

## РОЗДІЛ 8. ОПТИЧНІ МЕТОДИ ДОСЛІДЖЕННЯ МЕДИКО-БІОЛОГІЧНИХ СИСТЕМ

“  
А если это так, то что есть красота,  
И почему её обожествляют л  
Сосуд она, в котором пустота.  
Или огонь, мерцающий в сосуде.”  
Заболоцький

Оптичні методи знаходять дуже широке використання в теоретичній і практичній медицині. Мікроскопи, рефрактометри, поляриметри, нефелометри, концентраційні колориметри, спектрофотометри, лазери – це далеко не повний перелік оптичних приладів, що застосовуються в клініках, санітарно-епідеміологічних станціях, лабораторіях медико-біологічного профілю.

В широкому розумінні *оптика – це наука про світло та його взаємодію з речовиною.*

Оптика вивчає не тільки видиму частину спектра електромагнітних хвиль (400 нм – 760 нм),

але й більш короткі електромагнітні хвилі – ультрафіолетове випромінювання ( $\lambda \approx 10 \text{ нм} - 400 \text{ нм}$ ) більш довгі електромагнітні хвилі – інфрачервоне випромінювання ( $\lambda \approx 760 \text{ нм} - 1-2 \text{ мм}$ ).

Іноді до оптичного випромінювання відносять навіть рентгенівське випромінювання ( $\lambda \approx 0.2 \text{ нм} - 80 \text{ нм}$ ) та радіохвилі мілі-

Оптику умовно поділяють на геометричну, фізичну та фізіологічну.

### *Геометрична оптика*

вивчає закони розповсюдження світла з урахуванням відбивання і заломлення світлових пучків на межах різних середовищ, пояснює умови формування оптичних зображень і нехтує такими поняттями, як довжина електромагнітної хвилі і, відповідно, явищами інтерференції, дифракції, дисперсії.

## Фізична оптика,

ових явищ,

в свою чергу поділяється на окремі розділи: *хвильова оптика*, досліджує такі явища як інтерференція, дифракція, дисперсія та інші, де проявляється хвильова (електромагнітна) природа світла; *квантова оптика*, вивчає явища, в яких проявляється квантова природа світла яка в нелінійний характер взаємодії оптичного (ого) випромінювання з речовиною; такі розділи фізики як *кристалооптика*, *металооптика*, *оптоелектроніка*, *магнітооптика*, *електрооптика*

## Фізіологічна оптика

тощо.

ння

зорового сприйняття (саме ця межа найкраще відомо від семантиці грецького терміну *οπτική* – фізіологічна оптика вивчає роботу зорового аналізатора від процесів, що відбуваються в сітківці ока, до процесів формування зорових зображень в головному мозку.

Різноманітні зв'язки між природними явищами створюють внутрішню красу науки, пізнання якої є велика насолода для кожної людини, особливо для її творців. Разом з тим розвиток науки завжди проходив і проходить через “проби та помилки”. Нільс Бор сказав якимось, що спеціаліст – це той, хто знає типові помилки своєї професії і вміє їх уникнути. Оптика (може, як жодний з інших розділів фізичної науки) дає дуже багато прикладів людських драм та щасливих осяянь вчених, що її створили.

Якщо у когось з студентів-медиків можуть виникнути сумніви щодо необхідності вивчення оптичних явищ, то досить згадати велику кількість оптичних приладів, що використовуються в медицині і які згадувалися вище. Без цих приладів, так само як і без розуміння досить складних процесів, що відбуваються в біологічних об'єктах під дією оптичного випромінювання, неможлива плідна робота сучасного лікаря.

Один з творців операційного числення (є в математиці такий розділ, за допомогою якого можна розв'язувати диференціальні рівняння, переводячи їх з “простору оригіналів”, де вони задані, у так званий “простір зображень”, де ці рівняння стають алгебраїчними) Хевісайд говорив: “Чи стану я відмовлятися від свого обіду тільки тому, що я не повністю розумію процес травлення?”. Нехай ця фраза надихне шановних читачів на уважне вивчення цього розділу, присвяченого оптичним методам дослідження медико-біологічних систем

## 8.1. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

Як відомо, світло має електромагнітну природу і виявляє як хвильові, так і корпускулярні властивості. В одних оптичних явищах в більшій ступені виявляються хвильові властивості, а в інших – корпускулярні.

