

МІНІСТЕРСТВО НАУКИ ТА ОСВІТИ УКРАЇНИ  
ХАРКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ УНІВЕРСИТЕТ  
імені В.Н. КАРАЗІНА

**Методичні вказівки  
до виконання лабораторних робіт  
з курсу загальної фізики,  
розділ «Оптика» для студентів ГГФ**

Кафедра  
загальної фізики  
фізичного ф-та

Склав доц. Палехін В'ячеслав Петрович

Харків – 2006

## Зміст

Лабораторна робота № 1. Вимір показника переломлення рідини за допомогою рефрактометра АББЕ	3
Теоретичні положення	3
Виконання роботи	7
Контрольні питання	8
Лабораторна робота № 2. Вивчення інтерференції світла	8
Теоретичні положення	8
Виконання роботи	15
Контрольні питання	15
Лабораторна робота № 3. Вивчення дифракції світла за допомогою лазера	16
Теоретичні положення	17
Виконання роботи	24
Контрольні питання	22
Лабораторна робота № 4. Визначення концентрації цукру у водному розчині за допомогою сахариметра	23
Теоретичні положення	30
Виконання роботи	29
Контрольні запитання	29
Лабораторна робота № 5. Дисперсія світла. Спектральний аналіз	33
Теоретичні положення	33
Виконання роботи	36
Контрольні питання	37

# Лабораторна робота № 1. Вимір показника переломлення рідини за допомогою рефрактометра АББЕ

## Теоретичні положення

Світло являє собою складне явище: в одних випадках воно поводить себе як електромагнітна хвиля, в інших – як потік особливих часток (фотонів). У світловій хвилі виконують швидкі ( $\nu \sim 10^{14}$  Гц), безупинні коливання вектора напруженості електричного ( $\vec{E}$ ) і магнітного ( $\vec{H}$ ) полів, їхні коливання взаємозалежні і відбуваються в напрямках, перпендикулярних до швидкості поширення  $\vec{v}$  хвилі, причому так, що  $\vec{E} \perp \vec{H} \perp \vec{v}$ , тобто електромагнітна хвиля є поперечною.

Відмінність світлових хвиль, які можна сприймати оком, від електромагнітних хвиль полягає в тому, що "видимі" електромагнітні хвилі мають значно меншу довжину хвилі:

$$3,9 \cdot 10^{-7} < \lambda < 7,4 \cdot 10^{-7} \text{ (м)}.$$

Світлові хвилі несуть у собі енергію. В одиниці об'єму електромагнітного поля міститься енергія

$$W = \frac{\epsilon_0 \epsilon E^2}{2} + \frac{\mu_0 \mu H^2}{2}.$$

Потік енергії (у даному інтервалі довжин хвиль) може бути оцінений двояко:

- 1) Енергетичне – як кількість енергії, яка проходить крізь дану площу в одиницю часу (енергетична потужність, виражена у ватах);
- 2) По зоровому відчуттю. Оцінений по зоровому відчуттю потік енергії світлової хвилі називають світловим потоком ( $\Phi$ ). Потік світлової енергії крізь одиничну площину, перпендикулярну променю, називають інтенсивністю світла чи щільністю потоку світлової енергії ( $I$ ).

Інтенсивність світла  $I$  пропорційна квадрату амплітуди вектора напруженості  $\vec{E}$ , тобто  $I \sim E^2$ . Чутливість ока до світла залежить від довжини хвилі ( $\lambda$ ). Око людини найбільш чутливе до променів жовто-зеленої області, а з переходом до фіолетової і червоної областей чутливість значно зменшується. Ультрафіолетові (УФ) і інфрачервоні (ІЧ) промені око не сприймає. Випускаються (ІЧ) промені нагрітими тілами і реєструються за допомогою теплових приймачів-термопар і болометрів, фотоелементів і фотоопорів, спеціальних фотопластинок.

(УФ) промені містяться в складі випромінювання Сонця, розпечених твердих тіл і електричного газового розряду. (УФ) промені значною мірою поглинаються всіма речовинами, у тому числі повітрям. Реєструються (УФ) промені за допомогою фотопластинок, фотоелементів, фотоопорів. Вони викликають іонізацію газів, фотохімічні реакції і виявляють біологічну активність.

При переході світла з одного середовища в інше його частота залишається незмінною, а довжина хвилі, яка їй відповідає, змінюється, тому що швидкість світла в різних середовищах різна.

Швидкість світла у вакуумі  $c = 3 \cdot 10^8$  м/с.

Величина, яка дорівнює відношенню швидкості світла ( $c$ ) у вакуумі до

швидкості  $v$  у даному середовищі, називається показником переломлення цього середовища.

$$n = \frac{c}{v}. \quad (1.1)$$

Для всіх речовин  $n \geq 1$ . Із двох середовищ оптично більш щільним називають середовище з більшим значенням ( $n$ ). Якщо  $n_1$  і  $n_2$  – абсолютні показники переломлення середовищ 1 і 2, а  $v_1$  і  $v_2$  – швидкості поширення світла в них, то відношення

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{v_1}{v_2} = n_{21} \quad (1.2)$$

називають відносним показником переломлення другого середовища стосовно першого. Показник переломлення  $n$  залежить від довжини хвилі світла  $\lambda$ :

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}, \quad (1.3)$$

де  $\lambda_0$  – довжина хвилі світла у вакуумі.

Оскільки для гнітючої більшості прозорих (слабко поглинають дане випромінювання) речовин магнітна проникність  $\mu \approx 1$ , то з формули

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon \cdot \mu}} \quad (1.4)$$

впливає, що

$$\frac{c}{v} = n = \sqrt{\varepsilon}, \quad (1.5)$$

де  $\varepsilon$  – діелектрична проникність речовини.

Таким чином, показник переломлення ( $n$ ) залежить, згідно з (1.5), і від властивостей середовища. Залежність показника переломлення (чи швидкості світла) від частоти (або довжини хвилі) називають дисперсією.

Спостереження показують, що в однорідному середовищі світло поширюється прямолінійно. Пряма, яка вказує напрямок поширення енергії світлової хвилі, називається світловим променем.

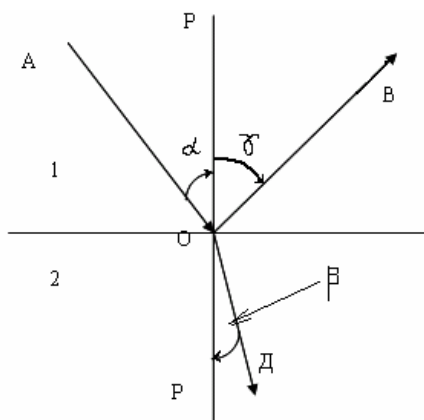


Рис. 1.1.

На границі розділу двох середовищ світло може частково відбитися, поширюючись у першому середовищі за новим напрямком, а також частково пройти через границю розділів (промінь ОД) і поширитися в другому

середовищі (рис. 1.1).

У більшій чи меншій мірі відображення світла відбувається від будь-яких предметів, тому ми бачимо всі освітлені тіла. Напрямок променів (рис. 1.1) визначається наступними законами відображення і переломлення світла:

1. Промінь АО, що падає на заломлюючу поверхню (2), нормаль до поверхні в точці падіння РОР, промінь відбитий ОВ і промінь переломлений ОД лежать в одній площині.

2. Кут відображення  $\gamma$  чисельно дорівнює куту падіння  $\alpha$ .

3. Синус кута падіння  $\alpha$  відноситься до синуса кута переломлення  $\beta$ , як швидкість світла у першому середовищі  $v_1$  відноситься до швидкості світла в другому середовищі  $v_2$ .

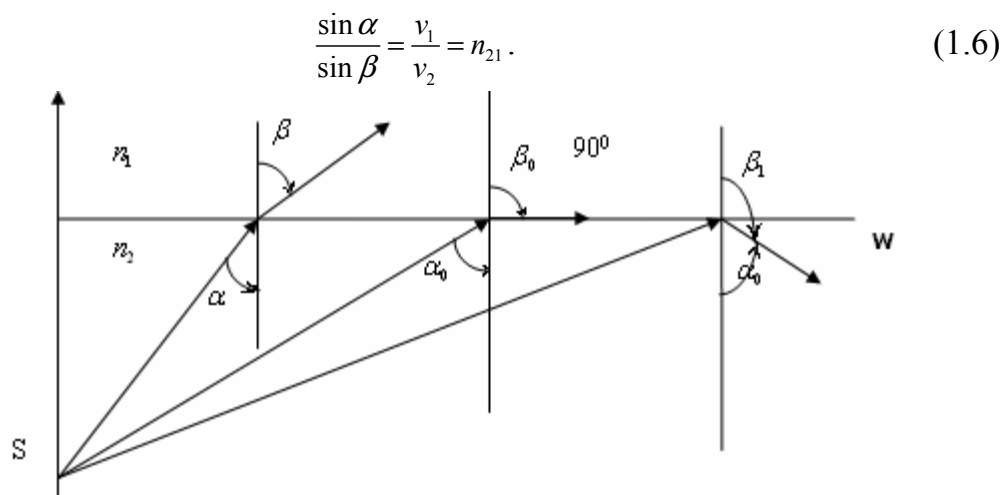


Рис. 1.2.

Останній закон говорить про те, що світло поширюється в різних середовищах з різною швидкістю.

При переході світлового променя з оптично більш щільного середовища в менш щільне ( $n_2 > n_1$ ) кут переломлення  $\beta$  стає більшим кута падіння  $\alpha$  (рис. 1.2), де  $S$  - джерело світла. Кут падіння  $\alpha_0$ , якому відповідає кут переломлення  $\beta_0 = 90^\circ$ , називають граничним. При  $\alpha > \alpha_0$  переломленого променя не існує (див. рис. 1.2): при цьому промінь не може вийти в інше середовище, і вся світлова енергія відбивається від границі розділу, як від дзеркала. Це явище називають повним внутрішнім відображенням. Таким чином, кут падіння  $\alpha_0$ , при якому настає повне внутрішнє відображення світла, є граничним кутом повного внутрішнього відображення. На явищі повного внутрішнього відображення заснована дія світловодів прозорих каналів, по яких світло спрямовується до визначених точок простору. На сьогоднішній день цей принцип використовується під час пристрою приладів з волоконною оптикою. У них світловод складається з пучка тонких скляних ниток, кожна з яких покрита оболонкою речовини з меншим показником переломлення. Такий світловод може переносити світло від джерела або, наприклад, зображення предмета на значні відстані як за прямолінійним, так і за криволінійним шляхом.

Рефрактометрія – це розділ оптики, присвячений методам і засобам

виміру показника переломлення світла в речовині. Оптичні прилади, призначені для виміру показника переломлення, називають рефрактометрами. У даній роботі застосовується рефрактометричний метод, який використовує формулу Лоренц–Лоренца, що встановлює зв'язок між показником переломлення  $n$  і поляризуємостю молекул  $\alpha$ .

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 1} = \frac{1}{3} N \bullet d, \quad (1.7)$$

де  $N$  – число молекул в одиниці об'єму.

Молекулярна рефракція – величина, яка поєднує величину поляризуємості молекул  $\alpha$  з їхніми показниками переломлення  $n$ .

$$r = \frac{1}{p} \bullet \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}, \quad (1.8)$$

де  $p$  – густина речовини, яку називають питомою рефракцією речовини.

Досліди показують, що в більшості випадків при зміні густини прозорої речовини, при зміні температури, під впливом тиску і навіть при зміні агрегатного стану рефракція  $n$  залишається незмінною. При утворенні сумішей речовин рефракція  $n$  складається адитивно, тобто оптичне поведіння молекул кожного компонента суміші практично не залежить від присутності інших. Більш того, властивості адитивності досить добре зберігаються навіть для складної хімічної сполуки. Якщо речовина складається з атомів одного сорту, вводять атомну рефракцію  $R$ , яка є добутком питомої рефракції  $r$  на атомну масу  $A$ :

$$R = A \bullet r = \frac{A}{p} \bullet \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}. \quad (1.9)$$

Аналогічно вводиться молекулярна рефракція хімічної сполуки:

$$R_m = M \bullet r = \frac{M}{p} \bullet \frac{n^2 - 1}{n^2 + 1}, \quad (1.10)$$

де  $M$  – молекулярна маса з'єднання.

Молекулярна рефракція  $R_m$  складається адитивно з атомних рефракцій  $R$ -елементів, які утворюють дане з'єднання. Якщо в молекулі число атомів даного елемента дорівнює  $q_i$ , то для молекулярної рефракції маємо:

$$R_m = q_1 R_1 + q_2 R_2 + \dots + q_i R_i = \sum_i q_i A_i r_i. \quad (1.11)$$

У даній роботі при вимірі показника переломлення ( $n$ ) рідини використовується рефрактометр АББЕ, який складається з двох призм і зорової труби зі шкалою для відліку. Метод виміру показників переломлення заснований на явищі повного внутрішнього відображення (див.рис. 1.2)

$$\sin \alpha_0 = \frac{n_1}{n_2}. \quad (1.12)$$

Граничний кут  $\alpha_0$  відповідає куту переломлення  $\beta=90^\circ$ . Тоді з формули (1.6) випливає, що: знаючи показник переломлення одного з середовищ (скла) і визначаючи на досвіді граничний кут  $\alpha_0$ , можна за допомогою вираження (1.12) визначити показник переломлення іншого середовища.

