовільним) випромінюванням**. При цьому частота випроміненої хвилі визначається за формулою Планка-Бора.

$$\nu_{21} = \frac{E_2 - E_1}{h}, \quad (16.1)$$

де  $h = 6,62 \cdot 10^{-34}$  Дж·с – стала Планка. Таким чином, спонтанне випромінювання характеризується випромінюванням фотона з енергією

$$h\nu_{21} = E_2 - E_1, \quad (16.2)$$

при переході атома з рівня 2 на рівень 1 (рис 16.1, а).

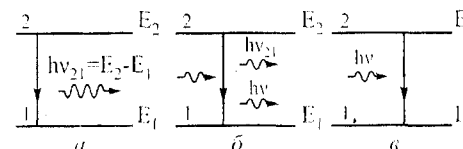


Рис. 16.1

Характерною особливістю спонтанних переходів є те, що вони не пов'язані з впливом яких-небудь зовнішніх змінних полів або інших чинників на атомну систему. Причиною спонтанних переходів є внутрішні збурення, флуктуації в квантових системах, природа яких ще не достатньо розкрита. При спонтанному випромінюванні окремі атоми випромінюють незалежно один від одного, і окремі акти випромінювання не зв'язані в часі, тому поляризація і напрямок випромінювання електромагнітних хвиль можуть бути будь-якими. Звідси випливає висновок – спонтанне випромінювання по відношенню до зовнішнього поля буде **не когерентним, шумовим, не напрямленим**.

Імовірність спонтанного випромінювання можна визначити наступним чином. Припустимо, що в момент часу  $t$  на рівні 2 знаходиться  $N_2$  атомів (в одиниці об'єму). Швидкість переходу  $\left(\frac{dN}{dt}\right)_{cn}$  цих атомів внаслідок спонтанного випромінювання на нижній рівень, очевидно пропорційна  $N_2$ . Значить можна записати, що

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{cn} = -AN_2, \quad (16.3)$$

де  $A$  – характеризує імовірність спонтанного випромінювання і називається **коефіцієнтом Ейнштейна**. (Вираз для  $A$  вперше був отриманий Ейнштейном із термодинамічних міркувань). Величину  $\tau_{cn} = 1/A$  називають **спонтанним часом життя**. Чисельні значення величин  $A$  і  $\tau_{cn}$  залежать від конкретного переходу, який бере участь у випромінюванні.

### 1.2. Вимушене випромінювання

Припустимо знову, що атом в початковому стані знаходиться на верхньому рівні 2 і на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою, яка визначається виразом (16.1). Оскільки частоти падаючої хвилі і випромінювання, зв'язаного з атомним переходом, рівні одна одній, то існує скінчена імовірність того, що падаюча хвиля викличе перехід атома з рівня 2 на рівень 1 ( $2 \rightarrow 1$ ) (рис 16.1, б). При цьому різниця енергій  $E_2 - E_1$  виділиться у вигляді електромагнітної хвилі, яка додається до падаючої. Це і є явище **вимушеного випромінювання**. Його ще називають **індукованим** або **стимульованим випромінюванням**.

Існує важлива особливість вимушеного випромінювання: **вторинний фотон, який виникає в результаті переходу, не відрізняється від того фотона, який стимулював цей перехід**. Обидва фотони характеризуються однаковими параметрами: **при вимушеному випромінюванні частота, напрямок поширення і стан поляризації індукованого випромінювання точно співпадають з частотою, напрямком поширення і поляризацією довільного електромагнітного поля, яке викликало це випромінювання і співфазні з ним, тобто фази вимушувачих і випромінених квантів жорстко зв'язані**. Звідси випливає, що оскільки первинні і вторинні фотони невіддільні то зрозуміло, що таке випромінювання набуває властивостей **монохроматичності, когерентності і напрямленості**.

Процес вимушеного випромінювання також можна описати за допомогою рівняння:

$$\left(\frac{dN_2}{dt}\right)_{mv} = -W_{21}N_2, \quad (16.4)$$

де  $(dN_2/dt)_{mv}$  – швидкість переходу  $2 \rightarrow 1$  атома за рахунок вимушеного випромінювання,  $W_{21}$  – імовірність вимушеного переходу. Як і коефіцієнт  $A$  у виразі (16.3), величина  $W_{21}$  також має розмірність  $(\text{час})^{-1}$ . Однак, на відміну від  $A$  імовірність  $W_{21}$  залежить не тільки від конкретного переходу, але й від інтенсивності падаючої електромагнітної хвилі, оскільки вимушене випромінювання може відбуватися тільки під дією зовнішнього поля. Точніше, для плоскої хвилі:

$$W_{21} = \sigma_{21}F, \quad (16.5)$$

де  $F$  – густина потоку фотонів в падаючій хвилі,  $\sigma_{21}$  – переріз вимушеного випромінювання. Ця величина має розмірність площі і залежить лише від характеристик даного переходу.

### 1.3. Поглинання

Припустимо зараз, що атом в початковому стані знаходиться на рівні 1. Якщо це основний рівень, то атом буде залишатися на ньому до тих пір, поки на нього не подіє якесь зовнішнє збурення. Нехай на речовину падає електромагнітна хвиля з частотою  $\nu_{21}$ , яка визначається формулою (16.1). В такому разі існує скінчена імовірність того, що електрон перейде на верхній рівень 2. Різниця енергій  $E_2 - E_1$ , яка необхідна для того, щоб атом здійснив перехід, береться із енергії електромагнітної хвилі. В цьому заключається суть процесу резонансного поглинання.

За аналогією з (16.4) імовірність поглинання  $W_{12}$  визначається рівнянням:

$$\left(\frac{dN}{dt}\right)_{mv,1} = -W_{12}N_1, \quad (16.6)$$

де  $N_1$  – число атомів в одиниці об'єму, які в даний момент часу знаходяться на рівні 1. Крім того, подібно до виразу (16.5) можна записати

$$W_{12} = \sigma_{12}F, \quad (16.7)$$

де  $\sigma_{21}$  – деяка характерна площа (переріз поглинання), яка залежить лише від конкретного переходу.

## 2. Принцип роботи лазера

### 2.1. Інверсна населеність рівнів

Розглянемо в якомусь середовищі енергетичні рівні 1 і 2 з відповідними населеностями  $N_1$  і  $N_2$ . Нехай в цьому середовищі в напрямку осі  $Z$  поширюється плоска хвиля з інтенсивністю, яка відповідає густині потоку фотонів  $F$  (рис. 16.2)

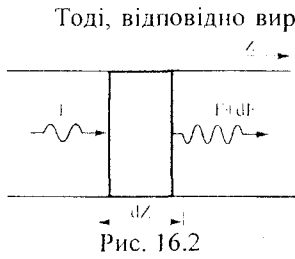


Рис. 16.2

Тоді, відповідно виразів (16.4) – (16.7), зміна густини потоку  $dF$ , яка обумовлена як процесами випромінювання, так і процесами поглинання, в шарі  $dZ$  (затонована область на рис. 16.2), визначається рівнянням

$$dF = \sigma F(N_2 - N_1)dZ \quad (16.8)$$

Із рівняння (16.8) випливає, що у випадку  $N_2 > N_1$  середовище веде себе, як підсилювач (тобто  $dF/dZ > 0$ ), а у випадку  $N_2 < N_1$  – як поглинач.

Відомо, що при термодинамічній рівновазі населеності енергетичних рівнів описуються статистикою Больцмана. Так, якщо  $N_1^0$  і  $N_2^0$  – населеності двох рівнів при термодинамічній рівновазі, то маємо:

$$\frac{N_2^0}{N_1^0} = \exp\left[-\frac{E_2 - E_1}{kT}\right] = e^{-\frac{h\nu_{21}}{kT}}, \quad (16.9)$$

де  $k$  – стала Больцмана,  $T$  – абсолютна температура середовища.

Звідси видно, що при низьких температурах, коли  $(E_1 - E_2)/(kT) \gg 1$  (випадок теплової рівноваги), виконується нерівність  $N_1 \gg N_2$  і основна

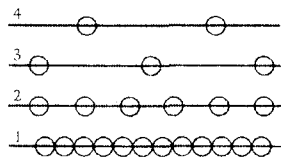


Рис. 16.3

частина атомів знаходиться у не збудженому стані з енергією  $E_1$  (рис. 16.3). У відповідності з (16.8) середовище поглинає випромінювання на частоті  $\nu$ , що як правило спостерігається на практиці. Однак, якщо вдасться досягнути не рівноважного стану, для якого  $N_1 < N_2$ , то середовище буде діяти, як підсилювач. В цьому випадку говорять, що в середовищі існує **інверсія населеностей**, маючи на увазі, що різниця населеностей  $(N_2 - N_1 > 0)$  протилежна за знаком тій, яка існує у звичайних умовах  $(N_2^0 - N_1^0 < 0)$ .

Середовище, в якому здійснюється інверсія населеностей, називають **активним середовищем**.

В дворівневій системі інверсія населеностей енергетичних рівнів може бути описана за допомогою поняття від'ємної абсолютної температури. Припустимо, що відношення (16.9) містить визначення абсолютної температури і описує не тільки рівноважний стан із населеністю  $N_1^0$  і  $N_2^0$ , але і рівноважні стани з населеностями  $N_1$  і  $N_2$ . Тоді

$$\frac{N_1}{N_2} = e^{\frac{h\nu_{21}}{kT}}, \quad (16.10)$$

звідси

$$T = \frac{h\nu_{21}}{k} \frac{1}{\ln(N_1/N_2)}. \quad (16.11)$$

Із (16.11) випливає, що при  $N_1 > N_2$ , коли більшість атомів знаходяться в не збудженому стані,  $\ln(N_1/N_2) > 0$  і абсолютна температура  $T$  додатна. При  $N_1 = N_2$ , коли населеності рівнів  $E_1$  і  $E_2$  однакові,  $\ln(N_1/N_2) = 0$  і абсолютна температура перетворюється в нескінченність. При  $N_1 < N_2$ , коли більшість атомів знаходяться в збудженому стані  $\ln(N_1/N_2) < 0$  і абсолютна температура від'ємна.

Таким чином, від'ємна температура є характеристикою не рівноважного стану. Привести середовище у стан інверсної населеності можна під дією енергетичних впливів – підвищення температури, освітлення, бомбардування швидкими частинками тощо. На рис. 16.4 наведена нормальна (рис 16.4, а) і інверсна (рис 16.4, б) населеності енергетичних рівнів.

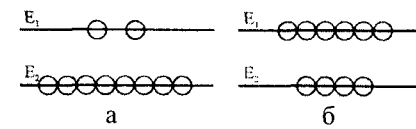


Рис. 16.4

## 2.2 Умови, необхідні для створення у середовищі інверсної населеності рівнів.

Експерименти показали, що не в будь-якому середовищі можна створити стан з інверсною населеністю рівнів.

Наприклад, створити інверсну населеність в системі з 2-х рівнів (дворівнева населеність) навіть шляхом тривалого освітлення речовини потужним світловим імпульсом неможливо. Це пов'язано із наступними причинами: по-перше, із збільшенням концентрації частинок на верхньому рівні (рівні з енергією  $E_2$ ), зростає імовірність спонтанних переходів; по-друге, збуджуюче випромінювання викликає вимушене випромінювання, яке переводить частинки на нижній рівень.

Інші можливості відкриваються при використанні системи з трьома рівнями, серед яких є такі збуджені стани, в яких атоми можуть знаходитись не  $10^{-8}c$ , а значно триваліше. Такі стани і рівні енергій, які їм відповідають називають **метастабільними**.

Нехай рівень енергії  $E_2$  (рис. 16.5, а) метастабільний і характеризується “часом життя” в 1000 разів більшим за “час життя” “рівня  $E_3$  ( $t \approx 10^{-8}c$ ).

При наявності рівня  $E_2$  можливі спонтанні переходи із стану  $E_3$ , не тільки в основний стан  $E_1$ , але й переходи на метастабільний рівень  $E_2$ . Обидва переходи супроводжуються виділенням відповідної енергії:

$$\left. \begin{aligned} E_{31} &= E_3 - E_1, \\ E_{32} &= E_3 - E_2. \end{aligned} \right\} \quad (16.12)$$

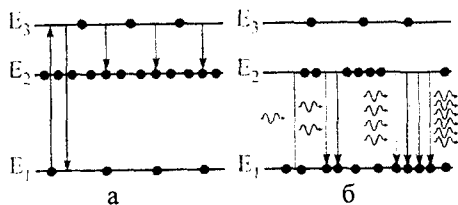


Рис. 16.5

Велика різниця в тривалостях життя в станах  $E_3$  і  $E_2$  призводить до того, що під дією збуджуючих фотонів з енергією  $h\nu \geq E_3 - E_1$  атоми переходять спочатку у стан  $E_3$ , а потім випромінюючи квант з енергією  $E_{32} = E_3 - E_2$ , вони переходять в

стан  $E_2$ . В результаті відбувається накопичення атомів на метастабільному рівні  $E_2$  і число їх з часом виявляється більшим за число атомів на основному рівні  $E_1$ . Значить, в результаті з такою системою рівнів під дією збуджуючого випромінювання  $h\nu \geq E_3 - E_1$  може бути створена інверсна населеність рівнів.