Розглянемо гармонічну електромагнітну хвилю. В кожній точці простору, в якому поширюється така хвиля, відбувається періодична зміна напруженості електричного і індукції магнітного полів, тобто в деякій точці  $A$ ,

відстані  $x$  від джерела хвилі, напруженість електричного поля  $E$  змінюється з часом за законом

$$E = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x}{c} \right) = E_0 \sin 2\pi \left( \frac{t}{T} - \frac{x}{\lambda} \right), \quad (8.1)$$

де  $\lambda = \frac{c}{\nu} = cT$  – довжина хвилі,  $c$  – швидкість поширення світла.

Хвиля, що має строго визначену  $\lambda$  або  $\nu$ , абстракцією, такою самою як “точкова маса” або “точковий заряд”. Ця абстракція значно полегшує опис та вивчення світлових явищ. Що стосується реального випромінювання, то воно, як правило, вміщує набір частот, що зветься спектральним складом даного випромінювання. Формула (8.1) стосується ідеально монохроматичного випромінювання, що вміщує лише одну частоту коливань.

Нехай в точку  $A$  надходить монохроматичне випромінювання від двох джерел  $S_1$  і  $S_2$  (мал. 8.1). Якщо вектори напруженості  $E_1$  і  $E_2$  електричного поля цих хвиль мають в точці  $A$  однаковий напрямок, то результуюча напруженість електричного поля в точці  $A$  буде сумарною. Одиниця об’єму в оточенні джерел (будемо вважати, що цей об’єм заповнений повітрям або вакуумом з відносного діелектричного сталого  $\epsilon_0$ )

отримає від хвилі, що поширюється від джерела  $S_1$ , електричного поля енергію  $w_{E_1} = \epsilon_0 E_1^2 / 2$ , а від джерела  $S_2$  –