Якщо спостереження вести з боку скла, то в минулому світлі можна побачити різку границю між світлою і темною областями. Темна область

відповідає кутам, великим для скла, що відповідає максимальному куту падіння ( $90^\circ$ ). Технічно в рефрактометрі АББЕ це здійснюється в такий спосіб.

Досліджувана рідина міститься між двома скляними призми. Світло через матову грань однієї з них проходить шар рідини і під різними кутами падає на грань іншої призми. Тут і спостерігається повне внутрішнє відображення, тобто промені з кутами переломлення більше граничного в склі не виникають. Якщо світло, яке виходить із призми, пропустити через лінзу, що збирає, то спостерігається різка границя між світлом і тінню. Зорова труба, у яку розглядається границя, має шкалу, відградувану в показниках переломлення. Для виміру показника  $n$ , який ми шукаємо, залишається закріпити перехрестя окуляра на границі світла і тіні та записати показання шкали, проти якого воно при цьому зупиниться. Розмити границю світла і тіні робити чіткою, обертаючи компенсатор. При зміні рідини ретельно промити і протерти призми чистою тканиною. При розрахунках використовувати наступні значення щільності й молекулярних мас:

$$\begin{aligned} \rho_{H_2O} &= 9,980 \cdot 10^4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}; \rho_{C_3H_8O_3} = 1,2594 \cdot 10^3 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}; \rho_{C_3H_6O} = 7,893 \cdot 10^4 \text{ кг} \cdot \text{м}^{-3}; \\ M_{H_2O} &= 18,02 \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}; M_{C_3H_8O_3} = 92,09 \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}; M_{C_2H_6O} = 46,07 \text{ кг} \cdot \text{моль}^{-1}. \end{aligned} \quad (1.13)$$

### Виконання роботи

У роботі досліджуються молекулярні рефракції з'єднань водню, кисню й вуглецю. Якщо експериментально виміряти показники переломлення трьох таких з'єднань, наприклад, води

$$R_{H_2O} = 2R_H + R_O; \rho_{C_3H_8O_3} = 3R_C + 8R_H + 3R_O; \rho_{C_3H_6O} = 2R_C + 6R_H + R_O. \quad (1.14)$$

гліцерину й етилового спирту, то, використовуючи адитивність молекулярної рефракції, можна обчислити показник переломлення будь-якого іншого з'єднання, яке складається з цих же атомів. Для цього потрібно спочатку за формулою (1.11) знайти молекулярні рефракції води, гліцерину й етилового спирту (за обмірюваним значенням показників переломлення  $n$ ), а потім підрахувати рефракції  $R_C$ ,  $R_H$ ,  $R_O$ , використовуючи співвідношення (1.14).

### Пропонується наступний порядок виконання вимірів і розрахунків:

1. Помістити досліджувану рідину між призми рефрактометра.
2. Включити освітлювач і спрямувати пучок світла через віконце на грань верхньої призми.
3. Дивлячись в окуляр і рухаючи рукоятку, на якій він закріплений, вивести границю світла і тіні в поле зору.
4. Установити перехрестя точно на границі і зробити відлік за шкалою, визначити показник переломлення рідини  $n$ .
5. Вимірюючи показники переломлення гліцерину, води й етилового спирту і використавши систему (1.14), розрахувати атомні рефракції  $R_H$ ,  $R_O$ ,  $R_C$ .

### **Контрольні питання**

1. Схема устанавлення і порядок виконання роботи.
2. Що являє собою світлова хвиля, її інтенсивність? УФ і ІЧ промені.
3. Показник переломлення середовища. Швидкість поширення світлової хвилі, світловий промінь.
4. Закони відображення й переломлення світла. Повне внутрішнє відображення світла. Світловоди.
5. Поняття рефракції. Молекулярна й атомна рефракції. Дисперсія світла.

## Лабораторна робота № 2. Вивчення інтерференції світла

### Теоретичні положення

Накладання двох або кількох хвиль, яке приводить до стійкого в часі посилення коливань в одних точках простору й ослаблення – в інших, називається інтерференцією.

Інтерферувати можуть тільки когерентні хвилі. Когерентними хвилями називають хвилі однакової частоти (монохроматичні), різниця фаз яких постійна (не залежить від часу). Джерела, які випромінюють когерентні хвилі, називаються когерентними джерелами.

При інтерференції світлових хвиль з'являються коливання світлового вектора  $\vec{E}$ ; у результаті виникають максимуми і мінімуми інтенсивності світла. Когерентність – це погоджене протікання декількох коливальних чи хвильових процесів. Ступінь погодженості може бути різним. Тому вводять поняття ступеня когерентності двох хвиль (погодженості). Розрізняють тимчасову і просторову когерентність. Фаза хвилі, утвореної накладанням величезного числа цугів, які породжуються окремими атомами, не може робити великих стрибків. Вона змінюється випадковим чином і невеликими "кроками", тобто робить випадкові блукання.

Час  $t$ , за який випадкова зміна фази хвилі досягає значення порядку  $\pi$ , називають часом когерентності. За цей час коливання немовби "забуває" свою первісну фазу і стає некогерентним стосовно самого себе.

Відстань  $l$ , на якій переміщується хвиля за час когерентності ( $t$ ), називають довжиною когерентності або довжиною цугу ( $l_{\text{ког}} = ct_{\text{кор}}$ ), де  $c$  - швидкість світла у вакуумі. Таким чином, довжина когерентності є тією відстанню, на якій випадкові зміни фази досягають значення  $\pi$ .

З класичної точки зору, випромінювання світла атомами речовини можна представити в такий спосіб: кожний атом, збуджений тим чи іншим способом, випромінює за час ( $t_{\text{вип}} = 10^{-8} \text{ c}$ ) "обривок синусоїди" (цуг хвиль); потім він перебуває в незбудженому стані певний час  $\tau$ , після чого знову збуджується і випускає новий цуг. Наступні "обривки синусоїди" ніяким чином не зв'язані один з одним, тому що акти випромінювання окремих атомів зовсім незалежні. Тому когерентність існує тільки в межах кожного цугу, і час когерентності не може перевищувати час випромінювання. Тоді довжина хвильового цугу у вакуумі ( $l = ct_{\text{вип}} = 3 \text{ м}$ ), але довжина світлової хвилі – близько  $10^{-6} \text{ м}$ , отже, на хвильовому цугу укладається декілька мільйонів довжин хвиль ( $\lambda$ ).

Таким чином, світлова хвиля складається з окремих цугів, а оскільки різні атоми випромінюють незалежно один від одного, то фази цих хвиль різні.

Когерентність можна забезпечити, розділивши хвилю від одного джерела на дві частини (шляхом відображення чи переломлення) і потім звівши їх разом. Випромінені однією системою атомів, отримані в такий спосіб дві хвилі будуть когерентні і при накладанні можуть інтерферувати; інакше кажучи, на практиці застосовують штучний прийом: хвилю, яке йде від одного джерела, розбивають на дві частини і направляють в одну і ту ж точку

різними шляхами.

Розглянемо, як виникає інтерференція для найбільш простого випадку – коли складаються дві плоскі когерентні хвилі однакового напрямку. Нехай ці хвилі виходять із джерел  $S_1$  і  $S_2$ , проходять різні геометричні шляхи  $r_1$  і  $r_2$  і інтерферують у точці  $M$  (рис. 2.1). Рівняння хвиль, які прийшли від кожного з них в обрану точку  $M$ , будуть мати такий вигляд для вектора  $E$ :

$$\begin{aligned} E_1 &= E_{01} \cos(\omega t - k_1 r_1) \\ E_2 &= E_{02} \cos(\omega t - k_2 r_2) \end{aligned} \quad (2.1)$$

де  $k_1$  і  $k_2$  – хвильові числа, які показують, скільки довжин хвиль укладається на відріжку, рівному  $2\pi$ , тобто

$$k = 2\pi/\lambda. \quad (2.2)$$

Оскільки хвилі монохроматичні ( $\omega_1 = \omega_2 = \omega$ ), то і хвильові числа  $K_1 = K_2 = K$ . З механіки відомо, що квадрат результуючої амплітуди коливання в кожен момент часу ( $t$ ) дорівнює:

$$E_p^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20} \cos \gamma, \quad (2.3)$$

де  $\gamma$  – це різниця фаз хвиль, які складаються:

$$\gamma = k_2 r_2 - k_1 r_1 = k(r_2 - r_1). \quad (2.4)$$

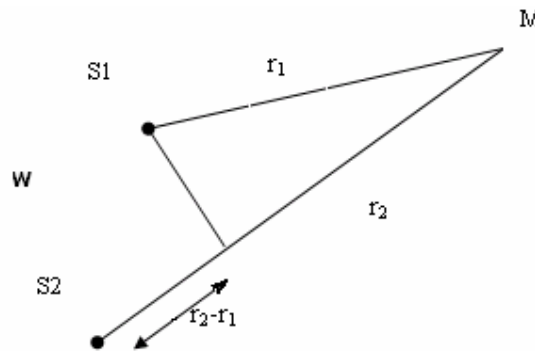


Рис.2.1.

Тоді з формули (2.4) випливає, що величина результуючої амплітуди (див.2.3) визначається різницею фаз у інтерферуючих хвиль. Нехай у точках середовища, для яких різниця фаз

$$\begin{aligned} \gamma &= k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = 2m\pi, \text{ або} \\ r_2 - r_1 &= 2m \frac{\lambda}{2}, \end{aligned} \quad (2.5)$$

де  $m$  – ціле число, яке приймає значення  $0, 1, 2, \dots$ , тоді  $\cos \gamma = +1$ , і рівняння (2.3) приймає вигляд:

$$E_p^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 + 2E_{10}E_{20}. \quad (2.6)$$

Оскільки інтенсивність хвилі пропорційна квадрату амплітуди ( $I \sim E^2$ ), то з (2.6) випливає, що

$$I_p = I_{10} + I_{20} + 2\sqrt{I_{10}I_{20}}, \text{ а коли амплітуди } E_{10} = E_{20}, \text{ то } I_{10} = I_{20}. \text{ Тоді } I_p = 4I_1.$$

Тому (2.5) є умовою максимуму інтерференції, що показує, якщо в точках, для яких геометрична різниця ходу інтерферуючих хвиль дорівнює парному числу півхвиль, то в цих точках спостерігаються інтерференційні максимуми. Іншими словами, на геометричній різниці ходу ( $r_2 - r_1$ ) (див.

рис. 2.1) повинно укладатися парне число півхвиль.

У тих точках середовища, для яких різниця фаз

$$\gamma = k(r_2 - r_1) = \frac{2\pi}{\lambda}(r_2 - r_1) = (2m+1)\pi,$$

$$\text{або } r_2 - r_1 = (2m+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (2.7)$$

де  $m$  – це число, яке набуває значення  $0, 1, 2, \dots$ , будемо вважати, що  $\cos \gamma = -1$ , і тоді, згідно з (2.3), результативна амплітуда в цій точці  $E_p^2 = E_{10}^2 + E_{20}^2 - E_{10}E_{20}$ , а інтенсивність світла

$$I_p = I_{10} + I_{20} - 2\sqrt{I_{10}I_{20}} \quad (2.8)$$

з порівняння амплітуд  $E_{10} = E_{20}$ ,  $I_p = 2I_1 - 2I_1 = 0$ .

З формули (2.8) випливає, що результуюча інтенсивність у цій точці дорівнює нулю. Тому умова (2.7) є умовою мінімуму інтерференції.

Таким чином, якщо на геометричній різниці ходу  $(r_2 - r_1)$  (див. рис. 2.1) укладається непарне число півхвиль, то в цих точках спостерігаються інтерференційні мінімуми.

Якщо дві інтерференційні хвилі проходять відстані  $r_1$  і  $r_2$  у середовищах з різними показниками переломлення  $n_1$  і  $n_2$ , то результат інтерференції визначається не простою геометричною різницею ходу  $(r_2 - r_1)$ , а так званою оптичною різницею ходу  $(n_2r_2 - n_1r_1)$ .

Використовуючи поняття оптичної різниці ходу  $(n_2r_2 - n_1r_1) = \Delta$ , умови інтерференційних максимумів (2.5) і мінімумів (2.7) можна записати таким чином:

$$\Delta = 2m\frac{\lambda}{2}(\text{max}), \quad (2.9)$$

$$\Delta = (2m+1)\frac{\lambda}{2}(\text{min}), \quad (2.10)$$

де  $m = 0, 1, 2, \dots$

Значення  $m$  визначає порядок максимуму:  $m=0$  – максимум нульового порядку,  $m=1$  – максимум першого порядку і т.д.

Отже, на екрані виникне стійка інтерференційна картина (максимуми і мінімуми освітленості), якщо хвилі, які накладаються, когерентні. Однак у реальних умовах, якщо світло випромінюється нагрітим тілом, то воно є немонохроматичним і некогерентним, тому що окремі атоми випромінюють світло незалежно один від одного. Якщо різниця фаз інтерферуючих хвиль хаотично змінюється в часі (хвилі некогерентні), то стійкої в часі інтерференційної картини не спостерігається, має місце додавання усереднених освітленостей від двох світлових пучків.