Якщо направити в попередньо підготовлену таким чином речовину квант електромагнітного випромінювання  $h\nu_{21} \geq E_2 - E_1$ , то внаслідок явища індукованого випромінювання відбудеться підсилення світла, що умовно показано на рис 16.5, б. Число випромінених фотонів збільшується в геометричній прогресії. На виході підсилювача світла фотонів більше, ніж на вході, або, що теж саме, амплітуда електромагнітних коливань зростає пропорційно числу індукованих переходів.

Система атомів з інверсною населеністю рівнів здатна не тільки підсилювати, але й генерувати електромагнітне випромінювання. Для роботи в режимі генератора необхідний додатковий зворотний зв'язок, при якому частина сигналу з виходу пристрою подається на його вхід. Для цього активне середовище, в якому створюється інверсна населеність рівнів, розміщується в резонаторі, який складається з двох паралельних дзеркал. Якщо в результаті одного із спонтанних переходів атомів з метастабільного рівня на основний виникає фотон з енергією  $h\nu_{21} = E_2 - E_1$ , то при поширенні його в бік одного із дзеркал фотон викликає індуковане випромінювання і до дзеркала підходить ціла лавина фотонів з енергією  $h\nu_{21}$  кожний. Після відбивання від дзеркала лавина фотонів поширюється у протилежному напрямку, водночас змушуючи висвітлюватися з метастабільного рівня збуджені атоми, які залишилися в цьому стані.

З квантових міркувань генерація світла повинна відбуватися при будь-якій відстані між дзеркалами. Але досвід показує, що вона виникає тільки при певній довжині  $L$  резонатора, яка кратна цілому числу півхвиль:

$$L = \frac{k\lambda}{2}. \quad (16.14)$$

За цієї умови різниця ходу між хвилею, яка виникла, і хвилею, яка відбилася від двох дзеркал, рівна цілому числу довжин хвиль, і на виході підсилювача відбувається додавання амплітуд світлових хвиль.

Розглянутий принцип підсилення і генерації електромагнітного випромінювання був запропонований російськими фізиками радянської доби Н.Г. Басовим і А.М. Прохоровим і одночасно американським фізиком Ч. Таунсом. За роботи в цій галузі Н.Г. Басов, А.М. Прохоров в 1959 році були нагороджені Ленінською премією і разом з Ч. Таунсом в 1964 році їм присуджена Нобелівська премія з фізики.

### 2.3. Будова і принцип роботи гелій-неонового лазера

Оптичний квантовий генератор (лазер) складається із двох основних

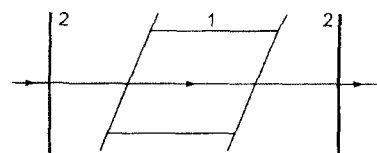


Рис. 16.6

частин: активного середовища і резонатора, який в свою чергу складається із двох напівпрозорих дзеркал (рис. 16.6). Активне середовище поміщається в трубку 1. Дзеркала 2 для лазерів мають коефіцієнт відбивання  $R \geq 0,99$ . Ці дзеркала утворюють інтерферометр Фабрі-

Перо і можуть мати різну форму (плоскі, сферичні, параболічні). Саме оптичний резонатор забезпечує випромінюванню лазера його основні властивості – **високу напрямленість, когерентність і монохроматичність**. Дзеркала забезпечують багатократне проходження світла через активне середовище.

Активним середовищем гелій-неонового лазера є суміш газів гелію ( $p = 10^2$  Па) і неону ( $p = 10$  Па), яка міститься в скляній або кварцовій трубці. За допомогою височастотного генератора в трубці створюється газовий розряд. В плазмі газового розряду атоми гелію і неону збуджуються при непружних зіткненнях з електронами. Імовірність збудження атома на різні рівні не однакова. В деякі стани атом переходить з більшою імовірністю; якщо більшим виявляється час їх життя в цих станах, то такі стани можна використовувати в якості верхніх рівнів для створення інверсної населеності.

Розглянемо механізм створення інверсної населеності рівнів в гелій-неоновому лазері, в якому робочою речовиною є нейтральні атоми неону.

Збудження здійснюється електронним розрядом. Схема енергетичних рівнів неону наведена в правій частині (рис. 16.7). В електронному розряді при зіткненні атомів з електронами збуджуються рівні  $2s$ ,  $3s$ ,  $2p$  і  $3p$ . В неоні  $s$ -стани мають більші тривалості життя (вони метастабільні), ніж  $p$ -стани. Це, взагалі кажучи, дозволяє отримувати інверсію на переходах  $2s \rightarrow 2p$  і  $3s \rightarrow 3p$ . Однак цьому заважає метастабільний рівень  $1s$ , який має достатньо тривалий час життя. Тому населяючись в зіткненнях з електро-



нами цей рівень не дає спустошуватися рівням 2p і 3p, навпаки вони заселяються за схемою  $1s \rightarrow 2p$  і  $1s \rightarrow 3p$ , що перешкоджає отриманню інверсії.

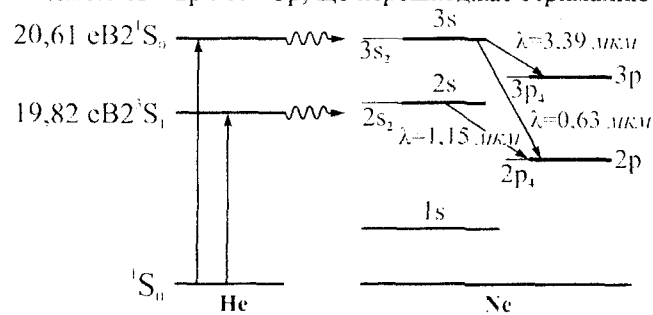
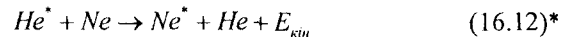


Рис. 16.7

В чистому неоні створити інверсію в неперервному режимі дуже важко. Цю трудність можна обійти якщо в електронний розряд ввести додатковий газ – донора енергії збудження. В даному випадку цим газом є гелій. Енергії двох перших збуджених метастабільних рівнів  $2^3S_1$  і  $2^1S_0$  гелію достатньо добре співпадають з енергетичними рівнями 2s, 3s неону (рис.16.7). Тому умови резонансної передачі збудження реалізуються за схемою:



При правильно вибраних тисках неону і гелію, можна добитися населеності одного або двох станів 2s і 3s неону, яке значно перевищує населення цих рівнів в чистому неоні, і отримати інверсню населеність цих рівнів у відношенні до станів 2p, 3p. Історично першою була отримана генерація на переході  $2s \rightarrow 2p$  ( $2s_2 \rightarrow 2p_4$ )  $\lambda = 1,15$  мкм. Потім була реалізована інверсія переходів  $3s \rightarrow 3p$  ( $3s_2 \rightarrow 3p_4$ )  $\lambda = 3,39$  мкм і  $3s \rightarrow 2p$  ( $3s_2 \rightarrow 2p_4$ )  $\lambda = 0,63$  мкм. Схематично ці переходи показані на рис. 16.7.

Всі три види генерації відбуваються приблизно за однакових умов розряду і володіють аналогічними залежностями потужності генерації від параметрів і геометрії розряду. При цьому особливо важлива конкуренція генерацій на хвилях 3,39 і 0,83 мкм, яким відповідають переходи із спільним верхнім рівнем 3s. Тому генерація на одній із цих хвиль послаблює генерацію на іншій. Справа ускладнюється ще й тим, що переходу  $3s_2 \rightarrow 3p_4$  ( $\lambda = 3,39$  мкм) відповідає підсилення в 20 дБ/м, і тому на ньому легко досягається генерація в простих, наприклад, металічних дзеркалах, а переходу  $3s_2 \rightarrow 2p_4$  ( $\lambda = 0,63$  мкм) відповідає невелике підсилення в 5 – 6 дБ/м. Тому для отримання генерацій у видимій області гелій-неоновий лазер обладнується багат шаровими діелектричними інтерференційними дзеркалами, які володіють високим коефіцієнтом відбиття тільки на потрібній довжині хвилі. Переходу  $2s_2 \rightarrow 2p_4$  ( $\lambda = 1,15$  мкм) відповідає

підсилення 10 – 20 %, генерація досягається за допомогою діелектричних дзеркал.

Інший цікавий шлях отримання генерацій на різних довжинах хвиль ілюструється на рис. 16.8. Із-за дисперсії призми генерація в резонаторі, як показано на рис. 16.8, може виникати тільки на певній довжині хвилі. Повертаючи призму навколо осі, перпендикулярної до площини рисунка, можна змінити довжину хвилі  $\lambda_1$ . У випадку гелій-неоновий лазер цей метод дозволяє отримувати генерацію для великого числа ліній – від жовтої ( $\lambda = 0,59$  мкм) до далекої червоної ( $\lambda = 0,73$  мкм).

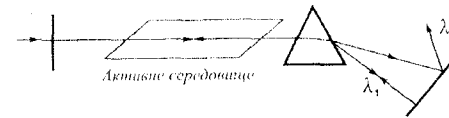


Рис. 16.8

Це пов'язано з тим, що в He-Ne лазері існує значно більше лазерних переходів, ніж це зображено на рис. 16.7. Кожен із показаних на цій схемі енергетичних станів неону розщеплюється на

декілька підрівнів; в свою чергу, кожен із підрівнів може служити початковим або кінцевим рівнем для декількох лазерних переходів. Всього в неоні стимульоване випромінювання спостерігається більше ніж на 130 ліній.

### Порядок виконання роботи

1. Перед виконанням роботи необхідно уважно ознайомитися з інструкцією по експлуатації газового лазера і перевірити надійність заземлення. Із-за використання високої напруги (до 5000 В) слід бути гранично уважним і акуратним: така напруга **небезпечна для життя**. Включення лазера проводиться в строгій послідовності з інструкцією, яка додається до даного опису. ОКГ-дуже точне джерело монохроматичного випромінювання і вимагає обережного і акуратного обходження з ним в процесі експлуатації.

2. Встановити всі прилади на однаковій висоті таким чином, щоб випромінювання лазера направлялось вздовж загальної оптичної осі установки.

3. За допомогою дифракційної решітки отримати на екрані дифракційну картину.

4. Виміряти необхідні величини для розрахунку кутів дифракції і занести їх до звітної таблиці.

5. Розрахувати кути дифракції  $\varphi_k$  і за формулою  $k\lambda = d \sin \varphi_k$  знайти довжину хвилі  $\lambda$ . Вимірювання провести для декількох (3 – 4) порядків  $k$  дифракції і знайти середнє значення  $\lambda$ .

6. Визначити абсолютну і відносну похибки визначення довжини хвилі.

7. Визначити ступінь поляризації випромінювання He-Ne лазера.

### Контрольні запитання

1. Опишіть механізм отримання спонтанного та вимушеного випромінювання. Які їх основні характеристики? Хто і коли постулював існування вимушеного випромінювання?
  2. З'ясуйте фізичну суть генерації He-Ne лазера.
  3. Які функції в лазері виконують активне середовище і резонатор?
  4. Якими факторами визначається частота лазерного випромінювання?
  5. Якими умовами визначається порогове підсилення?
  6. Які процеси ведуть до встановлення стаціонарного режиму генерацій у випадку перевищення коефіцієнта підсилення над його пороговим значенням?
  7. З'ясуйте методи, за допомогою яких можливо виділити одну генерацію із багатьох можливих лазерних переходів, які можливі в He-Ne лазері.
  8. Чому практично неможливо створити лазер на середовищі, яке характеризується дворівневою схемою? Чим характерний лазер, який працює за чотирирівневою схемою?
  9. Які ви знаєте типи лазерів? Що ви можете сказати про лазери в рентгенівському діапазоні хвиль та гамма-лазери?
  10. Назвіть основні сфери застосування лазерів?
- Література:** [1], с. 597 – 617, [4], с. 709 – 725, [6], с. 769 – 820.

### Робота № 17

#### Якісний і кількісний аналіз сплавів за допомогою стилоскопа

**Мета:** Ознайомитись з теоретичними основами якісного і кількісного аналізу сплавів, будовою і принципом роботи стилоскопа та провести якісний і напівкількісний аналіз кількох сталей.