$$w_{E_2} = \epsilon_0 E_2^2 / 2.$$

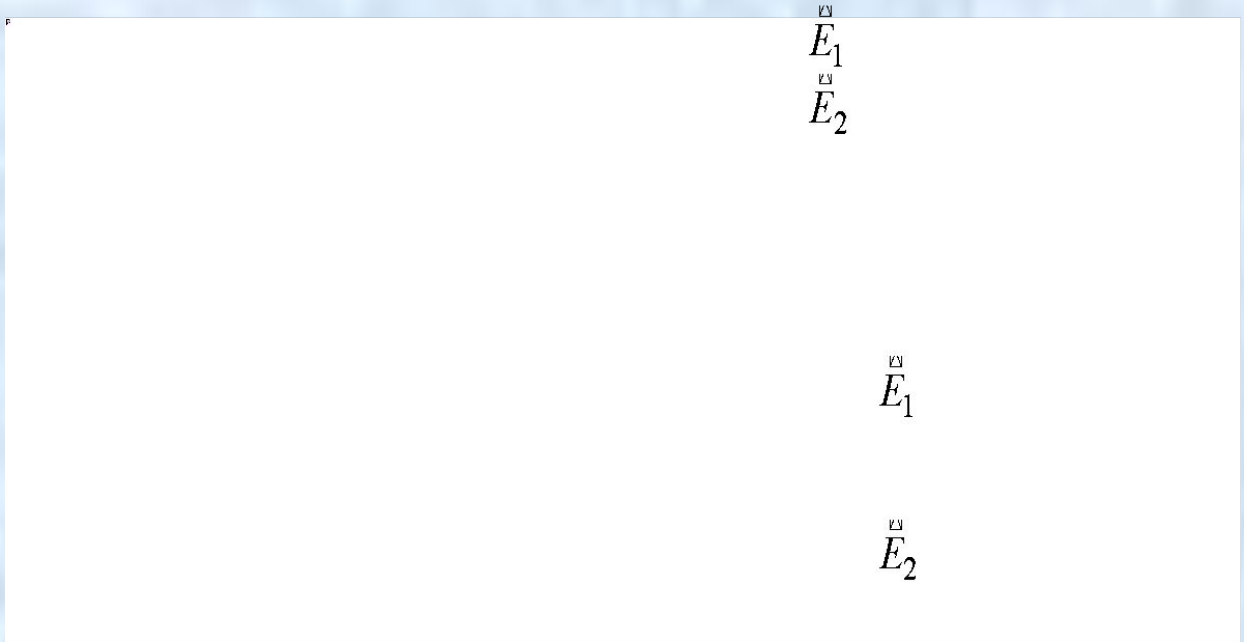


від джерела  $S_2$  –  $w_{E_2} = \varepsilon_0 E_2^2 / 2$ .

( $\vec{E}_1$  і  $\vec{E}_2$  – вектори напруженості) навколо точки  $A$ , енергія в одиниці об'єму результуючої напруженості  $E_A$ , що розрахована по

$$w_{рез} = \frac{\varepsilon_0 E_A^2}{2} = \frac{\varepsilon_0 (E_1 + E_2)^2}{2} \text{ дорівнює}$$

$$= \frac{\varepsilon_0 E_1^2}{2} + \frac{\varepsilon_0 E_2^2}{2} + \varepsilon_0 E_1 E_2 > w_{E_1} + w_{E_2},$$



**Мал. 8.1. Інтерференція монохроматичних світлових хвиль від двох джерел  $S_1$  та  $S_2$ .**

тобто перебільшує суму енергій, що надсилаються в цей об'єм джерелами  $S_1$  та  $S_2$ . Чи порушується закон збереження енергії? Але ми не врахували одну обставину, що в сусідніх точках середовища (наприклад, в точці  $B$ ), світлові хвилі надходять, маючи протилежно спрямовані вектори  $E_1$  та  $E_2$ , енергія в одиниці об'єму, розрахована по результуючій напруженості  $E_B = E_1 - E_2$ , менша за суму енергій, що надсилаються в цей об'єм джерелами  $S_1$  та  $S_2$ :



$$\begin{aligned}
 W_{\text{рез}} &= \frac{\varepsilon_0 E_B^2}{2} = \frac{\varepsilon_0 (E_1 - E_2)^2}{2} = \\
 &= \frac{\varepsilon_0 E_1^2}{2} + \frac{\varepsilon_0 E_2^2}{2} - \varepsilon_0 E_1 E_2 < W_{E_1} + W_{E_2}.
 \end{aligned}$$

Якщо  $|E_1| = |E_2|$ , то в точці  $B$  дві хвилі, додаючись, дадуть темряву.

Таким чином, внаслідок накладання світлових хвиль відбувається перерозподіл енергії цих хвиль в просторі. *Додавання декількох світлових хвиль, внаслідок якого утворюється чергування світлих та темних ділянок, тобто відбувається перерозподіл енергії цих хвиль в просторі, зветься інтерференцією світла.*

### 8.1.1.

## Інтерференція світлових хвиль від двох когерентних джерел

Розглянемо найпростіший випадок інтерференції монохроматичних світлових хвиль від двох однакових джерел. Припустимо, що ці джерела випромінюють хвилі в однакових фазах. В цьому випадку фази векторів  $E_1$  і  $E_2$  в будь-якій точці залежатимуть від відстаней  $x_1$  і  $x_2$  від джерел  $S_1$  і  $S_2$ .

Отже, якщо

$$E_1 = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x_1}{c} \right), \quad E_2 = E_0 \sin \omega \left( t - \frac{x_2}{c} \right),$$

то

$$E = E_1 + E_2 = 2E_0 \cos \omega \frac{(x_2 - x_1)}{2c} \sin \omega \left( t - \frac{(x_1 + x_2)}{2c} \right). \quad (8.2)$$

В тих точках, де аргумент косинуса дорівнює непарній кількості  $\pi / 2$ ,

$$\omega \frac{(x_2 - x_1)}{2c} = (2k + 1) \frac{\pi}{2}, \quad k = 0, 1, 2, \dots, \quad (8.3)$$

значення  $\cos \omega \frac{(x_2 - x_1)}{2c} = 0$ , а отже і результуюча напруженість електричного поля  $E$  ватиме нулю, тобто світлові хвилі будуть гасіння

Знайдемо розташування точок, в яких буде відбуватися "гасіння" двох монохроматичних світлових хвиль з однакою амплітудою  $E_0$ .