Велике практичне значення має явище інтерференції, яке виникає при відображенні світла від тонких плівок і пластин. За рахунок відображення від обох поверхонь пластинки відбувається "розщеплення" падаючого світлового пучка на два когерентні пучки, і створюються умови для інтерференції. Цим пояснюється, зокрема, поява райдужного фарбування мильних міхурів, плівок масляних речовин на поверхні води.

Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає на тонку

прозору пластинку товщиною  $h$  (рис. 2.2) під певним кутом  $\alpha$ .

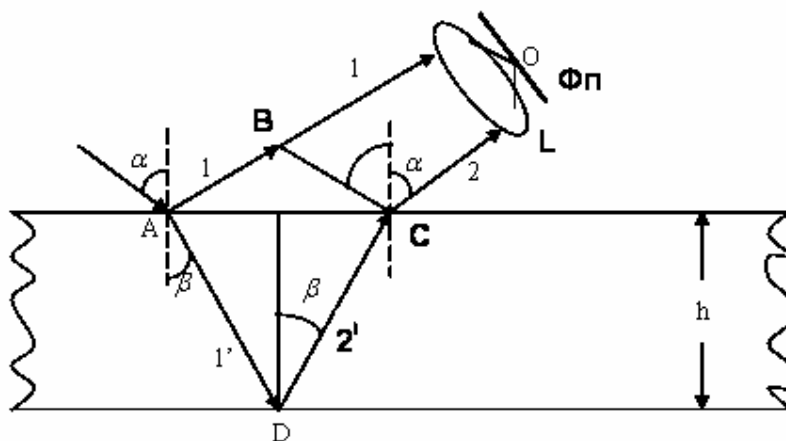


Рис. 2.2.

У точці А падаючий промінь розщеплюється на відбитий (1) і переломлений (1'). Кути падіння  $\alpha$  і переломлення  $\beta$  пов'язані законом переломлення (1.6).

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n, \quad (2.11)$$

де  $n$  – показник переломлення речовини пластини щодо повітря. Таке ж розщеплення відбувається й у точці D. У результаті утворюються дві когерентні хвилі, відбиті від верхньої та нижньої поверхонь пластини (промені 1 і 2).

З урахуванням втрати півхвилі в точці А (оскільки при відображенні світлової хвилі від границі розділу оптично менш щільного середовища – повітря із середовищем, оптично більш щільним, – у точці А фаза коливань вектора Е зміниться на  $\pi$ ) оптична різниця ходу

$$\Delta = (|AD| + |DC|) \cdot n - (|AB| - \frac{\lambda}{2}).$$

З рисунка (2.2) бачимо, що:  $|AD| = |DC| = \frac{h}{\cos \beta}$ , і

$$|AB| = |AC| \cdot \sin \alpha = 2htg \beta \sin \alpha.$$

З огляду на те, що  $\sin \alpha = n \sin \beta$  і  $\sin^2 \beta = 1 - \cos^2 \beta$ , одержимо

$$\Delta = 2nh \cos \beta + \frac{\lambda}{2},$$

або

$$\Delta = 2h\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}, \quad (2.12)$$

де  $\lambda$  – довжина хвилі в повітрі. Якщо на шляху обох пучків (1 і 2) поставити лінзу, яка збирає, то вони зустрінуться в її фокальній площині ФП і проінтерферують (додаткової різниці ходу лінза не вносить).

Як видно з (2.12), оптична різниця ходу може змінюватися зі зміною  $h$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\lambda$ . Якщо величини  $h$ ,  $n$ ,  $\alpha$ ,  $\lambda$  постійні, то в монохроматичному світлі умови інтерференції будуть однакові для всієї пластини, і вона представиться нам рівномірно проясненою (або затемненою), а при висвітленні білим світлом – однаково фарбованою. Але частіше ці умови не виконуються. Виділимо два випадки:

1. Смуги рівної товщини. Якщо рівнобіжний пучок ( $\alpha = \text{const}$ ) монохроматичного світла падає на однорідну ( $n = \text{const}$ ) пластину, товщина

якої змінюється від точки до точки, то умови інтерференції в різних місцях пластини не будуть однаковими. Спостерігаючи таку пластину у відбитому світлі, можна бачити інтерференційні світлі і темні смуги та плями. Кожна смуга відповідає визначеній товщині пластини. Смуги рівної товщини можна спостерігати на тонкій клинчастій пластині; вони мають вигляд рівностоячих темних і світлих смуг, рівнобіжних ребру клина. У білому світлі смуги стають райдужними. Різнобарвні інтерференційні смуги на тонкій плівці нафти, яка розтеклася по поверхні води, обумовлені зміною її товщини.

2. Смуги рівного нахилу можна спостерігати, якщо різниця ходу змінюється тільки за рахунок кута падіння світлових променів. Наприклад, при висвітленні плоскопаралельної пластини лінза, яка розсіює світло, збирає рівнобіжні пучки відбитих променів у фокальній площині, причому кожному куту падіння відповідає своя різниця ходу і своя смуга інтерференції – смуга рівного нахилу; на екрані спостерігається система темних і світлих кругових смуг, центром яких є головний фокус лінзи.

Для зменшення частки світла, відбиваного поверхнями скляних деталей оптичних приладів, наприклад лінз, на ці поверхні наноситься спеціальна найтонша прозора плівка. Товщина її підбирається так, щоб віддзеркалювані від обох її поверхонь промені визначеної довжини хвилі в основному гасилися за рахунок інтерференції. Тим самим збільшується частка минаючого світла, оптичні вироби з таким покриттям називаються "проясненою оптикою".

Кільця Ньютона. Частина випадком смуг рівної товщини – це кільця Ньютона. Вони спостерігаються в даній роботі при відображенні світла від дотичних один з одним плоскопаралельної скляної пластини П й плоско випуклої лінзи Л з великим радіусом кривизни R (рис. 2.3). Тут роль тонкої плівки грає повітряний прошарок між пластинкою (П) і лінзою (Л), який поступово товщає від точки дотику (т. О) до країв. Світло на цю систему направляють вертикально зверху. Кожен промінь, дійшовши верхньої границі повітряного прошарку (нижньої поверхні лінзи Л), (промінь 1 частково відіб'ється на цій границі), частково ввійде в неї. Дійшовши до нижньої границі повітряного прошарку (верхньої поверхні пластини П), промінь знову частково відіб'ється від неї (промінь 2). Відображення від інших поверхонь не розглядаються, тому що через велику товщину пластини (П) і лінзи (Л) інтерференція для них не спостерігається. Обидва промені (1 і 2) утворені з того самого падаючого променя (див. рис. 2.3) при відображенні від верхньої та нижньої границі повітряного прошарку, є когерентними і при вертикальному падінні світла йдуть в одному напрямку, тому що кут утворено повітряним "клином" (рис. 2.3). Їхня оптична різниця ходу  $\Delta$  визначається довжиною шляху променя 2, який у порівнянні з променем 1 проходить товщину повітряного прошарку (x) у прямому і зворотному напрямках, а крім того, випробовує відображення від нижньої границі повітряного прошарку від скляної пластини. Скло є середовищем оптично більш щільним, ніж повітря  $n_c > n_b$ .

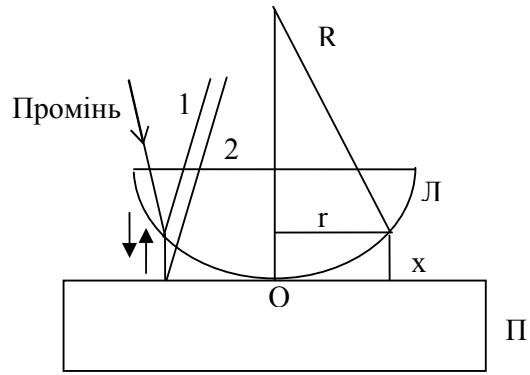


Рис. 2.3

При відображенні від більш щільного середовища фаза хвилі змінюється на  $\pi$ . У зв'язку з цим в оптичній довжині шляху цього променя додається (чи віднімається) половина довжини хвилі.

Таким чином, оптична різниця ходу променів 1 і 2 буде дорівнювати:

$$\Delta = 2x - \frac{\lambda}{2}.$$

Вона визначається товщиною повітряного прошарку  $x$  (див. рис. 2.3). Для однакових  $x$  умови інтерференції однакові, інтерференційні смуги мають вигляд концентричних кілець з центром у точці  $O$ , причому в монохроматичному світлі ці кільця світлі і темні, у білому – райдужні.

У місці зіткнення лінзи з пластиною залишається тонкий повітряний прошарок, товщина якого значно менше довжини хвилі. Тому різниця ходу в цих точках визначається лише втратою півхвилі при відображенні. Отже, у відбитому світлі в центрі інтерференційної картини спостерігається темна пляма.

Радіуси темних і світлих кілець визначаються згідно з умовою інтерференції. Для товщин  $x$ , для яких

$$2x - \frac{\lambda}{2} = 2m \frac{\lambda}{2}, \quad (2.13)$$

виконується умова максимуму. Для інших товщин  $x$ , для яких

$$2x - \frac{\lambda}{2} = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (2.14)$$

виконуються умови мінімуму.

Тут  $m$  – ціле число:  $m=1, 2, 3, \dots$ .

Товщину повітряного прошарку  $x$  можна пов'язати з радіусом кривизни лінзи  $R$  і радіусом відповідного темного або світлого кільця  $r$ .

З (рис. 2.3) видно, що

$$R^2 = (R - x)^2 + r^2 = R^2 - 2Rx + x^2 + r^2$$

оскільки  $x$  – мало, то  $x^2 \ll 2Rx$ , і ними можна зневажити. Тоді з останнього вираження випливає, що

$$x^2 = \frac{r^2}{2R}. \quad (2.15)$$

Підставляючи (2.15) у (2.13), одержимо для радіусів світлих кілець:

$$r = \sqrt{(2m + 1) \cdot R \cdot \frac{\lambda}{2}} \quad (2.16)$$

Аналогічно з (2.14) і (2.15) впливає вираження для радіусів темних кілець:

$$r = \sqrt{mR\lambda}. \quad (2.17)$$

Виміряємо радіус  $m$ -го, наприклад, темного кільця, і, знаючи довжини хвилі падаючого світла  $\lambda$ , можна визначити радіус кривизни лінзи:

$$R = \frac{r^2}{m\lambda}. \quad (2.18)$$

Результат буде більш точним, якщо виміряти радіус не одного, а двох світлих або темних кілець. Контакт між лінзою і пластиною може бути не зовсім щільним через забруднення. Це позначиться на довжині шляху променя 2 (див. рис. 2.3). Тоді умови утворення  $m$ -го світлого кільця запишемо так:  $2x_m + 2d - \frac{\lambda}{2} = 2m\frac{\lambda}{2}$ ,

де  $d$  – додаткова товщина прошарку, викликана забрудненням.

Для  $n$ -го світлого кільця

$$2x_n + 2d - \frac{\lambda}{2} = 2n\frac{\lambda}{2}. \quad (2.19)$$

Віднімаючи з рівняння (2.18) рівняння (2.19) і з огляду на те, що товщини  $d_m$  і  $d_n$  пов'язані з радіусами кілець,

$$d_m = \frac{r_m^2}{2R}, \text{ одержимо: } 2(dm - dn) = 2(m - n)\frac{\lambda}{2}, \text{ звідкіля } \frac{r_m^2 - r_n^2}{R} = (m - n)\lambda$$

або

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n) \cdot \lambda}. \quad (2.20)$$

### Виконання роботи

У даній роботі потрібно визначити радіус кривизни лінзи. Джерелом світла служить звичайна лампа накаливання, світло від якої пропускається через світлофільтр. Інтерференційна картина – кільця Ньютона – досліджується за допомогою мікроскопа.

Світло від лампи, пройшовши через світлофільтр і діафрагму, попадає на напівпрозоре дзеркало, закріплене перед об'єктивом мікроскопа. Збільшення мікроскопа і положення дзеркала за допомогою спеціальних гвинтів підбирається таким чином, щоб інтерференційна картина цілком містилася в полі зору мікроскопа і щоб яскравість кілець, які утворюються, була максимальна. Провівши вимір радіусів декількох світлих (або темних) кілець і комбінуючи їх попарно ( $m$  і  $n$  – номери кілець), з формули (2.20) визначимо радіус кривизни лінзи ( $R$ ). Довжина хвилі ( $\lambda$ ) =  $6,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ .

### Контрольні питання

1. Схема встановлення і порядок виконання роботи.
2. У чому полягає явище інтерференції. Виведіть умову максимуму і мінімуму інтерференції. (2.9) і (2.10)
3. Час когерентності, довжина когерентності, що представляє собою "цуг хвиль". Способи одержання когерентних хвиль.
4. Поясніть виникнення кілець Ньютона. Виведіть формулу залежності

радіуса кривизни лінзи від радіуса кілець (2.20).

5. Чому в центрі інтерференційної картини спостерігається темна пляма? Чому повітряний прошарок між лінзою і пластиною повинен бути тонким?