**Прилади і матеріали:** Стилоскоп СЛ-13 з приставкою, набір зразків сталей з різним вмістом легуючих елементів.

#### Вступ

Спектральний метод аналізу полягає у визначенні хімічного складу сплаву за наявністю характерних ліній елементів у його спектрі випромінювання та у встановленні кількісного вмісту цих елементів у сплаві за інтенсивністю ліній спектра. При встановленні кількісного вмісту домішок в сплаві можуть бути два випадки. В першому випадку проводиться набли-

жена оцінка вмісту домішок у сплаві. Цей аналіз проводиться, як правило, без будь-яких реєструючих (фотометричних) засобів, тобто візуально і називається **напівкількісним аналізом**. Другий випадок, коли необхідне якомога точніше визначення вмісту домішок у сплаві. Для цього необхідно по можливості точно визначити відносну інтенсивність характерних ліній спектра. Тому в цьому випадку використовуються прилади з фотографічною або фотоелектричною реєстрацією спектра. Цей вид аналізу називають **кількісним аналізом**.

#### Елементи теорії оптичного спектрального аналізу

##### Візуальне спостереження спектра

При аналізі спектра ми зустрічаємося з трьома типами задач:

- 1) встановлення присутності або відсутності певної спектральної лінії при якісному аналізі;
- 2) наближена оцінка відносної інтенсивності двох спектральних ліній без допомоги якихось фотометричних засобів для так званого «напівкількісного» аналізу;
- 3) фотометрування спектральних ліній з метою можливо точного визначення відносної інтенсивності їх для виконання кількісного аналізу.

В окуляр спектрального приладу можна розглядати весь видимий спектр від фіолетової області до червоної. При цьому необхідно добиватися найкращої різкості спектральних ліній, яка досягається при суміщенні поля зору окуляра з фокальною поверхнею спектра.

Досягнути доброї різкості можна спостерігаючи дуже близькі спектральні лінії які зливаються між собою при поганому фокусуванні. Зручно оцінювати фокусування за розділенням таких ліній: Fe  $\lambda = 5079,23 \text{ \AA}$  і Fe  $\lambda = 5079,74 \text{ \AA}$ ; Cr  $\lambda = 5409 \text{ \AA}, 8$  і Fe  $\lambda = 5410,9 \text{ \AA}$ , які достатньо добре розділяються сучасними візуальними приладами.

Не дивлячись на те, що спектр складається з великої кількості ліній, достатньо легко і швидко можна помітити, що області спектра відрізняються один від одного за кольором, спектральні лінії мають різний зовнішній вигляд і різні інтенсивності: деякі лінії виглядають виразними і контрастними, деякі – широкими і розмитими: дуже яскраві лінії розширені і виглядають дещо розмитими.

Важливо знати, що спектральні лінії розміщуються в характерні групи, відшукати які не так вже і важко, а в окремих групах нескладно знаходити окремі спектральні лінії.

В спектрі заліза неважко помітити декілька груп ліній, які достатньо легко запам'ятати. Так, в фіолетовій ділянці спектра, починаючи від 4250 до 4337  $\text{ \AA}$  видно біля десяти достатньо яскравих ліній, більшість із яких розміщені на однакових відстанях одна від одної. В групі ліній синьої ді-

лянки (від 4367 до 4423 Å) спостерігаються три яскраві лінії: 4383, 4404 і 4415 Å. Блакитна ділянка спектра (від 4500 до 4600 Å) характерна невеликою кількістю ліній. Тут виділяються три яскраві лінії: 4871, 4890 і 4920 Å. В жовтій частині спектра добре запам'ятовуються дві трійки ліній: 5497, 5501, 5507 Å, і 5570, 5573, 5576 Å; в проміжку між якими не міститься яскравих ліній (див. атлас спектра заліза).

Перераховані вище лінії легко розшукати у спектрі завдяки їх характерному розміщенню, вони служать певними віхами при розгляді більш складних скупчень ліній. Для цієї мети можна вибрати і інші групи ліній.

Вміти орієнтуватися в спектрі дуже важливо при якісному спектральному аналізі.

### Якісний спектральний аналіз

Одним з основних етапів якісного аналізу є встановлення належності спектральних ліній тому чи іншому елементу, тобто відшукування довжин хвиль цих ліній.

В більшості випадків якісний спектральний аналіз проводять за фотографіями ультрафіолетової і видимої областей спектра. Однак візуальні методи часто також дозволяють успішно виконувати якісні завдання.

Якісний візуальний аналіз особливо привабливий своєю безпосередністю і маневреністю. Поряд з цим візуальний якісний аналіз володіє певними обмеженнями і не слід використовувати його в тих випадках, коли це недоцільно.

Наприклад, не слід розшифровувати на стилоскопі незайомі складні спектри, для чого необхідне тривале спостереження та великі витрати матеріалу і проб. Зовсім небажано проводити візуальний якісний аналіз, коли необхідне мінімальне пошкодження зразка, або коли необхідно обходитись дуже малою кількістю проби. В цих випадках краще фотографувати спектр і як завжди довго вивчати його фотографію.

Визначити довжину хвилі спектральної лінії можна наступним чином. Якщо лінія, яка нас цікавить, розміщена в спектрі заліза, то довжину її хвилі можна визначити методом інтерполяції між лініями заліза, які можна ототожнити за допомогою атласу. Наприклад, якщо в спектрі сталевого зразка ми бачимо лінію 1 (рис. 17.1), яка розміщена посередині між лініями заліза 4789,6 і 4859,7 Å, то без особливих труднощів знайдемо, що довжина її хвилі приблизно 4824 Å, оскільки половина відстані між названими лініями складає 35 Å, додаючи їх до 4789,6, отримуємо 4824,6 Å. Заглянувши в таблиці спектральних ліній (див. [7], с. 304), знаходимо, що яскрава лінія належить марганцю, як правило, присутньому в залізі. Це



Рис. 17.1

припущення необхідно підтвердити відшукуванням інших ліній, які належать марганцю.



Рис. 17.2

Звернемося зараз до іншого прикладу. Розглянемо в спектрі сталевого зразка лінію 1 на рис. 17.2. Вона розміщена між лініями заліза 4250,8 і 4260,5 Å; неважко помітити, що відстань між ними і лінією 1 ділиться приблизно у відношенні 2/3, що дає нам для лінії 1 довжину хвилі 4254 Å, яка відповідає хрому. Ці приклади достатньо наочно показують, що за допомогою простих прийомів можна проводити оцінки довжин хвиль спектральних ліній за допомогою відомого спектра заліза. Тому зрозуміло, що для успішної роботи по розшифровці спектрів необхідно мати атлас спектра заліза і таблиці спектральних ліній (див. [7], с. 234 – 314).

Метод використання спектра заліза для встановлення належності даної лінії тому чи іншому елементу хоч і вимагає певних навичок, по суті є достатньо простою справою, якщо спектр заліза розміщується під досліджуваним спектром, або накладається на нього. В розглянутих вище прикладах по відшукуванню довжин хвиль ліній марганцю і хрому немає потреби турбуватися про суміщення досліджуваного спектра із спектром заліза, який є шкалою, оскільки в спектрі сталі уже є лінії заліза. Дещо інакше поступають при відшукуванні невідомих домішок в інших сплавах, наприклад алюмінієвих або мідних.

В цих випадках необхідно якимось чином ввести в спектр заліза досліджуваний спектр або розмістити їх один над одним. Якщо це вдалося, то визначення довжин хвиль ліній в спектрі сталі проводиться так само, як показано вище на прикладі ліній хрому і марганцю.

При аналізі сплавів кольорових металів можна ввести в спектр лінії заліза, взявши, скажімо, залізний електрод. Якщо це виявиться незручним, або якщо необхідно визначити в зразку залізо, то на спектральну лінію, яка досліджується, необхідно встановити вказівник окуляра стилоскопа. Далі, не міняючи фокусування, необхідно поставити залізні електроди, запалити дугу і за положенням вказівника в спектрі заліза знайти довжину хвилі шуканої спектральної лінії. Цим же способом користуються і для підтвердження припущення про приналежність даної лінії тому чи іншому елементу. Нехай, наприклад, припускається, що шукана лінія відноситься до нікелю; ретельно встановити вказівник окуляра на цій лінії, запалюємо дугу між електродами із нікелю і перевіряємо, чи з'явиться у відміченому вказівником окуляра місці лінія. При відсутності електродів із необхідної нам речовини останню можна ввести в дугу між електродами у вигляді шматочка металу або у вигляді солей.

Спосіб проведення якісного аналізу залежить від поставленої задачі і може досить сильно змінюватися. В якості прикладу наведемо один із можливих варіантів часткової методики.

1. **Формулювання задачі і уточнення призначення методики.** Дуже важливо чітко конкретизувати мету майбутньої розробки. Якщо задача складна, то її необхідно розбити на окремі етапи.

2. **Відшукування найбільш інтенсивних ліній.** Це слід зробити за відповідними таблицями спектральних ліній. Знаходять найбільш чутливі лінії (не менше двох) шуканої домішки.

3. **Виявлення перешкод і накладок.** Заважаючими лініями умовно називають ті лінії елементів, які за їх положенням в спектрі можна помилково прийняти за лінії тих елементів, які аналізуються.

Перевіряти наявність заважаючих ліній необхідно не тільки в місці, де знаходиться аналітична лінія, але і в сусідніх ділянках (ширина сусідніх областей може бути різною, вона залежить від дисперсії). Якщо виявлено, що на лінії елемента, який аналізується, накладаються лінії інших елементів, то слід пошукати інші лінії в спектрі, а якщо таких не виявиться, то необхідно експериментально перевірити, в якій мірі будуть заважати можливі накладання. Слід ще раз зауважити, що оцінка можливих перешкод від співпаданя з лініями інших елементів є важливим етапом якісного аналізу.

4. **Отримання кінцевих методичних даних,** тобто схем або фотографій, де повинні бути наведені необхідні вказівки для виконання якісного визначення.

Таким чином, для проведення якісного спектрального аналізу візуальним методом можна рекомендувати наступний порядок:

а) Провести зовнішній огляд зразка, передбачити можливий хімічний склад і вибрати найбільш доцільний спосіб введення проби в джерело світла.

б) Швидко оглянути весь спектр, намагаючись знайти добре відомі групи ліній. Далі розглянути спектр зразка, починаючи з фіолетової ділянки і визначити довжини хвиль виразно видних спектральних ліній.

в) Присутність передбачуваного елемента необхідно обов'язково перевіряти хоча б ще по одній лінії.

г) Після визначення трьох-чотирьох елементів, виходячи із логічних припущень про можливий склад зразка, слід перевірити присутність інших елементів.

Завданням кількісного емісійного спектрального аналізу є визначення концентрації домішки в сплаві за вимірюванням відносної інтенсивності аналітичної пари ліній (домішки і основи). Це визначення проводиться на основі попередньо знайденої залежності між відносною інтенсивністю ліній і концентрацією домішки в зразках з добре відомим складом (сталом). Ця залежність будується графічно і дає градувальну криву, яка зв'язує інтенсивність  $I$  і концентрацію  $C$  для кожного конкретного випадку.

В тому випадку, коли спектральні лінії домішки і зразка мають однакові потенціали збудження, і атоми, які містять ці лінії, мають близькі потенціали, для відносної інтенсивності  $R$  цих двох ліній домішки і основи можна записати співвідношення:

$$R = \frac{I_1}{I_2} = k \frac{C_1}{C_2}, \quad (17.1)$$

де  $I_1$  і  $I_2$  – відповідно інтенсивності ліній домішки і основи,  $k$  – коефіцієнт пропорційності,  $C_1$  і  $C_2$  – відповідно, концентрації домішки і елемента порівняння.

Якщо елемент порівняння вводиться в пробу в сталій кількості, і якщо при різних варіаціях сплаву концентрація основи практично не міняється, то величину  $C_2$  можна вважати сталою. В цьому випадку вираз (17.1) набуде вигляду:

$$R = \alpha C, \quad (17.2)$$

де  $\alpha$  – коефіцієнт пропорційності,  $C$  – концентрація домішки.

При розгляді відносної інтенсивності припускалося, що самопоглинання в плазмі відсутнє. Якщо врахувати самопоглинання, то вираз (17.2) слід записати так:

$$R = k_1 \frac{C_1^{h_1}}{C_2^{h_2}} = \alpha C^{h_1}, \quad (17.3)$$

Коефіцієнт  $b$  визначається властивостями використовуваних спектральних ліній (самопоглинанням) і пропорційний концентрації відповідного елемента.

Прологарифмувавши вираз (17.3), отримаємо:

$$\lg R = \lg \alpha + b \lg C \quad (17.4)$$

Вираз (17.4) найчастіше використовується для побудови градувальних кривих в координатах  $\lg R$  і  $\lg C$ . Однак градувальні криві можуть бути побудовані в координатах  $R$  і  $C$  з використанням формули (17.3).

Для візуального кількісного спектрального аналізу використовують спеціальні прилади, які називають **стилометрами**. Наявність в стилюметрі

лінійного фотоелектричного клина дозволяє порівнювати яскравості двох ліній, які знаходяться поряд.

Послаблююча дія поглинаючого клина стилосметра на основі закону Бугера-Ламберта виражається так:

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (17.5)$$

де  $I$  і  $I_0$  – інтенсивності світла відповідно, яке пройшло через клин, і падаючого світла,  $k$  – стала клина,  $x$  – товщина поглинаючого шару клина.