Оскільки  $\omega = \frac{2\pi}{T} = \frac{2\pi c}{\lambda}$ , то з (8.3) маємо

$$x_2 - x_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (8.4)$$

Таким чином, в точках, що знаходяться від джерел  $S_1$  і  $S_2$  на відстанях, які задовольняють умові (8.4), світла не буде.

Розташування точок, в яких амплітуда сумарної напруженості  $E$  має максимум, визначається умовою

$$\cos \omega \frac{(x_2 - x_1)}{2c} = 1, \quad \frac{\omega (x_2 - x_1)}{2c} = 2k \frac{\pi}{2},$$

звідки

$$x_2 - x_1 = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (8.5)$$

тобто різниця ходу  $x_2 - x_1$  парній кількості  $2k$   $\lambda/2$  дорівнює в цьому випадку півхвиль. Отже (8.4) є умовою гасіння світла, а (8.5) – його підсилення.

Якщо хвилі 1 і 2 поширювались в різних середовищах до точки, в якій спостерігалася інтерференція, то умови гасіння та підсилення світла виглядатимуть відповідно:

$$x_2 n_2 - x_1 n_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

$$x_2 n_2 - x_1 n_1 = 2k \frac{\lambda}{2},$$

де  $n_1$  і  $n_2$  –

Добуток геометричного шляху на показник заломлення, тобто  $xn$ , іна

$\delta = x_2 n_2$  звідси – оптичною різницею ходу інтерферуючих хвиль.

Таким чином, максимуми спостерігаються в тих точках, для яких оптична різниця ходу інтерферуючих хвиль дорівнює парній кількості півхвиль, а мінімуми – в тих точках, для яких оптична різниця ходу дорівнює непарній кількості півхвиль.



Необхідно підкреслити, що для постійного взаємного підсилення або гасіння світлових хвиль в будь-якій точці простору різниця фаз хвиль, що надходять в цю точку, не повинна змінюватись з часом. Світлові хвилі однакової довжини, що надходять в певну точку з незмінною в часі різницею фаз, зветься **когерентними**.

когерентні хвилі здатні утворювати інтерференційну картину, що не змінюється з часом. Саме тому її можна спостерігати візуально, фотографувати тощо.

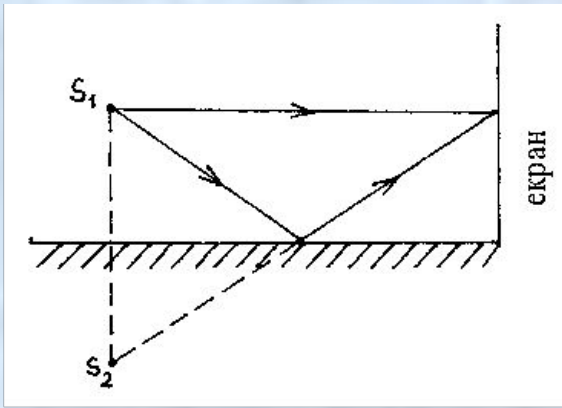
Два різних джерела невзможі давати когерентні хвилі через такі причини:

1) **вбудовування елементарних джерел світла (атомів, молекул) внаслідок хаотичних в джерелі св русі відбувається цілком хаотично, а отже і фази випромінюваних ними світлових хвиль змінюються з часом також хаотично;**