6. Де щільніше розташовані інтерференційні кільця – у центрі або на периферії? Чому? Чому при застосуванні білого світла виходить небагато інтерференційних кілець і чому вони розпливчасті?

7. Смуги рівної товщини, смуги рівного нахилу. Приклади інтерференції в тонких плівках, які спостерігаються у природі. Поняття проясненої оптики.

## Лабораторна робота № 3. Вивчення дифракції світла за допомогою лазера

### Теоретичні положення

Явище дифракції світла полягає у відхиленні світлових хвиль від прямолінійного шляху у випадку проходження світла через малі перешкоди або повз малий непрозорий екран (перешкоди) в оптично однорідному середовищі.

Дифракція світлових хвиль практично спостерігається, якщо розміри отворів чи перешкод ( $l$ ) одного порядку з довжиною світлових хвиль ( $\lambda$ ) або якщо місце спостереження дифракції знаходиться на великій відстані ( $r$ ) від отвору чи перешкоди.

Дифракція, так само як і явище Інтерференції, характерна для хвильового процесу.

Дифракція світла розділяється на два види :

1. Перший вид явищ: коли дифракційна картина спостерігається на екрані, який знаходиться на кінцевій відстані від перешкоди. У цьому випадку відстань ( $r$ ) порівняна з розмірами перешкоди ( $l$ ) або ж  $l \sim \sqrt{r \cdot \lambda}$ . Дифракційні явища цього виду вперше були вивчені Френелем і називаються дифракцією Френеля (дифракція сферичних хвиль).

2. Другий вид відноситься до випадку, коли дифракційна картина спостерігається на екрані, який знаходиться на відстані, що задовольняє умові  $r \gg l, (l < \sqrt{r \cdot \lambda})$ . Дифракційні явища цього виду вперше були вивчені Фраунгофером (дифракція плоских хвиль). У цьому випадку дифракційна картина спостерігається тільки за умови використання лінзи, яка збирає промені у фокальній площині.

При розрахунках дифракційних явищ світла користуються особливим прийомом, який запропонував Френель. Він називається принципом Гюйгенса–Френеля. Цей принцип являє собою природний розвиток принципу Гюйгенса. Принцип Гюйгенса формулюється так: кожна точка хвильової поверхні (вона являє собою геометричне місце точок, коливання яких відбуваються в однакових фазах, а у випадку ізотропного середовища збігається з фронтом хвилі) світлових хвиль є джерелом вторинних (елементарних) хвиль. Обгинаюча поверхня вторинних хвиль буде новим положенням хвильової поверхні, світлової хвилі, яка поширюється (рис. 3.1.)

На рис. (3.1(а)) – утворення плоскої хвилі, на рис. (3.1(б)) – сферичної: 1 – старе положення хвильової поверхні (у момент часу ( $t_1$ )), 2 – нове положення (у момент часу ( $t_2$ )). А – вторинні (елементарні) світлові хвилі з центрами в зазначених точках.

Принцип Гюйгенса вирішує задачу про поширення хвильового фронту, але не вирішує задачу про інтенсивність хвиль (елементарних) (див. рис. 3.1), які йдуть у різних напрямках.

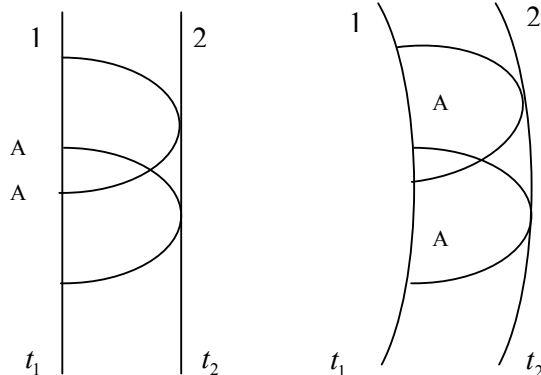


Рис. 3.1(а)

Рис. 3.1(б)

Так, Френель додав до принципу Гюйгенса, що інтенсивність результуючої хвилі в момент часу ( $t_2$ ) є результатом інтерференції вторинних (елементарних) хвиль. Ці елементарні хвилі гасять одна одну ( $\uparrow\downarrow$ ) у бічних напрямках і підсилюють у прямому напрямку ( $\rightarrow$ ). Таким чином, принцип

Гюйгенса – Френеля являє собою поєднання принципу Гюйгенса (поширення хвильового фронту) з висловленням Френеля про інтерференцію елементарних хвиль, які приводять до того, що при поширенні в просторі світлових хвиль світло буде спостерігатися тільки там, де вторинні хвилі при інтерференції підсилюють одна одну.

В однорідному середовищі світло поширюється прямолінійно. Однак якщо середовище містить неоднорідності (малі перешкоди, отвори, щілини і т.д.), то прямолінійність світла порушується.

Якщо, наприклад, освітити малий круглий отвір у непрозорій перешкоді, то при прямолінійному поширенні світла на екрані повинне вийти його зображення – світла кругла пляма з чіткою границею між освітленою областю і тінню. Однак у дійсності на екрані спостерігається дифракційна картина: система концентричних темних і світлих кілець, які заходять в область геометричної тіні. Це є результатом дифракції світла. Законами геометричної оптики пояснити це явище не можна. Дифракційні явища в білому світлі супроводжуються появою фарбування: біле світло розкладається в спектр. Фарбування перламутру, перлів пояснюється дифракцією білого світла на сторонніх дрібних украленнях, які містяться в них. Поява райдужних кілець навколо джерел світла, коли повітря насичене туманом чи пилом, також є результатом дифракції світла.

### Дифракція по Френелю

Пояснити і розрахувати розподіл інтенсивності світла в дифракційній картині можна, застосувавши допоміжний прийом розбивки хвильової поверхні падаючої світлової хвилі на визначені ділянки – зони Френеля. Розглянемо цей метод (метод зон Френеля) на прикладі проходження сферичної хвилі від джерела S крізь круглий отвір PP у перешкоді. Розіб'ємо хвильову поверхню на кільцеві зони, побудовані так, що відстань від країв кожної зони до точки спостереження M відрізняються на  $\frac{\lambda}{2}$ , де  $\lambda$  – довжина

хвилі в тому середовищі, в якому поширюється хвиля.

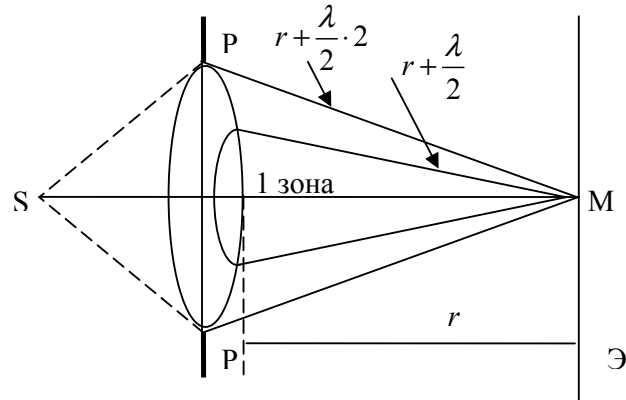


Рис. 3.2

Межами зон Френеля на хвильовій поверхні є точки, що віддалені від точки М екрана на відстані  $r + \frac{\lambda}{2}, r + 2\frac{\lambda}{2}$ .

У даному випадку зони Френеля – кільця на сферичній поверхні, а центральна зона 1 – коло. У загальному випадку розміри і форма зон залежать від положення точки М і форми хвильової поверхні.

Вторинні хвилі від відповідних точок сусідніх зон приходять до точки М з різницею ходу  $\frac{\lambda}{2}$  та, інтерферуючись, гасять одна одну. Тому освітленість у точці М від сумісної дії двох сусідніх зон рівна нулю (взаємне гасіння).

Якщо в отворі укладається парне число зон, то внаслідок їх попарного гасіння у точці М спостерігається інтерференційний мінімум, а при непарному числі зон-максимум. Енергія світлової хвилі у результаті інтерференції перерозподіляється, і на екрані Є навколо точки М утворюється система темних і світлих кілець. У білому світлі ці кільця будуть райдужними, оскільки кожній довжині хвилі відповідає своя система зон Френеля на хвильовій поверхні і інтерференційних кілець на екрані.

Дифракція не суперечить факту прямолінійного розповсюдження світла в однорідному середовищі. Коли фронт хвилі не обмежено перешкодами PP', можна показати, що відбувається взаємне гасіння вторинних хвиль у всіх напрямках, окрім напрямку центральної зони (див. рис. 3.2).

### Дифракція світла на одній щілині

Розглянемо результат дифракції плоскої монохроматичної хвилі на щілині, яка відкрита в непрозорій перешкоді і має постійну ширину BC = a (рис. 3.3).

Нехай хвиля падає на щілину нормально. Усі точки хвильової поверхні, відкриті щілиною BC, є центрами вторинних хвиль, які поширюються за щілиною в усіх напрямках. Промені, дифрагуючі під кутом  $\varphi$ , будуть зібрані

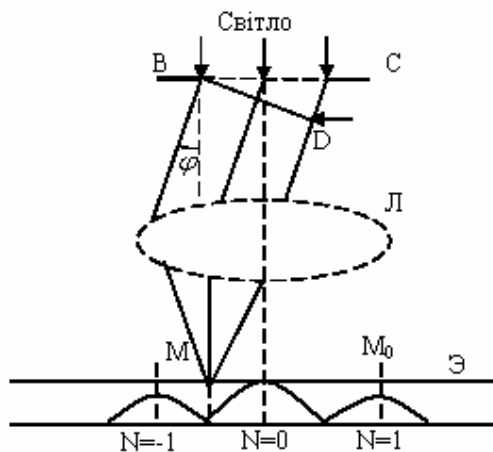


Рис. 3.3.

лінзою в точку М екрана і інтерферують. При  $\varphi=0$  усі хвилі придуть на екран у точку М в однаковій фазі і підсилять одна одну; на екрані з'явиться світла смуга – центральний максимум. Щоб визначити результат інтерференції при  $\varphi \neq 0$ , розіб'ємо відкриту ділянку хвильової поверхні на ряд зон Френеля. У даному випадку вони являють собою вузькі смужки, рівнобіжні краям щілини. Проведемо через точку В площину ВD, перпендикулярну пучку дифрагованих променів. Оптичні шляхи променів від ВD до точки М екрана однакові (лінза додаткової різниці ходу вносить), тому різниця ходу DC крайніх променів дорівнює

$$\Delta = a \sin \varphi. \quad (3.1)$$

У загальному випадку ця різниця ходу містить N півхвиль:

$$a \sin \varphi = N \frac{\lambda}{2}. \quad (3.2)$$

На (рис. 3.3) показаний випадок, коли  $N=2$ , що відповідає дифракційному мінімуму. Загалом, дифракційний мінімум виходить у точці М, якщо N парне  $N=2m$ . При цьому на екрані утвориться темна смуга, рівнобіжна центральному максимуму. При  $N=2m+1$  число зон буде непарним, дія однієї з них виявиться некомпенсованою, і на екрані з'явиться світла смуга.

З обох сторін від центральної смуги на екрані будуть симетрично розташовані темні  $N=2m$  і світлі  $N = 2m + 1$  смуги, які чергуються і являються рівнобіжними одна одній. Освітленість світлих смуг з ростом кута дифракції зменшується. Розподіл освітленості по екрані на (рис. 3.3) показано за допомогою графіку.

Таким чином, для однієї щілини умова дифракційних максимумів має вигляд:

$$a \sin \varphi = (2m+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (3.3)$$

де (  $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$  ) – порядок максимуму. Умови ж дифракційних мінімумів записуються так:

$$a \sin \varphi = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda. \quad (3.4)$$

Звуження щілини веде до розсування дифракційних максимумів. При  $a \approx \lambda$  на екрані спостерігається тільки розпливчастий центральний максимум, а мінімуми першого порядку ідуть у нескінченність  $\varphi = \pm \frac{\pi}{2}$ .

При сильному збільшенні ширини щілини ( $a \gg \lambda$ ) на екрані спостерігається чітка центральна смуга, а дифракційні максимуми вищих порядків звужуються, наближаються до країв центрального максимуму і стають практично непомітними – через великі отвори світло поширюється прямолінійно.

### Дифракція на решітці

Дифракційна решітка являє собою сукупність рівнобіжних прозорих для світла щілин, розділених непрозорими проміжками. Таку решітку звичайно одержують нанесенням на скляну пластину за допомогою спеціальних машин ряду рівнобіжних штрихів-подряпин. Неушкоджені ділянки відіграють роль щілин, а подряпини, які розсіюють світло, виконують роль непрозорих проміжків.

Сума  $S$  ширини щілини  $a$  і проміжку  $b$  між щілинами називається періодом або постійною решіткою:  $S = a + b$ .

Якщо освітити дифракційну решітку пучком когерентних рівнобіжних променів, які падають паралельно до поверхні решітки (див. рис. 3.4.), то спостерігається наступне явище.