Співвідношення (17.5) можна записати для ліній домішки (індекс 1) і основи (індекс 2). Нехай при рівності яскравостей зрівнюваних ліній товщина клинів відповідно рівна  $x_1$  і  $x_2$ . Тоді можна записати таку рівність  $I_{01} e^{-kx_1} = I_{02} e^{-kx_2}$ . Логарифмуючи і відкидаючи індекс нуль, отримаємо:

$$\lg R = \lg \frac{I_1}{I_2} = k(x_2 - x_1),$$

де  $R = I_1/I_2$ ,  $k$  – стала і однакова для обидвох клинів.

Якщо при виготовленні клина забезпечена лінійна зміна товщини, то від товщини клина можна перейти до їх лінійного зміщення:

$$\lg R = k(l_2 - l_1) \approx k\Delta l,$$

де  $k$  – стала величина,  $\Delta l = l_2 - l_1$ ,  $l_1$  і  $l_2$  – відліки положення клинів.

Використовуючи основну залежність (17.4), отримаємо вираз для аналітичної залежності між концентрацією і відносним переміщенням клина  $\Delta l$ :

$$k\Delta l = \lg \alpha + b \lg C. \quad (17.6)$$

Останній вираз дає лінійну залежність між переміщенням клина і логарифмом концентрації.

### Опис приладу

Стилоскоп являє собою установку для швидкого якісного і напівкількісного аналізу. Принцип дії установки наступний: між дослідним зразком і диском із чистої міді запалюють електричну дугу. Світло дуги проектується на щілину спектрального апарату. Отриманий спектр порівнюється із доданими до приладу стандартами. Це порівняння дозволяє визначити наявність в спектрі характерних ліній того чи іншого елемента.

Стилоскоп СЛ-13 з фотометричним клином служить для візуального якісного і напівкількісного спектрального аналізу сталей, кольорових металів і сплавів у видимій області спектра.

Стилоскоп застосовується для експресних аналізів, до точності яких не пред'являють високих вимог. Є можливість аналізу тонкого дроту, стрічки, зразків малої маси з легкоплавких сплавів (на основі олова, свинцю тощо). Визначення незначних концентрацій важко збуджуваних еле-

ментів: вуглецю від 0,1 %, кремнію 0,1 %, сірки від 0,02 % та інших елементів в сталях і сплавах.

Оптична схема стилоскопа СЛ-13 наведена на рис.17.3.

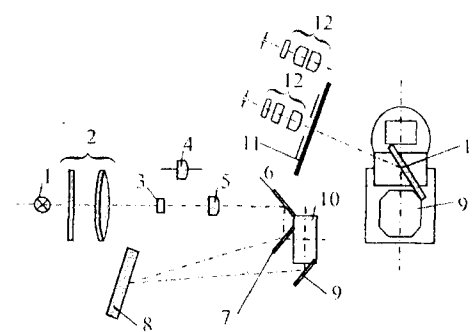


Рис. 17.3

них елементів в режимі іскрового розряду.

Дифракційна решітка виконує роль фокусуєного і диспергуючого елемента. В стилоскопі СЛ-13 застосовується решітка із змінним кроком нарізки і криволінійними штрихами, що дає можливість скомпенсувати аберації.

Сканування спектра здійснюються обертанням дифракційної решітки навколо осі 0 на кут  $\varphi_{390} = 13^{\circ}13'$  до  $\varphi_{470} = 24^{\circ}52'$  при одночасному переміщенні вздовж бісектриси кута відхилення.

Дифраговане решіткою випромінювання дзеркалами 9 і 10 направляється в площину фотоелектричного клина 11, розмішеного в фокальній площині окуляра 12.

Генератор для стилоскопа побудований за принципом подвійного живлення і являє собою низьковольтний контур з керованою фазою запалення дуги змінного струму і низьковольтної іскри за допомогою високовольтних імпульсів малої енергії. Блок-схема генератора наведена на рис. 17.4.

Низьковольтний контур забезпечує енергією аналітичний проміжок (F2) і здійснює всі режими робіт. Живиться від мережі 220 В, розрахований на потужність 2,2 кВт.

Схема живлення і керування служить джерелом живлення для генератора імпульсів, а також для керування фазою запалювання дуги або іскри в аналітичному проміжку і кількістю запалюючих імпульсів за півперіод напруги мережі. Генератор запалюючих імпульсів (ГЗІ) формує високовольтні імпульси малої енергії, видає

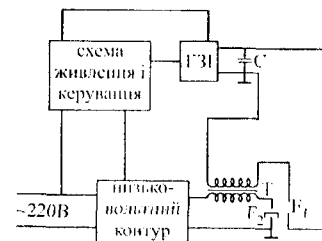


Рис. 17.4

від 1 до 3 імпульсів за період напруги мережі. Імпульси керуються за фазо-ступенями через  $30^\circ$  від  $60^\circ$  до  $120^\circ$ .

Трансформатор запалюючих імпульсів (Т) забезпечує передачу високовольтних імпульсів у низьковольтний контур. Від його властивостей залежить здійснення жорстких іскрових режимів.

Аналітичний проміжок (F2) являє собою два електроди, між якими здійснюється основний розряд. Один електрод є досліджуванним зразком, він заземлений.

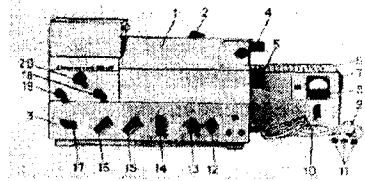


Рис. 17.5

Додатковий проміжок (F1) служить для стабілізації моменту запалення в аналітичному проміжку. Електрична схема генератора і її опис наведено в заводській інструкції до стилоскопа (ст. 8 – 11).

Прилад складається з трьох основних частин (рис. 17.5): оптичної головки 1, генератора 3 і приставки 6.

**Оптична головка** складається із освітлювальної системи, щілини, дифракційної решітки, системи поворотних дзеркал і окулярної головки, які розміщені в корпусі 1 (рис. 17.5).

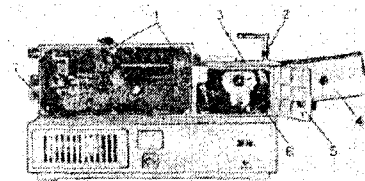


Рис. 17.6

Освітлювальна система, яка складається із конденсорів 2, 3, 4, 5 (рис. 17.3), змонтована на кронштейні 1 і фланці 1 (рис. 17.6). Щілина сталі ширини 0,015 мм нанесена на скляній пластинці, яка склеєна з третьою лінзою освітлювача, і закріплена на кронштейні.

Дифракційна решітка закріплена в основі. Сканування спектра здійснюється поворотом решітки навколо осі, яка проходить через вершину решітки за допомогою кулачка з одночасним переміщенням решітки вздовж бісектриси кута відхилення для автоматичного фокусування. Зворотньо-поступальне переміщення решітки здійснюється шарнірно-важільним механізмом в межах  $\pm 1$  мм. Поворот решітки здійснюється маховичком 7 (рис. 17.6), який з'єднаний з барабаном, на якому нанесена шкала з ціною поділки 5 мм. На кронштейні окулярної головки розміщені поворотні дзеркала, фотометричний клин зі шкалою і окуляр в оправі.

Інтенсивність спектра регулюється рукояткою 2 (рис. 17.5). Якщо рукоятку поставити в положення на цифру 1, то джерело світла проєктуватиметься на об'єктив, а якщо в положення на цифру 2, то джерело світла спроектується за щілину на відстані 33 мм від неї. При вивченні спектрів багатих лініями (сталі тощо) використовують окуляр із збіль-

шенням 20x: при аналізі кольорових металів, сплавів використовується окуляр із збільшенням 13,5x (окуляр входить в комплект приладу).

Фотометричний клин розміщений в площині зображення спектра і розміщений, вздовж спектральних ліній у вигляді вузької смужки в центрі поля зору. Переміщення клина проводиться рукояткою 4 (рис. 17.5) і відраховується по шкалі, яка спостерігається в полі зору.

Якщо є потреба працювати без фотометричного клина, необхідно рукояткою 4 (рис. 17.5) вивести в поле зору діафрагму, яка відповідає встановленому окуляру. Для цього необхідно проти риски на фланці встановити відповідне позначення (13,5x або 20x) на рукоятці.

В лівій частині корпусу розміщений кронштейн з держакком, в якому можна встановлювати, дисковий електрод 6 (рис. 17.6) або циліндричний електрод. Держак електродів можна переміщати по висоті рукояткою 18 (рис. 17.5) в напрямку, перпендикулярному до оптичної осі – рукояткою

19, і у випадку застосування дискового електрода обертати рукояткою 20.

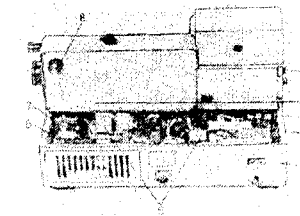


Рис. 17.7

В тій же частині корпусу розміщується розрядник. Повертанням маховичка 1 (рис. 17.7) можна плавно міняти величину проміжку між дисками розрядника, добиваючись стабільного горіння дуги або іскри.

Для доступу до електрода служить кришка 5 (рис. 17.6), яка легко відкривається. Пластина 3, яка закриває ліву частину корпусу, є столиком для встановлення зразків будь-якої форми.

Для кріплення дрібних деталей служить держак 2. Зверху столик закривається кожухом 4, який можна відкидати вліво при аналізі великих деталей.

Відстань між зразком і електродом встановлюється за допомогою знімних шаблонів, які розміщуються на місце зразка на столик.

Електрод підводиться до шаблона до стикування.

Генератор застосовується в якості джерела збудження спектра. Напруга, від генератора до електрода підводиться високовольтним провідником через контакт на кронштейні держака електрода, а до зразка, який встановлюється на столику – через заземлений корпус приладу.

Генератор являє собою литий корпус 4 (рис. 17.7), в якому розміщений силовий трансформатор 1, імпульсний трансформатор 3, котушка індуктивності, блок опорів 2, блок конденсаторів 5, перемикачі. Управління генератором винесено на передню панель корпусу.

**Приставка.** В приставці розміщені: реостат 2, трансформатор 1, блок конденсаторів 4, пакетний перемикач 5, магнітний пускач 3 (рис. 17.8),

амперметр 8 (рис. 17.5). Приставка з'єднується з генератором спеціальним з'єднувальним шнуром 9 (рис. 17.5).

Для підсвітки фотометричного клина при знятті відліків по його шкалі в слабо освітленій фіолетовій області на задній кришці стилоскопа є відкидне дзеркало 8 (рис. 17.7).

### Порядок виконання роботи

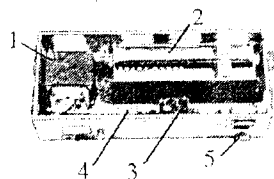


Рис. 17.8

За шаблоном виставити відстань від електрода до зразка. На столик розмістити досліджуваний зразок сталі із вмістом марганцю, поверхня якого повинна бути очищена від слідів фарби, окалини та інших вад. Поверхня зразка повинна бути розміщена на рівні поверхні стола, щоб вона перекривала отвір в столі.

Після того, як встановлені електрод і зразок, запалити дугу. Для цього необхідно перемикач 13 (рис. 17.5) поставити в положення, яке відповідає вибраному значенню фази (600, 900, 1200); перемикач 12 поставити в положення, яке відповідає певному запалювачому імпульсу; перемикач 14 – в положення 10; перемикач 16 – в положення 11; перемикач 17 в положення ВІКЛ; перемикач 15 – в положення вибраного значення індуктивності (0, 3, 10, 20, 40, 60 мкГн). Величину струму можна змінювати від 1 до 10 А за допомогою рукоятки приставки. При цьому необхідно слідкувати за показами амперметра 8.

#### 1. Визначення роду домішки в зразку

Підготувавши прилад до роботи, запалити дугу. Спостерігаючи в окуляр приладу і обертаючи маховичок 5 (рис. 17.5), переглянути весь спектр і вивести на середину поля зору досліджувану його ділянку. Установкою окуляра добитися максимальної різкості ліній. Далі, визначити наявність і рід домішки в зразку. Якщо в якості зразка використовується сталь, яка містить домішку марганцю, то в якості ліній порівняння беруть для  $Mn \lambda = 4823,5 \text{ \AA}$  з лінію  $Fe \lambda = 4854,8 \text{ \AA}$ . Встановивши на шкалі маховичка довжину хвилі 4823,5 в окулярі проти його вказівника повинна спостерігатись лінія марганцю, яка відповідає даній довжині хвилі. Для підтвердження правильності висновків необхідно знайти ще хоча б одну із характерних ліній  $Mn$ .

#### 1. Побудова градувальних графіків

Після відшукування в спектрі характерної лінії домішки необхідно встановити її проти місця, закритого клином, а лінію порівняння поза ним. Да-

лі, зміщуючи клин маховичком 4 (рис. 17.5), урівняти інтенсивності обох ліній.