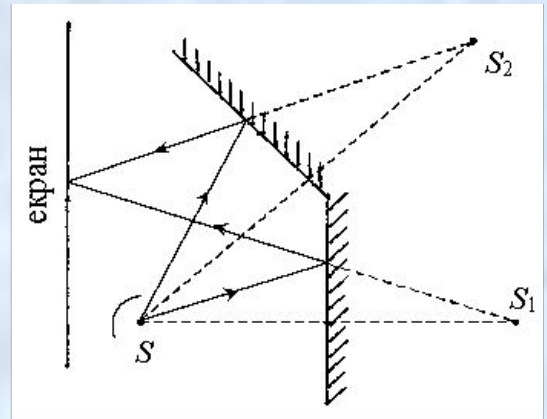
2) **час випромінювання монохроматичної хвилі малює (8.1), триває приблизно  $t_{випр} \approx 10^{-8}$  с. розповсюджується на відносно короткий час відстань  $l = ct_{випр} \approx 3 \cdot 10^8$  м/с  $\cdot 10^{-8}$  с = 3 м,**

**хвиля (інколи кажуть хвильовий цуг) зосереджена в просторовому інтервалі порядку 3 м.**

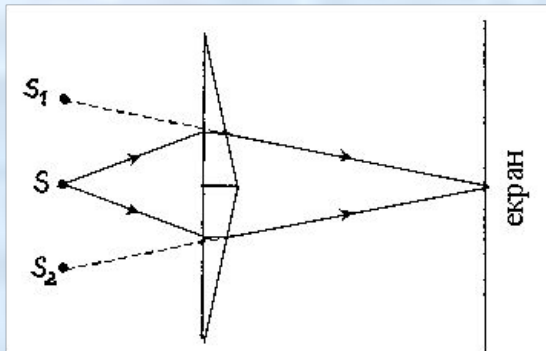
**Різні джерела одночасно випромінюють безліч монохроматичних хвиль з різними частотами і напрямками коливань напруженості електричного поля. За цих умов ймовірність зустрічі в одній точці простору двох когерентних хвиль з однаковою частотою (довжиною хвилі) практично дорівнює нулю. Тому когерентність інтерферуючих хвиль можливо створювати лише штучно – шляхом розділення кожної хвилі, яка випромінюється джерелом, на дві, що рухаються до місця зустрічі різними шляхами. Для забезпечення когерентності властивості середовища на шляху променів не повинні змінюватись з часом, а оптична різниця їх ходу не повинна перевищувати 3 м. Когерентність світлових променів можна здійснити цілою низкою способів (мал. 8.2 та мал. 8.3).**



а)



б)



в)

*Мал. 8.2. Способи штучного утворення когерентних джерел світла.*

1.

За допомогою дзеркал примушують інтерферувати дві частини однієї хвилі (дзеркало Ллойда, мал. 8.2а, та одне дзеркало Френеля, мал. 8.2б). Результат отримуємо такий самий, як від двох когерентних джерел  $S_1$   $S_2$ . У дзеркалі Ллойда є джерелами світла, а в дзеркалах Френеля не є джерелами світла, а тільки уявні зображення в дзеркалах джерела світла  $S$ .