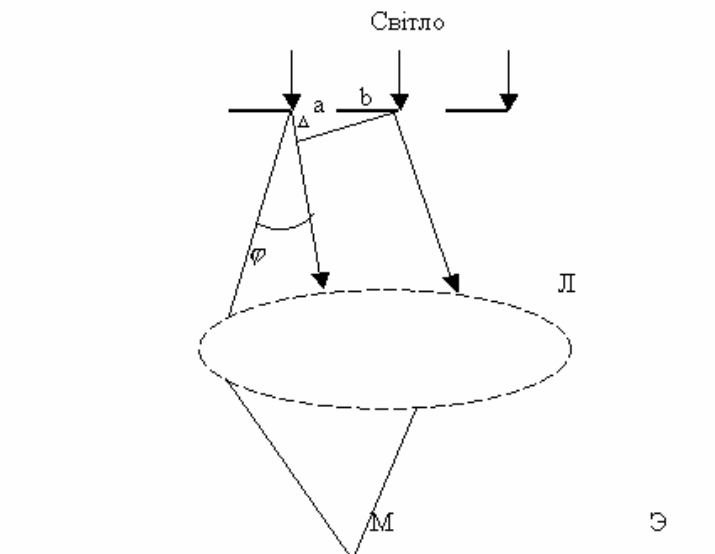


Рис. 3.4.

Світло, проходячи через вузькі прозорі смужки решітки, випробує дифракцію, тобто відхиляється убік від своєю первинного напрямку. Відхилення відбувається під різними кутами. На (рис. 3.4) показане відхилення для одного кута дифракції  $\varphi$ . Оскільки кожна щілина дифракційної решітки може стати самостійним джерелом когерентних коливань, то на екрані у фокальній площині лінзи Л буде відбуватися додавання численних пучків променів, які приходять у різні точки екрана з різними фазами коливань (на рис. 3.4 дана тільки одна точка М для кута  $\varphi$ ). Іншими словами, внаслідок явища дифракції (відхилення променів і різні кути  $\varphi$ ) відбудеться інтерференція світлових променів.

Якщо джерело світла випускає світло різних довжин хвиль, то в результаті інтерференції на екрані з'являться зображення щілин решітки, які пофарбовані в різні кольори (максимуми світла). Якщо ж джерело світла дає монохроматичне випромінювання  $\lambda$ , то зображення щілин на екрані будуть пофарбовані в один колір.

Крім кольорових зображень щілин спостерігаються ще темні смуги – місця, де в результаті інтерференції відбувається повне гасіння світлових хвиль (мінімуми інтерференції).

Умови виникнення максимумів світла визначаються зі співвідношення:

$$c \sin \varphi = \Delta, \quad (3.5)$$

де  $\Delta$  – різниця ходу променів (див. рис. 3.4).

Якщо різниця ходу  $\Delta$  кратна цілому числу хвиль, тобто  $\Delta = \pm m\lambda$ , то маємо максимум світла в точці М на екрані, і формула (3.5) набуде вигляду:

$$c \sin \varphi = \pm m\lambda, \quad (3.6)$$

де  $m$  – ціле число, порядок спектру (номер спектру) і  $m = 0, 1, 2, 3, \dots$ ,  $\lambda$  – довжина хвилі монохроматичного світла.

Із (3.6) випливає, що

$$\lambda = \frac{c \sin \varphi}{m}. \quad (3.7)$$

З вираження (3.7) видно, що можна визначити довжину хвилі, а також для різних довжин хвиль положення світлових максимумів буде різне. Отже, дифракційна решітка – прилад, який розкладає біле світло на складові частини, тобто можна одержати його спектр.

Розглянемо основні спектральні характеристики дифракційних решіток.

1. Кутова дисперсія решітки характеризує її здатність просторово розділяти пучки променів з різними довжинами хвиль по куту, тобто

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (3.8)$$

Це є кутовий розкид променів, які припадають на одиничний інтервал довжин хвиль. Для обчислення кутової дисперсії  $D$  диференціюємо формулу (3.7) так: ліву частину – по  $\varphi$ , а праву – по  $\lambda$ ; тобто

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{c \cos \varphi}. \quad (3.9)$$

Звичайно, кути  $\varphi$  дифракції невеликі, отже  $\cos \varphi \approx 1$ ,  $D \approx \frac{m}{c}$ .

Таким чином, дисперсія решітки тим вища, чим менший її період і чим вищий порядок спектра, який спостерігається.

2. Лінійна дисперсія

$$D_1 = \frac{dl}{d\lambda} \quad (3.10)$$

характеризує лінійний розкид променів, який припадає на одиничний інтервал довжини хвилі. Якщо  $f$  – фокусна відстань лінзи, яка дає зображення спектра на екрані, то  $l \approx f \cdot \varphi$  і  $dl \approx f d\varphi$ , отже

$$\frac{dl}{d\lambda} = f \frac{d\varphi}{d\lambda} \approx f \cdot D. \quad (3.11)$$

Звідси видно, що довгофокусні лінзи не можуть дати велику довжину спектра на екрані.

### 3. Дозволяюча здатність

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \quad (3.12)$$

дифракційної решітки характеризує її, як здатну утворювати роздільно спектральні лінії з близькими значеннями довжини хвилі:  $\lambda$  і  $\lambda + \Delta\lambda$ . Тут  $\Delta\lambda$  – мінімальний інтервал довжин хвиль, який дозволяється даною решіткою.  $\lambda$  – довжина хвилі, середня між ними. Дозволяюча здатність тим вища, чим більші кутові відстані між осями двох сусідніх спектральних ліній, тобто чим більша дисперсія решітки, тим вужчими є (більш чіткі) самі лінії. Можна показати, що дозволяюча здатність  $R = m \cdot N$ , де  $N$  – число штрихів решітки,  $m$  – порядок спектра.

У даній роботі вивчення дифракції наводиться з використанням високо когерентного монохроматичною випромінювання гелій-неонового лазера. Лазери працюють за принципом індукованого (змушеного) випромінювання, суть якого полягає в наступному.

Нехай на атом падає квант світла (фотон) з енергією

$$\hbar\omega = E_2 - E_1, \quad (3.13)$$

де  $\omega$  – частота світла,  $\hbar$  – постійна Планка,  $E_1$  і  $E_2$  – два енергетичних рівня атома. Якщо атом знаходиться на нижньому енергетичному рівні  $E_1$ , то він може поглинути фотон, що падає, і перейти в збуджений стан  $E_2$ , а якщо він знаходиться на верхньому рівні  $E_2$ , то може відбутися змушений перехід на рівень  $E_1$  з випускненням другого фотона.

Останній фотон буде мати ту ж частоту, фазу, поляризацію та напрямок розповсюдження, що й перший фотон.

Таким чином, число фотонів подвоюється, а відповідний пристрій працює як підсилювач. Для роботи лазера необхідно, щоб у вихідному стані на верхньому рівні  $E_2$  було більше атомів, чим на нижньому. Такий стан заселення рівня збудженими атомами називають інверсним, а середовище – активним.

Інверсну заселеність атомами можна одержати штучно, якщо підібрати речовину, для якої час життя в збудженому стані досить великий  $\sim 10^{-3}$ с. Такі стани й відповідні їм енергетичні рівні називаються нестабільними. На них може накопичуватися велика кількість збуджених атомів, тобто досягається їхня перенаселеність при поглинанні енергії з поза, а перехід атомів з метастабільного рівня на основний може бути стимульований зовнішнім електромагнітним полем (фотоном). У цьому випадку й виникає змушене випромінювання.

Активним середовищем є газоподібна суміш гелію і неону. Генерація здійснюється за рахунок переходів між енергетичними рівнями неону, а гелій відіграє роль посередника, через який енергія передається атомами неону для створення інверсної заселеності.

При пропусненні струму через гелій-неонову суміш газів електронним ударом атоми гелію збуджуються до станів  $2^3S$  і  $2^2S$ , які є метастабільними, оскільки перехід в основний стан із них заборонений квантово-механічними

правилами добору.

При проходженні струму атоми накопичуються на цих рівнях. Коли збуджений атом гелію зіштовхується з не збудженим атомом неону, енергія порушення переходить до останнього. Унаслідок цього на рівнях 3S і 2S неону утвориться інверсна заселеність щодо рівнів 3P і 2P, що призводить до можливості генерації лазерного випромінювання.

Принциповий пристрій і схема роботи лазера показано на рис. 3.5.

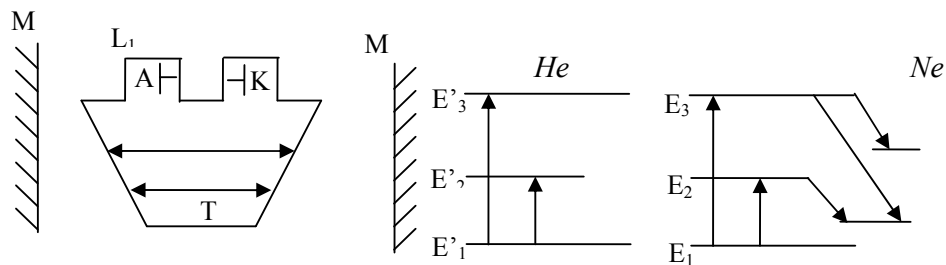


Рис. 3.5

Газорозрядна трубка Т наповнена сумішшю газів He і Ne з тиском близько 1 мм рт.ст. Кінці трубки закриті скляними пластинками, установленими під кутом Брюстера для одержання плоскополяризованого випромінювання. Трубка поміщується в резонатор, який складається з дзеркал М, установлених суворо перпендикулярно осі трубки і паралельно один одному. Резонатор служить для створення позитивного зворотного зв'язку в напрямку осі трубки, що забезпечує режим генерації, монохроматизує випромінювання та колімує його.

Збудження атомів He і Ne створюється та підтримується за допомогою електричного розряду струму 10-50 мА за рахунок зіткнення атомів з електронами трубки.

Стани  $E'_2$  і  $E'_3$  гелію метастабільні, чим і забезпечується достатня для створення інверсної заселеності рівнів  $E_2$  і  $E_3$  неону інтенсивність процесу передачі енергії.

Таким чином, лазерне випромінювання характеризується: монохроматичністю, когерентністю, має визначену спрямованість і може переносити велику електромагнітну енергію.

### Виконання роботи

1. За допомогою дифракційної решітки визначити довжину хвилі лазерного випромінювання. Для цього, установивши дифракційну решітку на відстані  $0,5 \div 1$  м від екрана  $r$ , одержати дифракційну картину і виміряти відстань між сусідніми головними максимумами інтенсивності  $x$ . З огляду на те, що при малих кутах  $\sin \varphi \approx \text{tg} \varphi$ , а в нашому випадку  $\text{tg} \varphi = \frac{x}{2r}$ , то з формули

$$(3.7) \text{ впливає, що довжина хвилі лазерного випромінювання } m = 1, \lambda = \frac{c \cdot x}{2r},$$

постійна решітки  $c$  відома.

2. Розрахувати розміри оптичних щілин  $l$  для спостереження дифракції Френеля і Фраунгофера за формулою  $l = \sqrt{r \cdot \lambda}$ , узявши для цього  $r = 0,1$  м і  $r = 1$  м відповідно і визначену в п.1 довжину хвилі лазерного випромінювання

$\lambda$ .

3. Установивши за допомогою мікрометричного гвинта потрібний розмір оптичної щілини (знайдені в п.2), одержати на екрані дифракційні картини і замалювати їх.

Для обох випадків виміряти ширину центрального максимуму і візуально оцінити їх інтенсивність, порівнявши розподіл інтенсивностей у залежності від відстані до центру екрана.

4. Виміряти діаметр тонкої нитки  $d$ . Для цього, змінюючи відстань між ниткою та екраном  $r$ , підібрати таке положення нитки, щоб на екрані спостерігалася дифракція Фраунгофера. З огляду на те, що кутова ширина центрального максимуму  $\sin \varphi = \frac{2\lambda}{d}$ , а при малих кутах  $\sin \varphi \approx \text{tg} \varphi = \frac{\Delta x}{r}$ , то діаметр нитки розрахуємо за формулою  $d = \frac{2\lambda r}{\Delta x}$ .

Тут  $\Delta x$  – ширина центрального максимуму, яку треба виміряти на екрані.

### Контрольні питання

1. Схема установки і порядок виконання роботи.
2. Що розуміють під дифракцією світла? Дифракція Френеля й Фраунгофера. Суть принципу Гюйгенса-Френеля.
3. Метод зон Френеля. Дифракція світла на одній щілині. Для яких порядків спектрів довжина світлової хвилі визначається більш точно?
4. Дифракційна решітка. Спектральні характеристики решітки. Які промені спектру далі за інші відхиляються від первісного напрямку?
5. Що таке спонтанне та вимушене випромінювання? Що таке лазер? Характеристики лазерного випромінювання.
6. Принцип дії гелій-неонового лазера.

## Лабораторна робота № 4. Визначення концентрації цукру у водному розчині за допомогою цукрометра

### Теоретичні положення

Світлові хвилі – хвилі поперечні. Вони характеризуються не тільки енергією, яку несуть, і довжиною хвилі, але й напрямком коливання векторів напруженостей перемінних електричного  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  магнітного полів. Для плоскої електромагнітної хвилі

$$\vec{E} = \vec{E}_0 \cos(\omega t - kr) \text{ і } \vec{H} = \vec{H}_0 \cos(\omega t - kr),$$

$\vec{E}$  і  $\vec{H}$  – амплітудні значення відповідних напруженостей полів,  $\omega$  – циклічна частота,  $k$  – хвильове число,  $r$  – відстань, пройдена хвилею за час  $t$ .