Процент пропускання клина відраховується за шкалою, яка розміщена в полі зору окуляра. Відповідно виразу (17.6) покази шкали клина пропорційні концентрації елемента.

Градувальні криві будуються шляхом вимірювання показів шкали декількох зразків з точно відомим вмістом елемента, на який проводиться аналіз. Такі зразки називаються еталонами. Кожний еталон необхідно проміряти 5 – 7 разів. Із отриманих значень знайти середнє значення для кожного еталона. Далі, на міліметровому папері побудувати графік, відкладаючи процентний вміст домішки по осі ординат, а отримані для даної домішки покази шкали – по осі абсцис.

Отримані точки сполучити плавною кривою. Градувальні криві будують для кожного елемента окремо.

Еталони для побудови градувальних графіків видаються викладачем або лаборантом.

### 3. Визначення концентрації домішки в зразку

Досліджуваний зразок з невідомою концентрацією елемента покласти на столик 3 (рис. 17.6) стилоскопа і запалити дугу. Способом, описаним в попередньому завданні, урівняти інтенсивності ліній домішки і основи. Зняти покази шкали фотометричного клина.

Відклавши по осі абсцис градувального графіка знайдене значення  $\Delta I$ , визначають на графіку відповідну точку, а по осі ординат для даної точки – невідому концентрацію домішки в зразку.

#### Контрольні запитання

1. Що називають оптичним спектром?
2. Назвіть основні види спектрів і дайте їм визначення. За яких умов вони виникають?
3. З'ясуйте суть спектрального аналізу і його практичне застосування.
4. З'ясуйте суть якісного спектрального аналізу. Що лежить в його основі?
5. З'ясуйте суть кількісного спектрального аналізу. Що лежить в його основі?
6. З'ясуйте будову та принцип роботи стилоскопа СЛ-13. Що є диспергуючим елементом в стилоскопі СЛ-13?
7. З'ясуйте роль оптичного клина в оптичній схемі стилоскопа СЛ-13.
8. З'ясуйте основні положення якісного та кількісного аналізу металів і сплавів за допомогою стилоскопа СЛ-13.
9. З'ясуйте роль градувальних графіків в проведенні кількісного спектрального аналізу.

Література: [1], с. 332 – 338, [7], с. 85 – 120.

**Визначення показника заломлення і дисперсії скляної призми**

**Мета:** Ознайомитись з теорією дисперсії світла та визначити показник заломлення і дисперсію скляної призми.

**Прилади і матеріали:** Гоніометр Г-5, скляна призма, ртутна лампа.

**Теоретичні відомості**

У 1672 р. було встановлено (І. Ньютон), що показник заломлення скляної призми залежить від довжини хвилі падаючого світла:

$$n = f(\lambda) \tag{18.1}$$

Це явище отримало назву **дисперсії світла**.

Для всіх прозорих безколірних речовин показник заломлення монотонно зростає із зменшенням довжини хвилі. Досліди показують, що дисперсія для різних речовин різна. На рис. 18.1 наведено залежність  $n$  від  $\lambda$  для скла (легкий флінт, крива 1), для кварцу (крива 2), – для флюориту (крива 3).

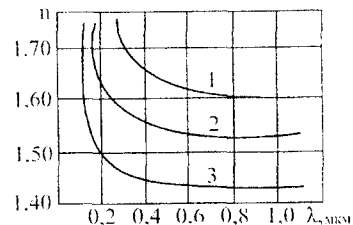


Рис. 18.1

Фізичними величинами, які характеризують дисперсію світла в різних частинах спектра є похідні  $dn/d\lambda$  або  $dn/dv$ .

Такі величини визначають швидкість зміни показника заломлення з довжиною хвилі (частотою).

Дисперсію світла в прозорому середовищі при якій  $dn/d\lambda < 0$  або  $dn/dv > 0$  називають **нормальною**.

В середині XIX ст. було встановлено, що в ряду речовин  $dn/d\lambda > 0$  ( $dn/dv < 0$ ) (Леру Ф., 1862 р.). Таку дисперсію називають **аномальною**. Згодом було з'ясовано, що аномальна дисперсія спостерігається на ділянках спектра, де речовина сильно поглинає світло.

Основні закономірності явища дисперсії можна пояснити за допомогою класичної електронної теорії будови речовини, створеної Х. Лоренцом. Згідно цієї теорії дисперсія світла розглядається як процес взаємодії світла із зарядженими частинками, з яких складаються атоми і молекули речовини.

Як відомо з курсу електрики, під дією електричного поля відбувається поляризація середовища. У випадку, якщо середовище складається з поляризованих молекул (наприклад, вода), виникає орієнтаційна поляризація, тобто

орієнтація дипольних моментів молекул під дією поля. Однак, в полях з великими частотами (наприклад, в полях оптичного діапазону з  $\nu = 10^{15}$  Гц) орієнтацій на поляризація не може відбуватися, оскільки внаслідок великої інерції молекули не можуть швидко (з частотою видимого світла) змінювати свою орієнтацію. Тому при великих частотах відбувається так звана електронна поляризація середовища: позитивні і негативні заряди атомів зміщуються відносно один одного, перетворюючи атоми в електричні диполі. Тому для правильного тлумачення дисперсії потрібно скористатись електронною поляризацією середовища.

Дисперсію можна формально розглядати як наслідок залежності діелектричної проникності середовища від частоти падаючого світла  $\omega$ .

Відомо, що в СІ

$$\epsilon = 1 + \chi_c = 1 + \frac{\vec{P}_c}{\epsilon_0 \vec{E}}, \tag{18.2}$$

де  $\chi_c$  – діелектрична сприйнятливість середовища,  $\vec{P}_c$  – проекція вектора поляризації на напрямок напруженості  $\vec{E}$  електричного поля,  $\epsilon_0$  – електрична стала.

Враховуючи закон Максвелла  $\epsilon = n^2$ , формула (18.2) набуде вигляду:

$$n^2 = 1 + \frac{\vec{P}_c}{\epsilon_0 \vec{E}}, \tag{18.3}$$

Оскільки поляризація середовища зумовлена тільки зміщенням електронів (електронна поляризація), для однорідного діелектрика вектор поляризації дорівнює

$$\vec{P}_c = N \vec{p}_c, \tag{18.4}$$

де  $N$  – число атомів в одиниці об'єму,  $\vec{p}_c$  – наведений дипольний момент атома.

Для спрощення припустимо, що поляризація зумовлена тільки одним зовнішнім (оптичним) електроном, і всі  $N$  атомів одного сорту. Тоді дипольний момент атома буде рівний

$$\vec{p}_c = -e\vec{Z}, \quad \text{і} \quad \vec{P}_c = -Ne\vec{Z}, \tag{18.5}$$

де  $e$  – заряд електрона,  $\vec{Z}$  – зміщення електрона під дією електричного поля світлової хвилі. Знак "–" в формулі (18.5) вказує, що  $\vec{p}_c$ ,  $\vec{P}_c$  і  $\vec{Z}$  мають протилежні напрямки. Враховуючи (18.5) рівність (18.3) набуде вигляду:

$$n^2 = 1 - \frac{Ne\vec{Z}}{\epsilon_0 \vec{E}}, \tag{18.6}$$



Зміщення  $\vec{Z}$  електрона, яке відбувається під дією періодичного змінного електричного поля світлової хвилі можна знайти при врахуванні всіх сил, що діють на електрон в атомі.

В першому наближенні можна вважати, що на оптичний електрон діють дві сили:

а) збуджуюча сила

$$\vec{F}_{in} = -e\vec{E} = -eE_0 \cos \omega t, \quad (18.7)$$

де  $E_0$  – амплітуда напруженості  $\vec{E}$ ,  $\omega$  – циклічна (колова) частота світлової хвилі;

б) повертаюча квазіпружна сила взаємодії оптичного електрона з іншою частиною атома

$$\vec{F}_{out} = -k\vec{Z} = -m_e \omega_0^2 \vec{Z}, \quad (18.8)$$

де  $k = m_e \omega_0^2$  – коефіцієнт квазіпружності,  $m_e$  і  $\omega_0$  – відповідно маса електрона і його власна частота.

Диференціальне рівняння руху електрона при вимушених коливаннях має вигляд:

$$m_e \frac{d^2 \vec{Z}}{dt^2} = m_e \omega_0^2 \vec{Z} - e\vec{E}_0 \cos \omega t, \quad (18.9)$$

розв'язком якого є

$$\vec{Z} = \frac{e\vec{E}_0 \cos \omega t}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)} = \frac{e\vec{E}}{m_e(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (18.10)$$

Підставивши значення (18.10) в (18.6) отримаємо:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (18.11)$$

Частотна залежність  $n = f(\omega)$ , що відповідає рівнянню (18.11), наведена на рис.18.2. Із аналізу (18.11) видно, що показник заломлення  $n$  середовища із збільшенням  $\omega$  від 0 до  $\omega_0$  монотонно зростає від

$n(0) = \sqrt{1 + \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0 \omega_0^2}} = 1$  до  $\infty$ . При  $\omega = \omega_0$  функція (18.11) терпить розрив і значення  $n$  стрибкоподібно змінюється від  $+\infty$  до  $-\infty$ , а з подальшим збільшенням частоти  $\omega$  від  $\omega_0$  до  $\infty$  показник заломлення монотонно зростає від  $-\infty$  до 1.

Зростання  $n$  до нескінченності при  $\omega \rightarrow \omega_0$  немає фізичного змісту і це є наслідком того, що в рівнянні (18.11) не враховано втрат енергії, зумовлених випромінюванням вторинних електромагнітних хвиль, співударями між атомами та іншими причинами, іншими словами, **не враховано поглинання світла**. Ці втрати можна врахувати, якщо припустити, що на

коливний електрон діє додаткова сила опору, пропорційна його швидкості:

$$\vec{F}_{om} = -r \frac{d\vec{Z}}{dt}, \quad (18.12)$$

де  $r$  – коефіцієнт опору. Тоді диференціальне рівняння руху запишеться так:

$$\frac{d^2 \vec{Z}}{dt^2} = -\gamma \frac{d\vec{Z}}{dt} - \omega_0^2 \vec{Z} - \frac{l}{m_e} \vec{E}_0 \cos \omega t \quad (18.13)$$

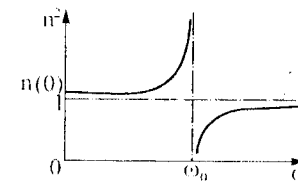


Рис. 18.2

де  $\gamma = \frac{r}{m_e}$  – коефіцієнт згасання. Розв'язавши рівняння (18.13) відносно  $\vec{Z}$  і підставивши його в (18.6), отримаємо:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0} \cdot \frac{(\omega_0^2 - \omega^2)}{[(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + \gamma^2 \omega^2]} \quad (18.14)$$

Розрахунки показують, що коефіцієнт згасання  $\gamma$  в багато разів менший за  $\omega$ . Тому згасання істотно впливає на залежність  $n$  від  $\omega$  лише на ділянці частот  $\omega$ , які дуже близькі до  $\omega_0$ , тобто в області сильного поглинання світла. Тому в смузі поглинання спостерігається зменшення показника заломлення при збільшенні частоти  $\omega$ . Це явище і отримало назву **аномальної дисперсії**.

Графік залежності  $n$  від  $\omega$  згідно формули (18.14) наведено на рис. 18.3. Тут же наведена крива залежності коефіцієнта поглинання  $\alpha$  від частоти.

До цього ми припускали, що атом має тільки одну власну частоту коливань. Насправді, атоми середовища мають ряд частот, на яких світло поглинається. З врахуванням сказаного формула (18.14) набуде вигляду:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m_e \epsilon_0} \sum f_k \cdot \frac{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)^2 + \gamma_k^2 \omega^2} \quad (18.15)$$

де  $f_k = \left(\frac{q_k}{e}\right)^2 \frac{m_e}{m_k}$  – сила  $k$ -ого осцилятора,  $m_k$  і  $q_k$  – маса і заряд  $k$ -ого осцилятора відповідно,  $\gamma_k$  – коефіцієнт згасання  $k$ -ого осцилятора. Графік залежності  $n$  від  $\omega$  згідно формули (18.15) наведено на рис. 18.4.

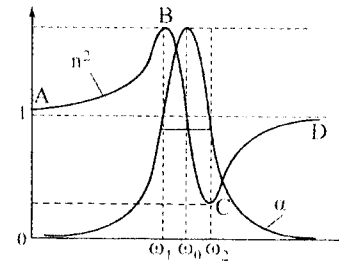


Рис. 18.3

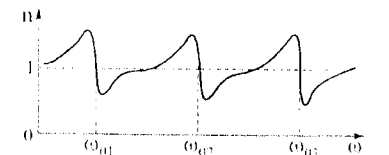


Рис. 18.4

### Опис методу

В роботі вивчається дисперсія у склі. Для визначення показника заломлення використовується метод, що ґрунтується на заломленні світла в скляній призмі.