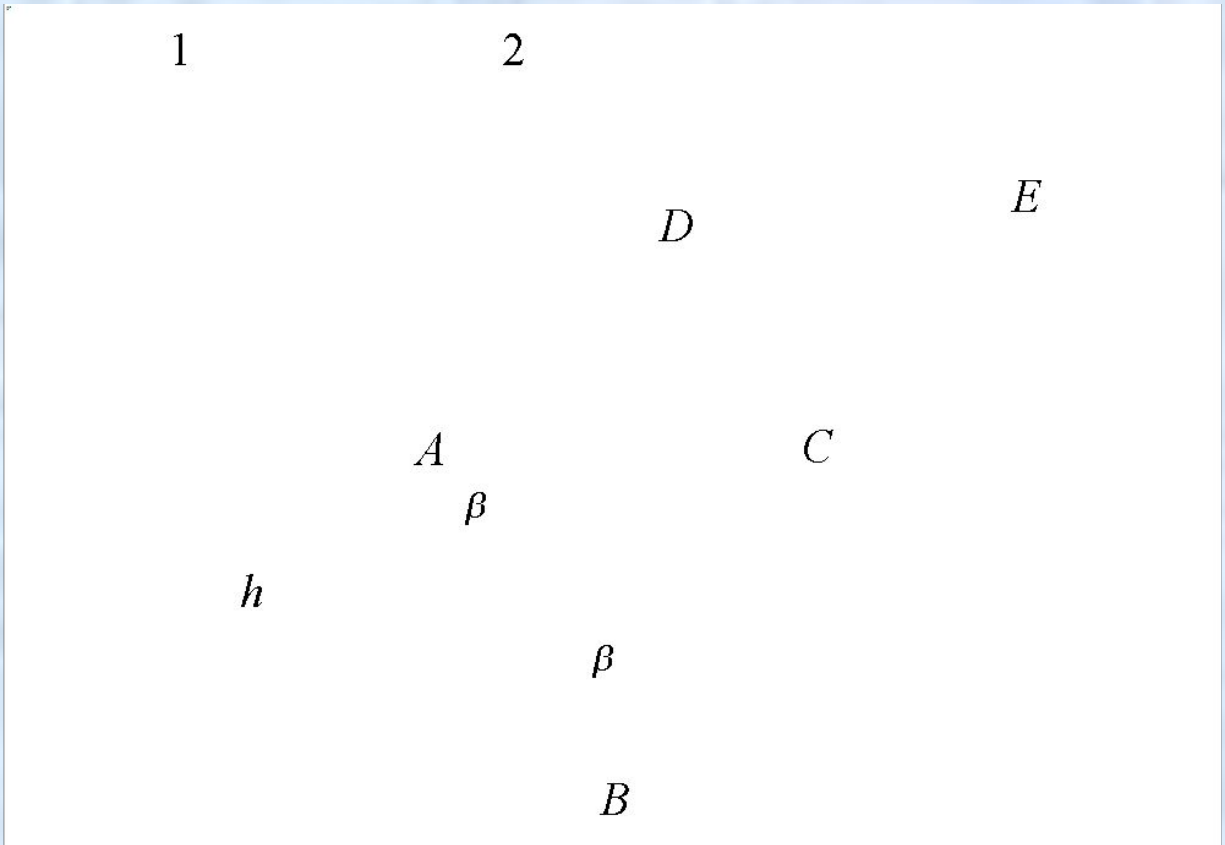
2.

Вамість біпризми Френеля (мал. 8.2в) світло від джерела  $S$  проходить на дві точки скляні призми, що склеєні своїми основами. Світло, заломлюючись в призмах, утворює два когерентні пучки, котрі перекриваючись, потрапляють на екран, утворюючи інтерференційну картину від двох когерентних джерел, нібито розташованих в точках  $S_1$   $S_2$ .

3.

верх-

нях яких інтерферують відбиті (прозорі) півки. На до (мал. 8.3).



*Мал. 8.3. Інтерференція заломленої та відбитої хвиль на поверхні тонкої прозорої платівки або плівки.*

Припустимо, що на прозору плівку товщиною  $h$  показником заломлення  $n$  оптичну різницю ходу променів  $1$  і  $2$ , що інтерферують в точці  $C$ . Припустимо, перебіваючи і далі, знавши на відстані  $AB + BC$  в речовині з показником заломлення  $n$ , дстань  $D$  а промінь  $2$  – ві  $C$  враховуючи, що при відбитті світла від більш оптично густого середовища фаза хвилі змінюється на  $\pi$  (загублюється півхвилі), для оптичної різниці ходу променів  $1$  і  $2$  маємо

$$\delta = (AB + BC) n - (DC + \frac{\lambda}{2}). \quad (8.6)$$



$$\text{Оскільки } AB + BC = \frac{2h}{\cos\beta}, \quad D = AC \sin\alpha = 2h \operatorname{tg}\beta \sin\alpha =$$

$$= \frac{2hn \sin^2 \beta}{\cos \beta} \quad (8.6) \text{ маємо}$$

$$\delta = 2 \frac{hn}{\cos\beta} - \frac{2hn}{\cos\beta} \sin^2 \beta - \frac{\lambda}{2} = 2hn \cos\beta - \frac{\lambda}{2}.$$

Якщо  $\delta = (2k + 1)\lambda/2$ ,  
інтерференції в точці  $C$  то промені 1 і 2 в результаті  
відбите світло не спостерігається, тобто вся енергія  
цілком поступає всередину пластинки і від її поверхні не  
відбивається. Це явище застосовують в складних оптичних  
системах для “просвітлення оптики” – методу зменшення  
втрат світла при відбитті, а отже збільшення енергії, що  
прямує до реєструючих систем – фотоплівок, очей тощо.  
Практично цього досягають шляхом утворення на поверхнях  
лінз та призм тонких прозорих плівок з окислу металу.  
Товщину і показник заломлення плівки підбирають таким  
чином, щоб промені, відбиті від зовнішньої і внутрішньої  
поверхонь плівки, взаємно гасили один одного.