Світло, у якому вектори  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  мають різні напрямки коливань (рис. 4.1 (а)), називається природним.

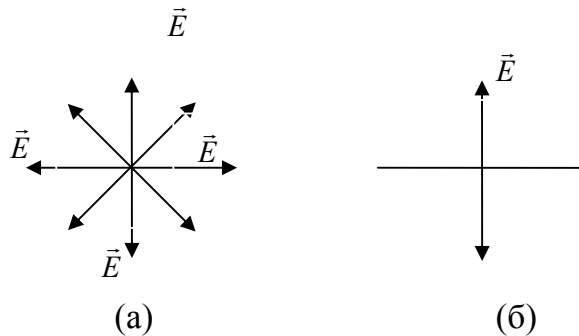


Рис. 4 1

Ця хаотична зміна напрямків площини коливань векторів  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  обумовлена тим, що ми одночасно спостерігаємо випромінювання величезної кількості атомів, і природне світло є накладенням незліченної кількості хвиль, випромінюваних окремими атомами. Площина коливань вектора  $\vec{E}$ , а отже, і вектора  $\vec{H}$  у природному світлі безупинно змінюється (див. рис. 4.1 (а)).

Таким чином, у природному світлі вектори  $\vec{E}$  і  $\vec{H}$  коливаються безладно у всіх напрямках, перпендикулярних променю.

Якщо коливання вектора  $\vec{E}$  відбуваються в одній площині (а отже, і вектора  $\vec{H}$ ), то світло називається плоскополяризованим (рис. 4.1 (б)) або лінійнополяризованим. Площина, у якій відбуваються коливання вектора  $\vec{E}$ , називається площиною коливань.

Світло природних джерел може набути часткової або повної поляризації при взаємодії з речовиною. Поляризація світла складається у виділенні зі світлового пучка коливань визначеного напрямку, тобто в доборі з природною світла складових вектора  $\vec{E}$ , які коливаються в якійсь визначеній площині.

З цією метою вживають спеціальні устрої-поляризатори, здатні

пропускати тільки складовий світлового вектора  $\vec{E}$ , який лежить у певній площині, що називається площиною поляризатора; вони (устрої-поляризатори) цілком затримують коливання, перпендикулярні до неї.

Якщо на поляризатор падає природне світло, інтенсивність якого  $I_{ест}$ , то інтенсивність  $I$  пройденого поляризованого світла не залежить від орієнтації поляризатора (його повороту навколо променя) і дорівнює половині інтенсивності падаючого природного світла:

$$I = \frac{1}{2} I_{ест}.$$

Око людини не відрізняє поляризоване світло від природного. Пристрій, здатний пропускати коливання тільки у визначеній площині та складову світлового вектора  $\vec{E}$ , може використовуватися і для аналізу поляризованого світла; у цьому випадку пристрій називається аналізатором.

Якщо плоско поляризоване світло падає на аналізатор, то ним буде пропущена складова світлового вектора:

$$E = E_0 \cos \alpha, \quad (4.1)$$

де  $\alpha$  – кут між площиною коливань світла, яке потрапляє на аналізатор, і площиною аналізатора.

Оскільки інтенсивність світла  $I$  пропорційна  $E^2$ , то з урахуванням (4.1), одержимо

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (4.2)$$

де  $I$  – інтенсивність світла, яке вийшло з аналізатора,  $I_0$  – інтенсивність падаючого світла. Формула (4.2) виражає закон Малюса.

При повороті аналізатора навколо променя можна знайти таке його положення, за якого світло зовсім крізь нього не проходить (інтенсивність  $I$  стає рівної нулю).

При падінні природного світла на границю розділу двох діелектриків відбитий і переломлений промені частково поляризуються. Якщо кут падіння  $\alpha$  задовольняє умові

$$\operatorname{tg} \alpha = n, \quad (4.3)$$

де  $n$  – відносний показник переломлення двох середовищ, то відбитий промінь цілком поляризується в площині, перпендикулярній площині падіння, а в частково поляризованому переломленому промені переважають коливання, рівнобіжні площині падіння. Рівність (4.3) виражає закон Брюстера: кут  $\alpha_B$ , що задовольняє цій рівності, є кутом повної поляризації і називається кутом Брюстера. Ефект поляризації відбитого світла використовується, наприклад, для виявлення з повітря або з космосу плівок нафти на поверхні моря.

Суть поляризації при відображенні від поверхні міститься в наступному. Електромагнітна хвиля, падаючи на речовину-діелектрик, викликає коливання електронів в атомах і молекулах речовини. Атоми самі стають випромінювачами електромагнітних хвиль (вторинних). Ці вторинні хвилі випромінюються електронами, які коливаються в атомах діелектрика, причому напрямок коливань електронів збігається з напрямком коливань електричного вектора  $\vec{E}$  падаючої хвилі.

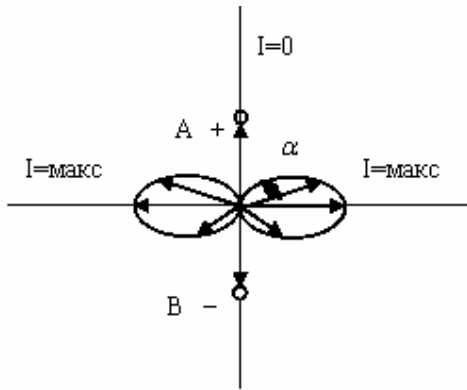


Рис. 4.2.

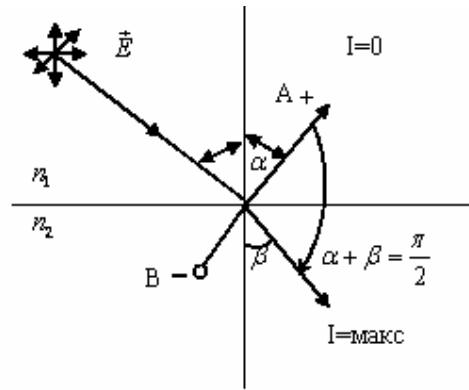


Рис.4.3.

Інтенсивність  $I$  випромінювання електронами вторинних хвиль залежить від напрямку (рис. 4.2) осі диполя  $AB$ . У напрямку осі диполя (коливання електрона)  $AB$  інтенсивність  $I$  дорівнює нулю, у перпендикулярному напрямку є максимальною. Якщо переломлені і відбиті промені складають кут  $\alpha + \beta = \frac{\pi}{2}$  (див. рис. 4.3), то у відбитому промені будуть цілком відсутні коливання вектора  $\vec{E}$ , які відбуваються в площині падіння, оскільки проходять у напрямку осі диполя  $AB$ , але зате ці коливання будуть у переломленому промені. У відбитому промені коливання вектора  $\vec{E}$  будуть відбуватися тільки в площині, перпендикулярній малюнку, тобто відбитий промінь при визначеному куті падіння буде цілком поляризований.

Щоб переломлений промінь був цілком поляризований, його пропускають через декілька плоскополяризованих пластинок діелектрика (іноді скляних).

Велике практичне значення має поляризація світла при його проходженні через середовища, які володіють оптичною анізотропією (залежність оптичних властивостей середовища від напрямку). Більшість прозорих кристалів (ісландський шпат, турмалін, кварц та ін.) оптично анізотропні.

Оскільки в анізотропних середовищах швидкість світла, а отже, і показник переломлення різні за різними напрямками, то в них відбувається подвійна променезаломлюваність: світловий промінь розщеплюється на два промені. Напрямок одного з переломлених променів (променя  $O$ ) відповідає законам переломлення – його називають звичайним променем. Швидкість променя в кристалі не залежить від напрямку. Показник переломлення кристала ( $n_o$ ) для звичайного променя також не залежить від його напрямку. Для звичайного променя

$$n_o = \frac{c}{V_o}, \quad (4.4)$$

де  $c$  – швидкість світла у вакуумі.

Напрямок же другого променя не відповідає законам переломлення, тому він одержав назву незвичайного променя  $e$ . Показник переломлення кристала для  $e$ -променя ( $n_e$ ) залежить від напрямку в кристалі; відповідно його швидкість  $v_e$ :

$$n_e = \frac{c}{V_e}. \quad (4.5)$$

Напрямок, уздовж якого швидкості звичайного і незвичайного променів у кристалі збігаються, називається оптичною віссю кристала. Уздовж оптичної осі розщеплення променя не відбувається. Якщо  $n_0 \geq n_e$ , кристал називається негативним, якщо  $n_0 \leq n_e$  – позитивним. Властивості обох променів, які вийшли з кристала, за винятком напрямку поляризації, абсолютно однакові. Таким чином, обидва промені, які вийшли з подвійно заломлюючого кристала, цілком поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах, і якщо кристал не поглинає світло, то інтенсивність природного світла, що падає, нарівно між о- та е-променями.

Деякі подвійно заломлюючі кристали здатні по-різному поглинати о- та е-промені. Ця властивість називається дихроїзмом, а самі кристали – дихроїчними. Пластинка дихроїчного мінералу турмаліну при товщині 1 мм цілком поглинає о-промінь. Дихроїчні пластинки можуть застосовуватися як поляризатори світла.

Дія розповсюджених і недорогих плівкових поляризаторів (поляроїдів) засноване на дихроїзмі герпатита (сірчаноокислий йодхінін), який уже при товщині 0,1 мм цілком поглинає звичайний промінь. Целулоїдна плівка поляроїда містить безліч дрібних однаково орієнтованих кристаликів герпатита. Проходячи крізь поляроїд, природний промінь, майже цілком поляризується.

Оптична анізотропія ряду речовин може бути отримана штучно шляхом "наведення порядку" в орієнтації їхніх дипольних моментів. Так, полярні молекули рідин або газів орієнтуються зовнішнім електричним полем у напрямку полюсів, і речовини стають оптично анізотропними (ефект Керра). Ламінарний потік рідин, які містять подовжені молекули, приводять до їхньої визначеної орієнтації в потоці, і потік у цілому здобуває властивість оптичної анізотропії.

При проходженні плоско поляризованого світла через деякі речовини спостерігається обертання площини поляризації (або площини коливань світлового вектора  $\vec{E}$ ). Речовини, здатні обертати площину поляризації, називають оптично активними. Кут повороту площини поляризації  $\varphi$  пропорційний товщині шару активної речовини  $l$ , а у випадку розчину – його концентрації  $c$ , тобто залежить від числа активних молекул, які зустрічаються на його шляху.

$$\varphi = \alpha_{yo} \cdot c \cdot l, \quad (4.6)$$

де  $\alpha_{yo}$  – питома обертання площини поляризації,  $\alpha_{yo}$  чисельно дорівнює куту повороту площини поляризації шаром речовини одиничної товщини при концентрації  $c$ , що дорівнює одиниці.

Вона залежить від довжини хвилі  $\lambda$  світла, температури, у деяких випадках – від роду розчинника.

У залежності від просторової структури молекули або кристалічної решітки тієї й самої речовини площину поляризації може обертати за годинниковою стрілкою (управо, якщо дивитися назустріч променю) або

проти годинникової стрілки (уліво). Тому говорять про дві модифікації оптично активних речовин – правообертальних речовин (за годинниковою стрілкою) і лівообертальних відповідно.

Оптична активність речовин обумовлена асиметрією їхніх молекул, які не мають ні площини, ні центра симетрії.

Крім природної оптичної активності, речовина може володіти штучною оптичною активністю, яка виникає в неї під впливом зовнішніх факторів, наприклад, при внесенні речовини в магнітне поле (ефект Фарадея).

Метод дослідження речовин, заснований на вимірі обертання площини поляризації світла при його проходженні через досліджувану оптично активну речовину, називається поляриметрією.

Прилади, призначені для цієї мети, називаються поляриметрами. Схема поляриметра представлена на (рис. 4.4).

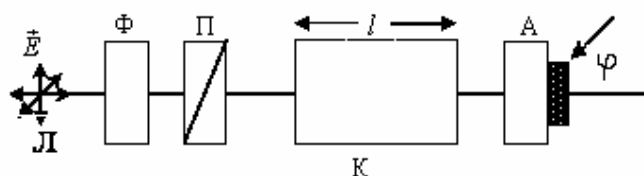


Рис. 4.4.

Світло від лампи Л послідовно проходить через світлофільтр Ф (при точних вимірах використовується монохроматор), поляризатор П й аналізатор А, з пристроєм для відліку кутів повороту площини поляризації.

Після встановлення шкали аналізатора на нуль між поляризатором й аналізатором поміщують кювету К з досліджуваним розчином. Обертання площини поляризації оцінюється за кутом  $\varphi$ , на який необхідно повернути аналізатор, щоб відновити первісну освітленість поля зору. Визначивши цей кут, знаючи товщину кювети  $l$ , знайшовши з таблиці значення  $\alpha_{y0}$  для досліджуваної речовини, необхідну концентрацію розраховують за формулою (4.6). Можна вирішити і зворотну задачу: визначивши з досліду значення  $\varphi$ ,  $c$  і  $l$ , розраховують  $\alpha_{y0}$  для невідомої речовини. Потім, користуючись таблицею значень  $\alpha_{y0}$ , ідентифікують цю речовину з однією з відомих речовин.