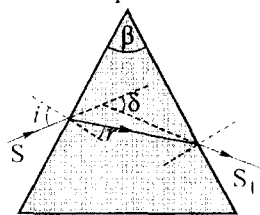


Рис. 18.5, а

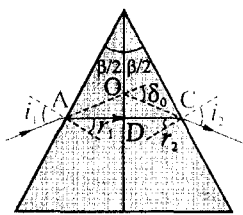


Рис. 18.5, б

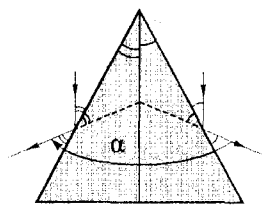


Рис. 18.5, в

Згідно закону заломлення  $\sin i / \sin r = n$ , промінь світла, проходячи через призму, відхиляється до її основи (рис. 18.5, а). Кут  $\delta$  між напрямком променя, що падає на призму, і напрямком променя, що виходить із призми називається **кутом повного відхилення**. Його величина залежить від кута падіння променя на призму  $i$ , від величини заломного кута призми  $\beta$  і показника заломлення призми  $n$ . Неважко показати, що мінімальне значення кута  $\delta$  буде при симетричному проходженні променя через призму, тобто, коли промінь в призмі поширюється перпендикулярно до бісектриси її заломного кута

При цьому  $i_1 = i_2$ , а  $r_1 = r_2$  (рис. 18.5, б). При симетричному ході променів в призмі  $\angle OAD = \angle OCD = i - r$ ; кути  $r$  і  $\beta/2$  рівні як кути з взаємними перпендикулярними сторонами. Отже, для кута  $\delta_0$  отримаємо:

$$\delta_0 = 2(i - r) = 2i - \beta,$$

Звідки

$$i = \frac{\beta + \delta_0}{2}$$

Підставляючи це значення  $i$  і величину  $n$  у співвідношення  $n = \frac{\sin i}{\sin r}$ ,

отримаємо:

$$n = \frac{\sin \frac{\beta + \delta_0}{2}}{\sin \frac{\beta}{2}} \quad (18.16)$$

З формули (18.16) випливає, що для визначення показника заломлення потрібно виміряти заломний кут призми і кут найменшого відхилення променя.

Заломний кут призми визначається наступним чином. Напрямимо на призму паралельний пучок променів так, щоб частина його відбивалася від однієї, частина - від другої грані (рис. 18.5, в). Виміряємо кут між променями, відбитими від обох граней (кут  $\alpha$ ). Тоді, як видно з рис. 18.5, в, заломний кут призми буде дорівнювати

$$\beta = \frac{\alpha}{2}. \quad (18.17)$$

### Опис установки

Джерелом світла в даній роботі служить ртутна лампа. Кути вимірюються за допомогою гоніометра Г-5, зовнішній вигляд якого наведено на рис.18.6.

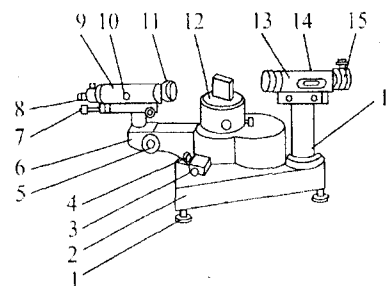


Рис. 18.6

Гоніометр складається з масивної основи 2 з трьома масивними регулювальними гвинтами 1, вертикальної колонки 16 з коліматором 13 і осьового пристрою з алідадою 6, на якій є колонка із зоровою трубою 9, що разом з алідадою обертається навколо вертикальної осі приладу рукою або мікрометричним гвинтом 4 після закріплення алідади затискувальним гвинтом 3. Зорова труба і коліматор мають внутрішнє фокусування, що здійснюється за допомогою гвинтів 10 і 14. На верхній частині вертикальної осі встановлений предметний столик 12. На вертикальній осі приладу закріплений скляний лімба з ціною поділки 20' і оцифрованою через градус від 0 до 359. Відлік за лімбом здійснюється за допомогою відлікового мікроскопа 7, що розташований під окуляром 8 зорової труби.

Зображення штрихів від двох діаметрально протилежних кінців лімба передаються в поле зору відлікового мікроскопа у вигляді прямого верхнього і оберненого нижнього ряду (рис. 18.7). Зображення поділок шкали відлікового мікроскопа (мінути і секунди) і горизонтальний індекс розташовуються в правому вікні поля зору. Щоб визначити відлік по лімбу, потрібно маховичок 5 оптичного мікроскопа повернути до суміщення верхніх і нижніх штрихів лімба, які спостерігаються в лівому вікні поля зору відлікового мікроскопа. Градуси відраховуються по верхньому ряду штрихів лімба вліво від вертикального індексу до най-

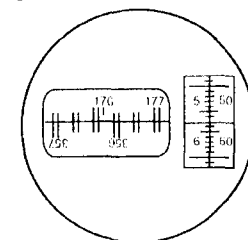


Рис. 18.7

ближчого оцифрованого штриха. Число десятків мінут буде рівне числу інтервалів між верхнім штрихом, по якому взято число градусів, і нижнім оцифрованим штрихом, що відрізняється від верхнього на  $180^\circ$ . Одиниці мінут відраховуються в правому вікні по лівому ряду чисел, а секунди і долі їх – по правому ряду чисел, що розташовані над горизонтальним нерухомим індексом. Відлік, що відповідає розташуванню штрихів, зображеному на рис. 18.7, буде складатися з відліку по лімбу  $176^\circ 10'$ , відліку за шкалою мікроскопа  $5'57''$ . Остаточне значення становить  $176^\circ 15'57''$ .

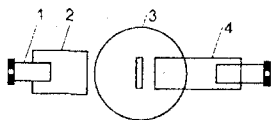


Рис. 18.8

Призма встановлюється на столику гоніометра. Хід променів в гоніометрі з призмою показано на рис. 18.8: 1 – джерело світла, 2 – коліматор, 3 – столик з призмою, 4 – зорова труба.

Паралельний пучок світла, що виходить з коліматора, падає на призму. Внаслідок дисперсії в призмі, з призми вийде ряд паралельних пучків, що відповідають різним довжинам хвиль. Об'єктив зорової труби збирає ці пучки у своїй фокальній площині, утворюючи ряд кольорових зображень щілини (спектр). Окуляр зорової труби дає збільшене зображення спектра.

### Порядок виконання роботи

1. Підключити гоніометр до мережі  $\sim 220$  В. Навчитися відраховувати кути. Фокусування шкал кутомірного пристрою відбувається окуляром відлічного пристрою (7 на рис. 18.6). **Увага! Гоніометр підготований до роботи, тому працювати з приладом слід точно у відповідності з рекомендованим порядком виконання роботи, щоб не порушити юстування приладу.** Гвинти 5, 8 та інші необхідно повертати повільно і плавно, не прикладаючи зусиль. Необережне поводження з ними може призвести до псування приладу.

2. Ввімкнути ртутну лампу. Регулюванням окуляра зорової труби 9 добитися чіткого зображення перехрестя в окулярі зорової труби. Якщо при цьому зображення щілини коліматора виявиться нечітким, провести фокусування об'єктива зорової труби гвинтом 13.

3. Виміряти заломний кут призми. Для цього покласти призму на столик гоніометра заломним кутом до коліматора. Ребро призми повинно знаходитись біля центра столика. Злегка повертаючи призму, добитися того, щоб промені, які виходять з коліматора, ділилися на дві частини, одна з яких відбивалася б від правої, інша – від лівої грані призми (рис. 18.5, в). При цьому обидва відбитих промені спостерігаються візуально

4. Обертаючи зорову трубу, від руки при відпущеному гвинті 6, піймати в зорову трубу промені, відбиті від однієї з граней призми. Затиснути гвинт 6 і, обертаючи гвинт 5, навести перехрестя ниток на зображення щілини коліматора. Знайти кут  $\varphi_1$ .

5. Проробити дії, вказані в п. 4 для іншої грані призми. Знайти кут  $\varphi_2$ .  
6. Розрахувати заломний кут призми за формулою (18.18), де  $\alpha = \varphi_1 - \varphi_2$ .  
7. Зняти призму зі столика і сумістити зображення щілини з перехрестям ниток. Зняти відлік кута  $\varphi_0$ , що відповідає куту, що не відхиляється.

8. Встановити призму на столик так, щоб бісектриса її заломного кута утворювала з віссю коліматора гострий кут, близький до прямого (рис. 18.8). Повертаючи зорову трубу від руки піймати в поле зору одну з ліній спектра. Легко повертаючи столик з призмою, спостерігати в зорову трубу, як зміщується лінія, тобто збільшується чи зменшується кут відхилення  $\delta$ . Кут найменшого відхилення відповідає зупинці зображення щілини, при цьому малий поворот столика з призмою в будь-який бік викликає зміщення лінії в один бік – в бік збільшення кута  $\delta$ .

9. Встановивши призму на кут найменшого відхилення, здійснити точну наводку перехрестя ниток на лінію гвинтом 5. Зняти відлік кута  $\varphi$ . Кут  $\delta_0$  буде рівним  $\varphi - \varphi_0$ .

10. Дії пунктів 8 і 9 повторити для усіх ліній спектра.

11. Аналогічні вимірювання кутів найменшого відхилення виконати з променями, відбитими в інший бік. Для цього встановити призму таким чином, щоб світло падало на іншу грань призми. З двох знайдених кутів  $\delta_0$  для кожної спектральної лінії знайти середнє значення.

12. За формулою (18.17) розрахувати показник заломлення для кожної довжини хвилі. Побудувати графік залежності  $n(\lambda)$ .

13. Користуючись графіком  $n(\lambda)$ , визначити дисперсію скла  $dn/d\lambda$  і побудувати графік залежності  $dn/d\lambda$  від  $\lambda$ .

14. Результати вимірювань і розрахунків занести в таблицю 18.1. Довжини хвиль ртутного спектра подані в таблиці 18.2.

Таблиця 18.1

$\lambda, (\text{Å})$	$\varphi$	$\delta_0 = \varphi - \varphi_0$	$n$	$\frac{dn}{d\lambda} \left( \frac{1}{\lambda} \right)$

Таблиця 18.2

Лінія	$\lambda, (\text{Å})$
жовта	5791
жовта	5770
зелена	5461
голуба	4918
синя	4358
фіолетова	4078
фіолетова	4047

## Контрольні запитання

1. Яку величину прийнято називати середньою дисперсією речовини в діапазоні хвиль від  $\lambda_1$  до  $\lambda_2$ ?
2. Яку величину називають дисперсією речовини?
3. Як змінюється показник заломлення речовини при зміні її густини?
4. В яких випадках має місце нормальна (аномальна) дисперсія?
5. Чому аномальна дисперсія спостерігається не ділянках частот сильного поглинання світла і поблизу неї?
6. Поясніть фізичний зміст окремих членів в рівняннях (18.9) і (18.13).
7. Яка модель середовища розглядається в класичній теорії дисперсії?
8. Чим пояснюється, що сталий дипольний момент молекул і зв'язана з ним орієнтація на дисперсія не відіграють ніякої ролі в оптиці?
9. Чому значення діелектричної проникності води для радіохвиль і для видимого світла так сильно відрізняються?

Література: [1], с. 307 – 321; [5], с. 303 – 326.

## Робота № 19

### Визначення фокусної відстані і положень кардинальних точок ідеальної складної оптичної системи

**Мета роботи:** Визначити фокусну відстань і положення кардинальних точок складної оптичної системи, що складається із збиральної та розсіювальної лінз.

**Прилади і обладнання:** Освітлювач, матове скло з нанесеною на його поверхню стрілкою, встановлену на вихідному отворі освітлювача, білий екран зі шкалою, оптична лава довжиною  $l = 1,5$  м з вимірювальною лінійкою, складна оптична система, кронштейн з кремальєрою і столиком для установки лінз складної оптичної системи, лінійка з міліметровими поділками, прикріплена до кронштейна, коліматорна лінза, зорова труба.

### Теоретичні відомості та основи методики

**Оптична система** – це сукупність відбиваючих і заломлюючих поверхонь, які відділяють одна від одної оптично однорідні середовища. Оптична система називається **центрованою**, якщо центри кривизни поверхонь лежать на одній прямій. Цю пряму називають **оптичною віссю** системи.

**Ідеальною оптичною системою** називають таку систему, яка будь-яку точку простору предметів зображає стигматично, тобто, ідеальна оптична система не порушує гомоцентричності пучків, що проходять через систему в необмежено великій області простору. Добрим наближенням до

ідеальної оптичної системи є центрована оптична система, в якій використовується параксіальний пучок променів.