## Історія відкриття працюючої головної лупи

Слід зазначити, що честь відкриття явища просвітлення оптики належить одному з видатних українських фізиків ХХ століття Олександр Смакулі, який народився в с. Доброводи на Тернопільщині у вересні 1900 року. В 1922 році він закінчує знаменитий Геттінгенський університет в Німеччині і вже через 5 років, у грудні 1927 р., стає доктором філософії після захисту дисертації з фізичної оптики на математико-природничому факультеті цього університету. Восени 1934 р. О. Смакула починає працювати у відомій фірмі Карл Цейс в німецькому місті Єна. Саме тут він робить відкриття і отримує перший в світі патент на спосіб виготовлення просвітленої оптики. Суть цього способу, як вже згадувалося вище, полягає в зменшенні відбиття світла, що суттєво покращує яскравість і якість оптичних зображень. Так, при показнику заломлення скла  $n_c = 1.5$  становлять 4% при перпендикулярному падінні світла на одну плоску поверхню. Оскільки в складних оптичних приладах таких поверхонь буває досить багато, то й втрати на відбивання світла можуть бути дуже великими. Наприклад, при 10 поверхнях з  $n_c = 1.5$  втрачають 40%, а при 30 поверхнях вже 80%. Реальні втрачені світла можуть бути ще більшими, оскільки світлові промені падають, як правило, на поверхні під кутами падіння, відмінними від нуля, тобто не перпендикулярно відбиваючій поверхні.

О. Смакула, розглядаючи умови інтерференції, які призводять до гасіння відбитих від різних поверхонь світлових променів, довів, що гасіння двох хвиль відбувається тоді, коли амплітуди хвиль однакові (**умова амплітуд**)

ходу  $\lambda/2$  і що фаза, що береться у **(умова фаз)** різницю амплітуд **Умова** буде виконана, якщо показник заломлення прозорої металевої плівки  $n_{пл}$

скляної поверхні простим співвідношенням:  $n_{пл} = \sqrt{n_{ск}}$  буде зв'язаний з показником заломлення

умова – умова фаз – буде виконана, якщо оптична товщина плівки, тобто добуток її показника заломлення  $n_{пл}$  товщину  $d_{пл}$ , **Друга** яти умові: на геометричну

буде задовольн

$$n_{пл} d_{пл} = (2\kappa + 1) \frac{\lambda}{4}, \quad \kappa = 0, 1, 2, \dots$$

Далі О. Смакула, який був відомий в усьому світі як спеціаліст по виготовленню монокристалів для оптичних цілей (йому належить чудовий підручник “Монокристали”), знайшов відповідні матеріали, які задовольняють обом умовам –  $n_1 \approx 1.38$ ,  $n_2 \approx 1.34$ . Для зовнішніх поверхонь це був фторид магнію  $MgF_2$  з показником заломлення  $n \approx 1.38$ , для внутрішніх з показником заломлення  $n \approx 1.34$  криоліт  $3NaF \cdot AlF_3$  оказником заломлення  $n \approx 1.34$ .

Промислове виробництво просвітлювального покриття оптичних поверхонь було розпочате в Єні вже в 1936 році під науковим керівництвом О. Смакули, який працював директором дослідної лабораторії оптичної фірми Карл Цейс. Цей метод спричинив справжню революцію в оптичній промисловості при виготовленні мікроскопів, телескопів, теодолітів та інших оптичних приладів, а також в фото- і кінематографічній галузях при виготовленні фотоапаратів, кінокамер тощо.