Поляриметр, застосований для дослідження розчину цукру, називають цукрометром. Оптична схема цукрометра СУ-4, що використовується в даній роботі, зображена на рис. 4.5.

Світловий потік, який йде від джерела И, через світлофільтр F і лінзу L, проходить через призму-поляризатор P, що перетворює його в поляризоване світло. Потім поляризоване світло проходить через напівтіньову пластину T, яка розділяє його на дві половини лінією розділу. Пластина T розрахована й встановлена так, що площини поляризації обох половин світлового потоку складають однакові кути з площиною поляризації аналізатора А. Аналізатор пропускає обидві половини потоку, рівні за світлосилою, у поле зору зорової трубки, яка складається з об'єктива О й окуляра О', установлені після аналізатора; спостерігаються дві половини світлового поля однакової яскравості, розділені тонкою лінією. Ці поля називають полями порівняння.

При установці кювети з розчином між поляризатором і аналізатором порушується рівновага яскравостей полів порівняння.

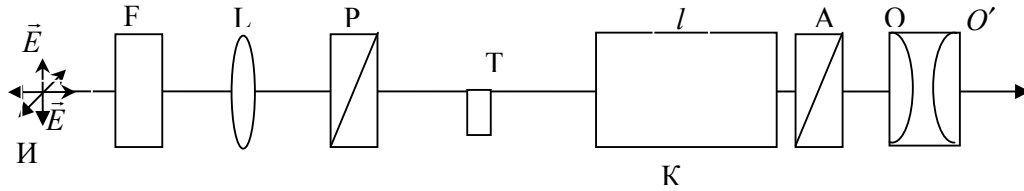


Рис. 4.5

Поворотом аналізатора компенсуємо цей кут і дістаємо рівняння яскравості полів порівняння.

### Виконання роботи

Визначити концентрацію цукру у водяному розчині за допомогою цукрометра ОУ-4 (рис. 4.6).

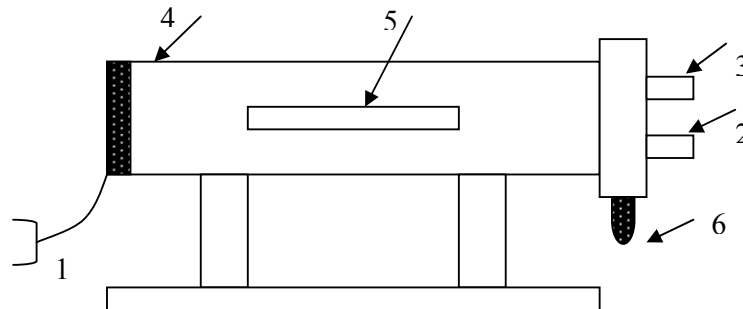


Рис. 4.6

### Пропонується наступний порядок виконання роботи:

1. Включити в мережу шнур електроживлення 1 і натиснути кнопку освітлювача.

2. Установити окуляр зорової труби 2 на максимальну різкість зображення лінії розділу полів порівняння.

3. Установити лупу шкали 3 на максимальну різкість зображення штрихів і цифр шкали та ноніуса.

4. Закрити кришку кюветного відділення 4 без установлення в ньому кювети з досліджуваними речовинами; обертаючи рукоятку аналізатора 6, вирівняти яскравість полів порівняння, зробивши її мінімальною (аналізатор і поляризатор схрещені). За нижньою шкалою відрахувати цілі градуси, а по ноніусу – десяті й соті частки градуса (ціна розподілу ноніуса  $0,05^{\circ}$ ).

5. Помістити кювету з досліджуваною речовиною 5 у кюветне відділення; обертаючи її навколо осі, установити кювету в таке положення, щоб лінія розділу полів порівняння розділяла поле зору на дві рівні частини. Знову зробити рівняння яскравості полів порівняння і відлік показань за шкалою ноніусу. Нульовий відлік (без кювети) і відлік кута повороту площини поляризації (з кюветою) повторити не менш шести разів. Середнє арифметичне шести відліків і дають потрібне значення нульового відліку й відліку після поміщення досліджуваної речовини. Їхня різниця дорівнює куту повороту  $\varphi$  площини поляризації досліджуваною речовиною. Концентрацію

цукру в даному розчині розрахувати по формулі (4.6), де  $l$  – довжина кювети.

6. Аналогічно провести виміри з розчинами цукру інших концентрацій, запропонованих на робочому місці.

### Контрольні запитання

1. Схема устанавлення і порядок виконання роботи.
2. Дайте характеристику світлової хвилі. Запишіть рівняння плоскої електромагнітної хвилі.
3. Що представляє природне й поляризоване світла? Намалуйте напрямки коливань векторів  $\vec{E}$  для природного і плоскополяризованого світла.
4. У чому полягає сутність явища поляризації світла? Поляризатор й аналізатор. Виведіть закон Малюса (4.2)
5. Сформулюйте закон Брюстера. Чому у відбитому промені коливання вектора  $\vec{E}$  цілком поляризовані?
6. Двопроменезаломлення. Звичайний і незвичайний промені. Оптична вісь кристала. Позитивні і негативні кристали. Дихроїзм. Поляроїди. Ефект Керра.
7. Явище обертання площини поляризації. Від чого залежить кут обертання площини поляризації? Праве або ліве обертання площини поляризації дає цукровий розчин? Ефект Фарадея.
8. Поляриметри. Оптична схема поляриметра й принцип його дії.

## Лабораторна робота № 5. Дисперсія світла. Спектральний аналіз

### Теоретичні положення

Швидкість світла в даній речовині, а отже, й абсолютний показник переломлення  $n$  (1.1) залежить не тільки від природи речовини, але й від частоти коливань (чи довжини) падаючої хвилі.

Явища, зумовлені залежністю показника переломлення речовини від частоти (або довжини) хвилі, називають дисперсією світла. До дисперсії світла в першу чергу відноситься розкладання складного світла на прості монохроматичні хвилі (розкладання білого світла в спектр), що відбувається при переломленні світла на границі різних середовищ.

Дисперсією світла характеризують функцією, яка описує залежність показника переломлення  $n$  від частоти  $\nu$  (або довжини хвилі  $\lambda$ ),  $n = f(\nu)$  або  $n = \varphi(\lambda)$  для даної речовини.

Швидкість виміру показника переломлення зі зміною довжини хвилі, тобто величину

$$D = \frac{dn}{d\lambda}, \quad (5.1)$$

називають дисперсією речовини.

Розглянемо картину поширення світла в прозорому середовищі. Під дією минаючої в речовині електричної складової поля – хвилі (плоска хвиля)

$$E = E_0 \cos(\omega t - kr) \quad (5.2)$$

електрони починають робити змушені гармонійні коливання з частотою  $\omega$ , які дорівнюють частоті минаючої хвилі. Коливні електрони випромінюють вторинні хвилі тієї ж частоти. Між первинною хвилею та вторинними хвилями утворюється зрушення фаз, викликане запізнюванням коливань електронів. Результуюча хвиля (від первинної і вторинної хвиль) також зрушена за фазою в порівнянні з первинною хвилею, а отже, має іншу швидкість поширення.

Зрушення фаз між первинною і результуючою хвилями залежить від частоти коливань електромагнітного поля, а виходить, і різні значення показника переломлення  $n$  (див. 1.1).

Для того, щоб проаналізувати залежність показника переломлення від частоти світла, треба зв'язати його з даними, які характеризують змушені коливання електронів в атомах речовини. В атомах і молекулах діелектрика під дією електричної складової поля хвилі відбувається переміщення за знаком поляризація (взаємний зсув зарядів у межах атома чи молекули). Основне значення має електронна поляризація, тобто коливання ядра і електронів, тому що для орієнтованої поляризації молекул частота коливань у світловій хвилі занадто висока. У цих умовах атом можна розглядати як електричний диполь, заряди якого роблять коливальний рух, тобто як лінійний гармонійний осцилятор. З огляду на те, що маса ядра набагато більше маси електрона, вважають, що при цьому електрон робить коливальний рух стосовно ядра біля свого рівноважного положення.

У першому наближенні можна вважати, що змушені коливання роблять тільки зовнішні електрони, найбільш слабо пов'язані з ядром. Для простої й

розглянемо коливання тільки одного електрона. Рівняння змушених коливань електрона в найпростішому виді без обліку сили опору, яка обумовлює поглинання енергії падаючої хвилі, запишемо у виді:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \omega_0^2 x = \frac{F_0}{m} \sin \omega t = \frac{eE_0}{m} \sin \omega t, \quad (5.3)$$

де  $F_0 = eE_0$  – амплітудне значення сили, яка діє на електрон з боку електричного поля хвилі,  $e$  – заряд електрона,  $E_0$  – амплітуда напруженості поля,  $\omega_0$  – власна частота коливань електрона,  $\omega$  – частота коливань сили, яка змушує, тобто напруженість ( $E$ ) поля хвилі,  $m$  – маса електрона,  $x$  – миттєвий зсув.

Рішення рівняння (5.3) можна представити у вигляді:

$$x = \frac{eE_0}{m(\omega_0^2 - \omega^2)} \sin(\omega t + \varphi) = \frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (5.4)$$

де ( $E$ ) – миттєве значення напруженості поля хвилі.

Показник переломлення речовини (див. 1.5) залежить від діелектричної проникності  $\varepsilon$ , тобто

$$n = \sqrt{\varepsilon} \text{ або } n^2 = \varepsilon,$$

а модуль вектора поляризації  $P$  прямо пропорційний напруженості поля  $E$  у відповідній точці

$$P = x\varepsilon_0 E. \quad (5.5)$$

Тут  $x$  – діелектрична сприйнятливість,  $\varepsilon_0$  – електрична постійна. Тому

$$\varepsilon = n^2 = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}. \quad (5.6)$$

Модуль індукованого дипольного моменту електрона, який робить змушені коливання, дорівнює:

$$P_0 = ex. \quad (5.7)$$

Тут ( $x$ ) – миттєве значення зсуву електрона. Якщо діелектрик в одиниці об'єму містить ( $N$ ) атомів, то миттєве значення модуля вектора поляризації буде:

$$P = NP_0 = Nex. \quad (5.8)$$

Підставляючи в (5.8) значення  $x$  з (5.4), одержимо:

$$P = \frac{Ne^2 E}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}, \quad (5.9)$$

а з урахуванням виразу (5.6.) будемо мати

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{\varepsilon_0 m} \cdot \frac{1}{(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.10)$$

Якщо атом (або молекула) має декілька електронів, які у даних умовах можуть робити змушені коливання, тоді  $n^2 = 1 + \frac{N e^2}{\varepsilon_0 m} \sum \frac{1}{(\omega_{0i}^2 - \omega^2)}$ , (5.11)

де знак  $\Sigma$  означає підсумовування за всіма подібними до електронів, а  $\omega_{0i}$  – їхні власні частоти.

Аналіз формули (5.11) показує, що  $n > 1$  при  $0 < \omega < \omega_0$ , а  $n < 1$  при  $\omega_0 < \omega < \infty$ . При цьому в обох випадках зі збільшенням частоти  $\omega_0$  так само

зростає і  $n$ . При значеннях  $\omega \gg \omega_0$  або  $\omega \ll \omega_0$ ,  $n$  прагне до одиниці, і, нарешті, при  $\omega = \omega_0$  функція випробує розрив. Останнє пов'язано з тим, що розрахунок був зроблений без обліку сил опору при коливаннях електронів. Показник переломлення менше одиниці відповідає значенням швидкості світла у речовині більше за швидкість світла у вакуумі. Це не суперечить теорії відносності, тому що, у даному випадку розглядається фазова швидкість, а в теорії відносності – швидкість сигналу, або групова швидкість, яка завжди менше фазової.

Дисперсію частіше характеризують графіком залежності показника переломлення від довжини світла  $n = \varphi(\lambda)$ . Ця залежність показана на (рис. 5.1).

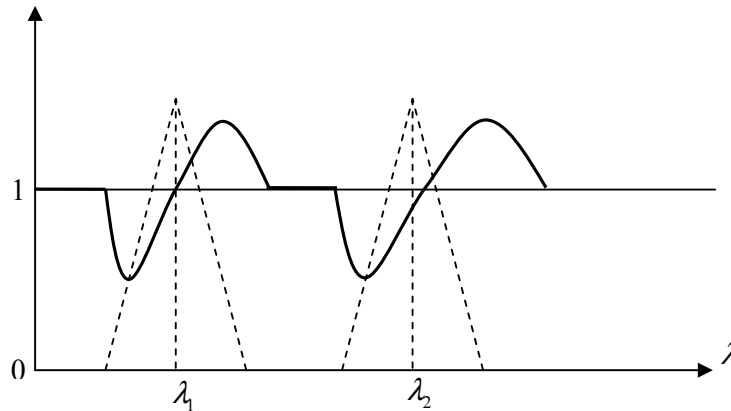


Рис. 5.1

Області, у яких показник переломлення  $n$  убиває зі збільшенням довжини хвилі, називають областями нормальної дисперсії.