Центрована оптична система, як і одна сферична поверхня, володіє двома фокусами і двома фокальними площинами (рис. 19.1 і 19.2) В цен-

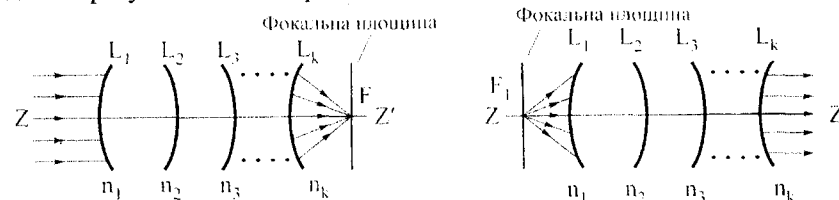


Рис. 19.1

Рис. 19.2

трованій оптичній системі існують дві спряжені точки на оптичній осі, для яких лінійне збільшення дорівнює одиниці, тобто  $\beta = \pm 1$ , що означає, що зображення предмета рівне самому собі і пряме. Ці точки називаються **головними точками оптичної системи**. Площини, проведені через головні

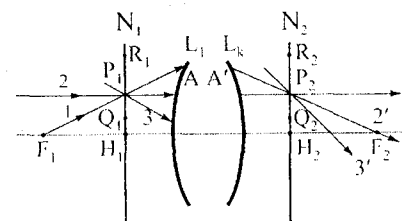


Рис. 19.3

точки перпендикулярно до головної оптичної осі, називаються **головними площинами** центрованої системи. На рис. 19.3 головними точками є точки  $H_1$  і  $H_2$ , а головними площинами  $N_1$  і  $N_2$ . Головні площини (як і головні точки) можуть знаходитися поза системою (як показано на

рис. 19.3), всередині системи або одна всередині системи, а друга поза нею справа чи зліва системи. Ідеальна оптична система характеризується ще й **вузловими точками**. Ними є дві спряжені точки, кутове збільшення в яких дорівнює одиниці.

В середовищі з однаковими показниками заломлення вузлові точки співпадають з головними.

Фокальні і головні площини називаються **кардинальними площинами**, а головні і вузлові точки та фокуси – **кардинальними точками**.

Відстані між головними точками  $H_1$  і  $H_2$  і фокусами ( $F_1, F_2$ ) відповідно називають передньою  $f_1$  і задньою  $f_2$  фокусною відстанями. Якщо фокус знаходиться справа від відповідної головної точки, то фокусна відстань додатна і навпаки.

В роботі визначаються відстані і положення головних точок ідеальної оптичної системи, яка складається з двох тонких лінз збиральної (з фокусною відстанню  $f_1 = 162$  мм) і розсіювальної (з фокусною відстанню  $f_2 = -132$  мм), які знаходяться в повітрі.

Оптична схема установки наведена на рис. 19.4. Відстань  $F_1 H_1 = H_2 F_2$  дорівнює фокусній відстані системи. Тут  $O$  – освітлювач,  $M$  – зображуваний предмет – стрілка на матовому склі освітлювача,  $L$  – коліматорна лінза,  $F_1$  і  $F_2$  – передній і задній фокуси системи двох лінз  $L_1$  і  $L_2$ ,  $N_1$  і  $N_2$  – вузлові точки,  $H_1$  і  $H_2$  – головні точки системи,  $E$  – екран.

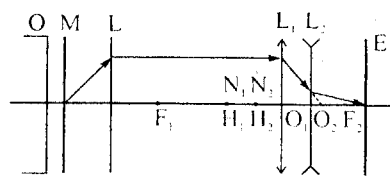


Рис. 19.4

Для вимірювання  $f$  і знаходження кардинальних точок системи на оптичній лаві встановлюються нерухомо: освітлювач, коліматорна лінза і кронштейн, на столику якого розміщуються лінзи, що утворюють досліджувану оптичну систему, яка формує зображення стрілки, що знаходиться на матовому склі, і закріплюється на оправі об'єктива освітлювача. Коліматорну лінзу попередньо встановлюють в таке положення на оптичній лаві, щоб зображуваний предмет (стрілка) знаходився в її фокальній площині. В цьому випадку від кожної точки предмета на досліджувану систему лінз падає пучок паралельних променів.

Для визначення положення заднього фокуса  $F_2$  зображення фокусується на екрані шляхом переміщення екрана. Знайдене положення екрана співпадає з другою фокальною площиною.

Для знаходження вузлової точки  $N_2$ , що співпадає в даному випадку з  $H_2$ , за допомогою кремальєри переміщують столик з досліджуваною оптичною системою вздовж оптичної лави і знаходять таке положення, для якого поворот системи лінз відносно осі на малий кут (до  $5^\circ$ ) не викличе зміщення заново сфокусованого зображення на екрані.

В цьому випадку положення осі обертання кронштейна на оптичній лаві співпадає з положенням другої головної площини, а фокусна відстань системи визначається як різниця відліку положення на оптичній лаві осі обертання кронштейна і екрана. Подібним чином можна визначити положення переднього фокуса  $F_1$  і головної точки  $H_1$  (або вузлової точки  $N_1$ ), якщо направити пучки паралельних променів на досліджувану систему з протилежного боку або поміняти місцями лінзи складного об'єктива.

Блок-схема установки наведена на рис. 19.5. 1 – освітлювач, 2 – матове скло з нанесеною на його поверхню стрілкою, 3 – коліматорна лінза, 4,5 – збиральна і розсіювальна лінзи складної оптичної системи, 6 – столик для

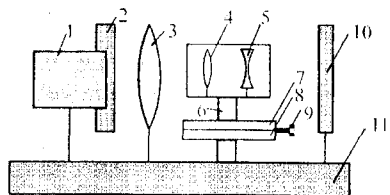


Рис. 19.5

кріплення досліджуваної оптичної системи, 7 – кронштейн з міліметровою лінійкою і кремальєрою для переміщення столика, 8 – стопор для установки кронштейна в рейтері, 9 – гвинт для переміщення столика з оптичною системою відносно кронштейна, 10 – екран, 11 – оптична лавка.

Столик зі встановленими на ньому лінзами може переміщуватись вздовж кронштейна за допомогою кремальєри гвинтом 8.

Кронштейн має можливість повертатися навколо вертикальної осі на невеликий кут до  $5^\circ$ . Відлік положень рейтерів на оптичній лаві проводиться за допомогою міліметрової лінійки, що скріплена з оптичною лавкою. Відлік по шкалі кронштейна відповідає відстані від розсіювальної лінзи до осі обертання кронштейна. Відстань між лінзами в досліджуваній оптичній системі може змінюватись в межах від 95 до 105 мм шляхом обертання оправ, в якій встановлена збиральна лінза. Показчик на рейтері кронштейна дозволяє визначити положення осі обертання кронштейна на оптичній лаві (відстань між віссю обертання кронштейна і віссю рейтера становить 130 мм).

## Порядок виконання роботи

### Вправа 1

1. На оптичній лаві встановлюють джерело світла, коліматорну лінзу і зорову трубу, яку попередньо настроюють на нескінченність, переміщаючи окуляр відносно об'єктива і добиваються чіткого бачення віддалених предметів. Ввімкнувши джерело світла і пересуваючи коліматорну лінзу вздовж оптичної лави, отримують чітке зображення стрілки на матовому склі в зоровій трубці. При цьому зображуваний предмет – стрілка буде знаходитись у фокальній площині коліматорної лінзи. Фіксує гвинтами закріплюють рейтери джерела і коліматорної лінзи на оптичній лаві.

2. Визначення положення кардинальних точок системи починають з визначення положення її заднього фокуса. Для цього замість зорової труби на лаві встановлюють екран. Переміщаючи екран вздовж лави добиваються отримання на ньому зображення предмета. Зображення отримується в задньому фокусі системи. За допомогою лінійки на оптичній лаві і на кронштейні вимірюють відстань між розсіювальною лінзою і екраном, на якому отримали зображення предмета. Вимірювання повторюють декілька разів, зсуваючи кожний раз екран і знову добиваючись чіткого зображення предмета.

3. Визначивши положення заднього фокуса, повертають оптичну систему вздовж вертикальної осі на невеликий кут ( $\pm 5^\circ$ ), спостерігаючи за зображенням предмета на нерухомому екрані. Якщо це зображення зміщується, то змінюють положення оптичної системи відносно осі обертання кронштейна, що досягається переміщенням всієї оптичної системи за допомогою кремальєри. Після кожного переміщення системи слід заново

встановити екран, отримавши на ньому чітке зображення предмета. В результаті знаходять таке положення осі обертання, при якому зображення предмета не зміщується. В цьому випадку вісь обертання проходить через 2-й вузол  $N_2$ , співпадаючи з головною точкою  $H_2$ , оскільки середовище по обидва боки оптичної системи однакове. За допомогою лінійки на кронштейні вимірюють відстань від другої вузлової (головної) точки до розсівної лінзи. Ці вимірювання повторюють декілька разів, взявши в якості кінцевого результату середнє значення.

4. Знаючи відстань між розсіювальною лінзою і заднім фокусом  $O_2F_2$ , а також відстань між другою вузловою (головною) точкою і розсіювальною лінзою  $H_2O_2$ , отримують фокусну відстань системи  $f$ , що дорівнює відстані від другої головної точки  $H_2$  до заднього фокуса  $F_2$  (див. рис. 19.4):  $f = H_2O_2 + O_2F_2$

5. Потім систему обертають, тобто міняють місцями збиральну і розсіювальну лінзи. Для цього повертають упор з кронштейном і столиком на  $180^\circ$ , потім знаходять передній фокус системи аналогічно до того, як знаходили задній фокус системи. Вимірюють відстань від осі рейтера, на якому закріплено кронштейн, до екрана. Знаючи відстань між віссю рейтера і розсіювальною лінзою, знаходять відстань між розсіювальною лінзою і передньою фокальною площиною (екраном).

6. Після усіх пророблених вимірювань легко визначити положення першої головної площини, оскільки вона розташована на фокусній відстані від переднього фокуса, тобто  $H_1F_1 = -H_2F_2$  або  $H_1F_1 = -H_2F_2 = f$ .

7. Визначивши положення кардинальних точок системи, зображають оптичну схему досліджуваної системи у зручному масштабі.

Визначення фокусної відстані і положень головних точок системи може бути виконане іншим способом. Це є метою другої вправи.

## Вправа 2

При виконанні цієї вправи екран встановлюють на кінці оптичної системи.

1. Знімають досліджувану систему з оптичної лави і, переміщаючи коліматорну лінзу, отримують зображення стрілки на екрані. Рейтер коліматорної лінзи закріплюють на оптичній лаві фіксуєчим гвинтом.

2. Між лінзою і екраном встановлюють досліджувану оптичну систему і, пересуваючи її вздовж лави, знову отримують зображення стрілки на екрані. В цій вправі збиральна лінза повинна бути повернута до екрана.

3. За допомогою лінійки на оптичній лаві і кронштейні вимірюють відстань між збиральною лінзою і екраном  $C_1$  ( $C_1 > 0$ ).

4. Використовуючи відомі з попередніх вимірювань значення відстаней від переднього і заднього фокусів до першої (збиральної) і другої (ро-

зсіювальної) лінз,  $b_1$  і  $b_2$ , відповідно ( $b_1 > 0$ ,  $b_2 < 0$ ) розраховують відстань від першого фокуса  $F_1$  до предмета  $x_1$  і відстань від другого фокуса  $F_2$  до зображення  $x_2$ :  $x_1 = C_1 - b_1$ ;  $x_2 = C_2 - b_2$ . Предметом для досліджуваної оптичної системи є зображення стрілки на екрані, отримане за допомогою однієї коліматорної лінзи. Зображенням є зображення на екрані, отримане при проходженні світла через коліматор і досліджувану оптичну систему.

5. Визначають фокусну відстань досліджуваної системи за формулою Ньютона:  $f^2 = -x_1x_2$

6. Знаючи положення переднього і заднього фокусів системи  $F_1$  і  $F_2$  і величину її фокусної відстані  $f$ , визначають положення головних (вузлових) точок системи.

7. Отримані результати використовують для зображення оптичної схеми досліджуваної системи.

## Контрольні запитання

1. Що розуміють під центрованою оптичною системою (ЦОС)?
2. Назвіть головні точки центрованої оптичної системи.
3. Дайте означення головних площин ЦОС.
4. Що таке кардинальні елементи ЦОС? Якими методами їх можна визначити?
5. Поясніть методику і оптичну схему експериментального визначення кардинальних елементів ідеальної складної оптичної системи.
6. Доведіть, що в ЦОС існує площина, в якій утворюються зображення предмета із збільшенням  $\beta = \pm 1$ .

**Література:** [1], с. 414 – 424; [2], с. 184 – 192; [3], с. 179 – 186; [4], с. 264 – 291.

## Рекомендована література

1. Остафійчук Б.К., Рувінський М.А., Яцура М.М., Будзуляк І.М. Курс загальної фізики. Оптика: хвилі, промені, кванти. – Івано - Франківськ.: Видавничо-дизайнерський відділ Прикарпатського університету ім. В. Стефаника, 2011.
2. Білий М.У., Скубеленко А.Ф. Загальна фізика. Оптика. – К.: Вища школа, 1987.
3. Годжаев Н.М. Оптика. – М.: Высшая школа, 1977.
4. Сивухин Д.В. Общий курс физики. Оптика. – М.: Наука, 1980.
5. Калитеевский Н.И. Волновая оптика. – М.: Наука, 1971.
6. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: Наука, 1976.
7. Свентицкий Н.С. Физика и техника спектрального анализа. – М.: ГИФНЛ, 1961.

Додатки

Таблиця 1

Найважливіші оптичні одиниці в системі СІ

Назва фізичної величини	Назва одиниці	Позначення	
		українське	міжнародне
Енергія випромінювання	джоуль	Дж	J
Об'ємна густина енергії випромінювання	Джоуль на кубічний метр	Дж/м <sup>3</sup>	J/m <sup>3</sup>
Потік випромінювання, потужність випромінювання	ват	Вт	W
Поверхнева густина потоку випромінювання	Ват на квадратний метр	Вт/м <sup>2</sup>	W/m <sup>2</sup>
Енергетична світність	Ват на квадратний метр	Вт/м <sup>2</sup>	W/m <sup>2</sup>
Енергетична освітленість	Ват на квадратний метр	Вт/м <sup>2</sup>	W/m <sup>2</sup>
Енергетична експозиція	Джоуль на квадратний метр	Дж/м <sup>2</sup>	J/m <sup>2</sup>
Енергетична сила світла	Ват на стеррадіан	Вт/ср	W/sr
Енергетична яскравість	Ват на сер радіан-квадратний метр	Вт(ср·м <sup>2</sup> )	W/(sr·m <sup>2</sup> )
Спектральна густина енергетичної світності за довжиною хвилі	Ват на мер в кубі	Вт/м <sup>3</sup>	W/m <sup>3</sup>
Спектральна густина енергетичної сили світла за довжиною хвилі	Ват на метр-стеррадіан	Вт/(м·ср)	W/(m sr)

Назва фізичної величини	Назва одиниці	Позначення	
		українське	міжнародне
Спектральна густина енергетичної яскравості за довжиною хвилі	Ват на стеррадіан метр в кубі	Вт(ср·м <sup>3</sup> )	W/(sr·m <sup>3</sup> )
Лінійник показник поглинання	Метр в мінус першому степені	м <sup>-1</sup>	m <sup>-1</sup>
Сила світла	кандела	кд	kd
Світловий потік	люмен	лм	lm
Спектральна світлова ефективність (спектральний світловий еквівалент потоку випромінювання; видність випромінювання)	Люмен на ват	лм/Вт	lm/W
Освітленість	люкс	лк	lk
Світність	Люмен на квадратний метр	лм/м <sup>2</sup>	lm/m <sup>2</sup>
Яскравість	Кандела на квадратний метр	кд/м <sup>2</sup>	kd/m <sup>2</sup>
Світлова експозиція	Люкс-секунда	лкс	lks
Світлова віддача джерела	Люмен на ват	лм/Вт	lm/W
Стала обертання площини поляризації	Радіан на метр	рад/м	rad/m
Питома стала обертання площини поляризації	Радіан-метр в квадраті на кілограм	рад·м <sup>2</sup> /кг	rad/m <sup>2</sup>

Таблиця 2

## Основні фундаментальні фізичні константи

Константа	Позначення	Числове значення
Гравітаційна стала	$G$	$6,67020 \cdot 10^{-11} \frac{H \cdot M^2}{K^2}$
Швидкість світла у вакуумі	$c$	$299792458 \frac{M}{c}$
Число Авогадро	$N_A$	$6,0221367 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Універсальна газова стала	$R$	$8,314510 \frac{Дж}{\text{моль} \cdot K}$
Стала Больцмана	$k$	$1,38044 \cdot 10^{-23} \frac{Дж}{K}$
Заряд електрона	$e$	$1,6021892 \cdot 10^{-19} Кл$
Маса спокою електрона	$m_e$	$9,1083 \cdot 10^{-31} кг$
Маса спокою протона	$m_p$	$1,67739 \cdot 10^{-27} кг$
Маса спокою нейтрона	$m_n$	$1,67470 \cdot 10^{-27} кг$
Електрична стала	$\epsilon_0$	$8,854187 \cdot 10^{-12} \frac{Ф}{M}$
Магнітна стала	$\mu_0$	$12,566371 \cdot 10^{-7} \frac{Гн}{M}$
Стала Стефана-Больцмана	$\sigma$	$5,67051 \cdot 10^{-8} \frac{Вт}{M^2 \cdot K^4}$
Стала Планка	$h$	$6,6260755 \cdot 10^{-34} Дж \cdot c$

Константа	Позначення	Числове значення
Стала Дірака	$\hbar$	$1,05498 \cdot 10^{-34} Дж \cdot c$
Перша стала випромінювання	$c_1 = 2\pi h c^2$	$3,741832 \cdot 10^{16} Вт \cdot M^2$
Друга стала випромінювання	$c_2 = hc/k$	$0,01438769 M \cdot K$
Стала в законі зміщення Віна	$b$	$2,899080 \cdot 10^{-3} M \cdot K$
Комптонівська довжина хвилі для електрона	$\lambda_e$	$2,42626 \cdot 10^{-12} M$
Комптонівська довжина хвилі для протона	$\lambda_p$	$13,2141 \cdot 10^{-16} M$
Комптонівська довжина хвилі для нейтрона	$\lambda_n$	$13,1959 \cdot 10^{-16} M$
Радіус першої борівської орбіти	$a_0$	$5,29172 \cdot 10^{-11} M$



Таблиця 3

## Окремі перевідні множники

Довжина	1 мікрон (мк) $=10^{-6}$ м 1 нанометр (нм) $=10^{-9}$ м 1 ангстрем (Å) $=10^{-10}$ м 1 світловий рік $=9,46 \cdot 10^{15}$ м
Маса	1 атомна одиниця маси (а.о.м.) $=1,66035 \cdot 10^{-27}$ кг
Час	1 доба $=8,64 \cdot 10^4$ с 1 рік $=3,156 \cdot 10^7$ с
Енергія	1 еВ $=1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж 1 квт.год $=3,8 \cdot 10^6$ Дж
Тиск	1 атм $=1,013 \cdot 10^5$ Н/м <sup>2</sup> $=760$ мм.рт.ст. 1 Па $=1$ Н/м <sup>2</sup>

Таблиця 4

## Показники заломлення води при T=293 К

Довжина хвилі, нм	n	Довжина хвилі, нм	n
1256,0	1,3210	508,6	1,3360
643,8	1,3308	486	1,3371
656,3	1,3311	480,0	1,3374
643,8	1,3314	434,0	1,3403
489,3	1,3330	303,4	1,3581
546,1	1,3345	214,4	1,4032

Таблиця 5

Абсолютні показники заломлення деяких рідин для жовтої спектральної лінії D натрію ( $\lambda_D = 589,3$  нм)

Рідина	T, К	$n_D$
Етиловий спирт	291,2	1,36242
Метилловий спирт	287,5	1,33118
Гліцерин	293,0	1,47300
Ацетон	292,4	1,35886
Анілін	293,0	1,58630

## Густина водних розчинів цукру при T=293 К (концентрація вказана в масових відсотках)

C, %	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{кг/м}^3$	C, %	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{кг/м}^3$	C, %	$\rho \cdot 10^{-3}, \text{кг/м}^3$
5	1,01785	20	1,08096	35	1,15129
10	1,03814	25	1,10352	40	1,17645
15	1,05917	30	1,12698	45	1,20256

Таблиця 7

## Сила світла деяких джерел випромінювання (середні значення)

Джерело світла	Сила світла, кд
Сонце	$3 \cdot 10^{27}$
Військовий прожектор	$8 \cdot 10^8 - 1,2 \cdot 10^9$
Електрична дуга	$10^3 - 10^5$
Лампа розжарювання (потужність 60 Вт)	51
Стеаринова свічка	0,5-2

Таблиця 8

## Сила світла електричних ламп розжарювання

Потужність лампи, Вт	15	25	40	60	100	150	300	500	1000
Сила світла, кд	10	18	30	51	103	175	388	695	1530

Таблиця 9

## Інтервали довжин хвиль, що відповідають певному кольору спектра

Колір спектра	Інтервал довжин хвиль, нм	Колір спектра	Інтервал довжин хвиль, нм
Фіолетовий	400-450	Жовтий	560-590
Синій	450-480	Оранжевий	590-620
Голубий	480-500	Червоний	620-760
Зелений	500-560		

Таблиця 10

## Робота виходу електрона з різних металів

Речовина	Робота виходу А		Речовина	Робота виходу А	
	еВ	$A \cdot 10^{-19}$ Дж		еВ	$A \cdot 10^{-19}$ Дж
Алюміній	3,74	5,98	Літій	2,3	
Вольфрам	4,5	7,2	Натрій	2,5	4,0
Залізо	4,36	6,98	Срібло	4,7	7,5
Золото	4,58	7,42	Цинк	4,0	6,4
Молібден	4,3	6,9	Германій	4,8	7,7
Нікель	4,5	7,2	Кальцій	2,8	4,5
Платина	5,3	8,5	Цезій	1,8	2,9

Таблиця 11

## Червона межа фотосфекту для деяких речовин

Речовина	$\lambda$ , нм	Речовина	$\lambda$ , нм
Барій	484	Платина	190
Германій	272	Рубідій	573
Вольфрам	272	Срібло	261
Закис міді	239	Торій на вольфрамі	473
Мідь	270	Цезій	662
Нікель	249	Цезій на платині	895
Оксид барію	1235	Калій	550

Таблиця 12

Магнітне обертання площини поляризації в деяких речовинах при  $T=293$  К

Речовина	Кут повороту площини поляризації			Примітка
	$\lambda = 656,3$ нм	$\lambda = 589,3$ нм	$\lambda = 486,1$ нм	
Вода	0,0102	0,0131	0,0197	На 1 см довжини променя в магнітному полі $1 \cdot 10^{-4}$ Тл
Сірководень	0,0319	0,0419	0,0668	
Кварц	0,0137	0,0166	0,250	
Кисень	0,484	0,559		На 100 см довжини променя в магнітному полі 0,1 Тл і тиску газу 1 атм.
Водень	0,430	0,537		
Вуглекислота	0,691	0,862		

## ЗМІСТ

Передмова .....	3
Основні правила безпеки .....	4
1. Робота № 1. Визначення фокусних відстаней тонких лінз .....	5
2. Робота № 2. Моделювання оптичних систем .....	10
3. Робота № 3. Визначення довжини хвилі лазерного випромінювання методом інтерференції світла у біпризмі Френеля .....	17
4. Робота № 4. Визначення радіуса кривизни лінзи за допомогою кілець Ньютона .....	23
5. Робота № 5. Визначення показника заломлення скла інтерференційним методом непаралельного ходу променів ...	28
6. Робота № 6. Вивчення дифракції Фраунгофера на одній щілині	32
7. Робота № 7. Вивчення дифракції світла на двох щілинах .....	37
8. Робота № 8. Вивчення просторової когерентності лазерного випромінювання .....	42
9. Робота № 9. Визначення концентрації цукру поляриметром .....	50
10. Робота № 10. Вивчення законів теплового випромінювання .....	59
11. Робота № 11. Вивчення законів зовнішнього фото ефекту .....	64
12. Робота № 12. Визначення показника заломлення рідин за допомогою рефрактометра Аббе та показника заломлення скла за допомогою мікроскопа .....	70
13. Робота № 13. Вивчення світла поляризованого по колу і по еліпсу .....	78
14. Робота № 14. Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки .....	83
15. Робота № 15. Вивчення поляризації світла .....	88
16. Робота № 16. Вивчення гелій-неонового лазера і визначення довжини хвилі випромінювання лазера ЛГ-44 .....	102
17. Робота № 17. Якісний і кількісний аналіз сплавів за допомогою стилоскопа .....	112
18. Робота № 18. Визначення показника заломлення і дисперсії скляної призми .....	124
19. Робота № 19. Визначення фокусної відстані і положень кардинальних точок ідеальної складної оптичної системи .....	132
Рекомендована література .....	137
Додатки .....	138

ЯЦУРА Михайло Михайлович  
ГАСЮК Іван Михайлович  
КАЙКАН Лариса Степанівна

## Фізичний лабораторний практикум

Загальний курс фізики  
“Оптика”

НБ ПНУС



776002

Головний редактор *В.М. Головачук*  
Літературний редактор *Л.С. Кайкан*  
Набір і комп'ютерна верстка *Н.В. Гладій*

Після друку 28.05.2012. Формат 60x84/16. Папір офсет.  
Гарнітура “Times New Roman”. Ум. друк. арк. 8,5.  
Тираж 100 пр. Зам. № 62.

ISBN 978-966-640-330-1

Видавець і виготовлювач  
Видавництво Прикарпатського національного університету  
імені Василя Стефаника  
76018, м. Івано-Франківськ, вул. С. Бандери, 1  
Тел. 71-56-22  
E-mail: vdvcsit@pu.if.ua  
Свідчення суб'єкта видавничої справи  
ДК № 2718 від 12.12.2006.