Ділянки, на яких показник переломлення  $n$  зростає зі збільшенням довжини хвилі, називають областями аномальної дисперсії. Області аномальної дисперсії збігаються з резонансними частотами коливань електронів, при яких і відбувається найбільше поглинання світла, тобто коефіцієнт поглинання досягає максимального значення (див. пунктир на (рис. 5.1)). Аномальна дисперсія має велике теоретичне значення, тому що дає можливість визначати частоти власних коливань електронів в атомах і молекулах і на цій підставі судити про їхню структуру.

Залежність показника переломлення від довжини хвилі, так називана дисперсійна формула, має вигляд:

$$n^2 \approx 1 + \frac{k\lambda^2}{\lambda - \lambda_1^2}, \quad (5.12)$$

де  $\lambda$  – довжина первинної хвилі,  $\lambda_1$  – довжина хвилі, яка відповідає власній частоті коливань електронів речовини,  $k$  – постійна для даної речовини величина.

При проходженні світла крізь шар речовини його інтенсивність змінюється: частина світлової енергії поглинається речовиною.

Поглинання світла речовиною звичайно носить виборчий характер: світло різних довжин хвиль поглинається по-різному. Тому більшість навколишніх тіл мають "власний" колір. З потоку білого світла тіло поглинає промені тільки визначених довжин хвиль, інші – відбиваються, переломлюються,

розсіюються і можуть сприйматися оком.

Багато речовин прозорі для світла, володіють сильним виборчим поглинанням в ультрафіолетовій УФ і в інфрачервоній ІЧ областях спектра. Так звичайне скло поглинає ультрафіолетові і далекі інфрачервоні промені. Тому скляні лінзи і призми не можуть вживатися в оптичних пристроях, працюючих в УФ і ІЧ областях спектра. Прозорими для УФ-променів є спеціальні стекла (кварцові), а для ІЧ-променів кристали NaCl, LiF, флюорит і ін.

Виборчим поглинанням скла (чи поліетиленової плівки) обумовлений парниковий ефект: значна частина ІЧ-випромінювання, яке випускається нагрітою землею, поглинається склом (чи плівкою) і в такий спосіб затримується всередині парника.

Шар озону у верхніх шарах атмосфери (висота 15÷60км) інтенсивно поглинає ультрафіолетове випромінювання і тим самим надійно захищає живу природу на Землі від згубної дії короткохвильового випромінювання.

При поширенні світла в однорідному середовищі спостерігаємо зменшення інтенсивності світла  $dI$  на малому шляху  $dx$  пропорційно довжині цього шляху і самої інтенсивності  $I$ , тобто:

$$-dI = H I dx, \quad (5.13)$$

де  $H$  – коефіцієнт поглинання, залежний від роду речовини й довжини хвилі падаючого світла.

Рівність (5.13) означає, що шар речовини однакової товщини поглинає одну й ту саму частку падаючого на них світлового потоку.

Щоб визначити повну зміну інтенсивності світла, після його проходження крізь шар товщиною  $x$ , проінтегруємо рівняння (5.13), попередньо розділивши перемінні:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = -\int_0^x H dx, \text{ то } I = I_0 e^{-Hx}, \quad (5.14)$$

де  $I_0$  і  $I$  – інтенсивності світлового пучка при вході в шар і виході з нього,  $e$  – основа натурального логарифма. Співвідношення (5.14) називають законом Бугера–Ламберта. При поширенні світла в речовині його інтенсивність падає по експоненті. У шарі товщиною  $x = \frac{1}{H}$  інтенсивність світла падає в  $e = 2,72$  рази.

Для кожної речовини залежність  $H$  від довжини хвилі індивідуальна та виражається графіком, який являє собою спектр поглинання даної речовини.

Гази й пари металів (особливо одноатомні) при невисокому тиску поглинають або групи ліній поглинання. Зі зростанням тиску спектри газів ускладнюються, лінії розширюються, зливаються одна з однією.

Спектри рідких і твердих тіл утворюють широкі смуги поглинання. Наявність таких смуг лежить в основі дії абсорбційних світлофільтрів – пластин або плівок, які містять додавання солей або органічних барвників.

Спектром називають сукупність простих хвиль, які складають дане складне випромінювання.

Існують три види спектрів: суцільні, смугасті та лінійчаті. Розпечені

тверді і рідкі тіла, а також гази і при великих тисках дають суцільний спектр, у якому один колір поступово переходить в інші.

Смугастиий спектр має вигляд окремих смуг, чітких з одного краю і розмитих з іншого. Такі спектри характерні для молекул нагрітих газів і парів і є результатом зміни електронної, коливальної й обертальної енергії молекул.

Спектри молекул зовсім не схожі на спектри атомів, які входять до їхнього складу. Атоми розпечених газів і парів, що знаходяться у вирядженому стані, випромінюють світло, при розкладанні якого виходить спектр, який складається з окремих кольорових ліній, розділених темними ділянками. Такі спектри називаються лінійчатими. Вони з'являються в результаті електронних переходів усередині атомів та іонів різних елементів, причому кожному елементу відповідає свій індивідуальний спектр. Усі ці три типи спектра є спектрами випущення. Крім них існують спектри поглинання.

Явища дисперсії в річних оптичних системах грає як позитивну, так і негативну роль. У лінзах фотоапаратів, мікроскопів і телескопів дисперсія світла викликає хроматичну аберацию (зображення світлої точки, яка випускає біле світло, має вид райдужного кільця) і сильно погіршує зображення.

Дисперсія світла лежить в основі спектрального аналізу. Найпростіша схема спектрального приладу з призмою зображена на (рис. 5.2).

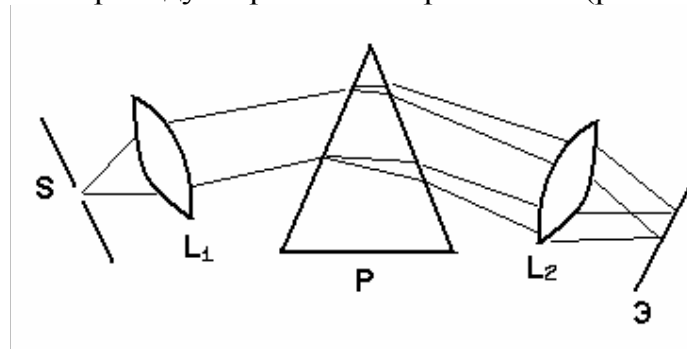


Рис. 5.2.

Світло від щілини S, освітленої досліджуваним джерелом, падає на коліматор (об'єктив  $L_1$ ), пройшовши через нього, утворює рівнобіжний пучок. Після переломлення в призмі P пучки світла різних довжин хвиль фокусуються об'єктивом  $L_2$  на екрані Э, де утворюється ряд монохроматичних (кольорових) зображень щілини S.

У залежності від способу реєстрації спектра спектральні прилади підрозділяються на наступні види: а) спектрографи, у яких поверхня Э вкривається фотоемульсією для одержання фотографії спектра; б) спектроскопи, у яких спектри розглядаються оком за допомогою окуляра; в) монохроматори, у яких зі спектра за допомогою другої щілини виділяється невелика ділянка, яка підлягає вивченню.

Основним елементом спектрального приладу є призма. Для області нормальної дисперсії залежність показника переломлення  $n$  від довжини хвилі  $\lambda$  падаючого світла приблизно описується формулою Коші, яка має вигляд:

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2} + \frac{b}{\lambda^4}, \quad (5.15)$$

де  $a, b$  – постійні, які характеризують матеріал призми. З вираження (5.5) видно, що показник переломлення  $n$  зменшується з ростом довжини хвилі  $\lambda$ .

Однією з основних характеристик спектрального приладу є його дозволяюча здатність. Вона характеризує властивості приладу розділяти випромінювання, які відрізняються за довжиною хвилі на величину ( $\Delta\lambda$ ). Чим меншим є цей інтервал, тим більшою є дозволяюча здатність приладу. Дозволяючу здатність приладу виражають через безрозмірну величину, яка дорівнює:

$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (5.16)$$

Спектри поглинання одержують у такий спосіб. Біле світло від джерела пропускають через пари досліджуваної речовини і направляють на спектрометр або інший прилад, призначений для дослідження спектра. У цьому випадку на тілі суцільного спектра будуть видимими темні лінії, розташовані у визначеному порядку, їхнє число та характер розташування дозволяють судити про склад досліджуваної речовини.

Для того щоб одержати лінійчатий спектр досліджуваної речовини, необхідно перетворити її у світний газ. Для цього існує кілька способів. Якщо як досліджувану речовину взяти газ, то через нього пропускають іскровий електричний розряд; якщо речовина є твердою, то нею можна просочити електроди вольтової дуги або помістити на гніт спиртового пальника з безбарвним полум'ям.

Дослідження спектрів випущення та спектрів поглинання дозволяє установити якісний склад тієї чи іншої речовини. Кількісний вміст визначеного елемента в з'єднанні проводиться шляхом виміру яскравості його спектральних ліній.

Стилоскоп являє собою установку для проведення швидкого й напівякісного аналізу сплавів. Принцип його дії зводиться до наступного. Між підлягаючим дослідженню зразком і диском з чистої міді запалюють електричну дугу. Світло від неї проєктують на вхідну щілину спектроскопа і спостерігають спектр, який випромінюють пари елементів, що входять до складу досліджуваного зразка. Порівнюючи його з прикладеними до приладу стандартами, можна визначити, чи присутні в спектрі лінії того чи іншого елемента. Спектр спостерігається візуально через окуляр. В окулярі є покажчик, щодо якого фіксують видимі спектральні лінії. Відносне їхнє положення визначається за допомогою шкали, нанесеної на барабанчик, який обертається разом із призмою.

## Виконання роботи

1. Проградувати стилоскоп, тобто побудувати градуйовану криву, яка представляє залежність між показаннями шкали барабана й довжинами хвиль спектральних ліній. Для градуювання як еталон використовується випромінювання ртутної лампи. Світло ртутної лампи складається з невеликого числа ліній, довжини хвиль яких добре відомі. Спектр лампи і довжини хвилі найбільш яскравих ліній наведені на (рис. 5.3).

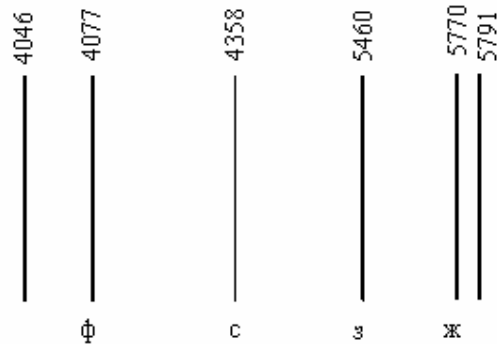


Рис. 5.3.

Випромінювання ртутної лампи спрямовують на вхідну щілину стилоскопа. Поворотом барабана знаходять цікаві спектральні лінії й обертанням окуляра домагаються їхнього різкого зображення. Обертанням барабана переміщують спектр і виставляють проти вершини покажчика потрібну лінію.

Виставляти лінію проти покажчика треба, йдучи до неї з боку червоних ліній. Це необхідно, тому що барабан може мати невеликий люфт.

Установивши спектральну лінію проти вершини покажчика, знімають показання шкали барабана проти горизонтальної риси на його втулці. Барабан має два оберти, показання шкали першого оберту записуються від 1 до 100, для другою – від 100 до 200.

Отримані для всіх ртутних ліній розрахунки зображуються у вигляді графіка, де на осі абсцис відкладаються показання шкали барабана в розподілах, а по осі ординат – довжини хвиль спектральних ліній в ангстремах.

2. Визначити довжини хвиль найбільш яскравих ліній міді, діапазон, який рекомендується, "4300 до 5700 А°". Для одержання дуги вставляють у розрізну втулку тримач дискового електрода й закріплюють смужку аналізованого матеріалу так, щоб між ними був достатній повітряний проміжок (4мм).

Підготувавши таким чином стилоскоп до роботи, включають у мережу джерело живлення (220В) (при цьому повинна загорітися сигнальна лампа на кожусі генератора).

Потім все відбувається у той же спосіб, що і при градуюванні стилоскопа. Фокусують окуляр на різке зображення спектральних ліній, якщо воно розпливчасте, потім виставляють обертанням барабана потрібну спектральну лінію проти вершини покажчика і знімають відлік за шкалою барабана. При цьому виставляти лінію теж необхідно з боку червоних довжин хвиль.

Отримані в такий спосіб показання шкали барабана переводять у довжини хвиль спектральних ліній за градирувальною кривою, отриманою в пункті 1.

### **Контрольні питання**

1. Схема установалення і порядок виконання роботи.
2. Дайте визначення дисперсії світла. Нормальна й аномальна дисперсія. Виведіть формулу (5.11). Позитивна і негативна роль дисперсії.
3. Найпростіша схема спектрального приладу. Види спектральних приладів. Дозволяюча здатність.
4. Поняття спектра. Види спектрів. Механізм випромінювання і поглинання світла атомами. Виведіть закон Бугера–Ламберта (5.14)
5. Суть спектрального аналізу. Схема стилоскопа.