В 1945 році після закінчення Другої світової війни О. Смакула був перевезений з Німеччини до США, де він працював в одному з найвідоміших навчальних закладів – Массачузетському технологічному інституті (МТІ) в Бостоні. Тут він став повним професором і директором лабораторії фізики кристалів. Помер О. Смакула в травні 1983 року. Рішенням 30-ї сесії Генеральної конференції ЮНЕСКО 2000 рік був оголошений роком О. Смакули, а 100-річний ювілей Олександра Смакули відзначався в Україні на державному рівні згідно з Постановою Кабінету Міністрів.

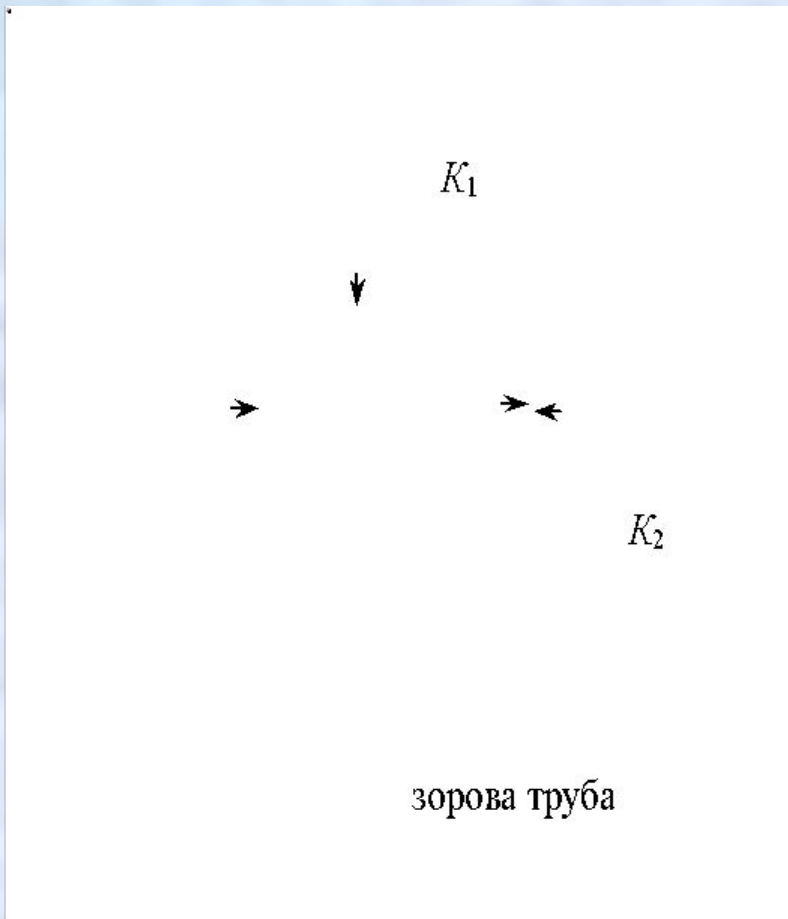


### 8.1.3.

### Інші застосування явища інтерференції

Явище інтерференції світла широко використовують для створення різних вимірювальних та контролюючих пристроїв. Вимірювальні прилади, які засновані на інтерференції світла, називаються *інтерферометрами*. Вони застосовуються для вимірів з високою ступінню точності показників заломлення, довжин хвиль, для визначення якості поверхонь. На мал. 8.4 наведено принципову схему інтерферометра Майкельсона. Використання тонкого напівпрозорого шару срібла, нанесеного на скляну платівку, дозволяє розділити світлову хвилю 1 на дві частини – відбиту і ту, що пройшла крізь шар. Отримані таким чином когерентні хвилі за допомогою дзеркал спрямовують в прилад (мікроскоп, зорову трубу), в якому спостерігається інтерференція. Різниця ходу променів  $\delta$  визначається положенням дзеркал та товщиною платівки. Якщо пересунути дзеркало на відстань  $\lambda/2$ ,  $\delta$  зміниться на  $\lambda$ , то зміняться на смугу. Такий зміщення інтерференційної картини і зміною інтерференційної картини дозволяє вимірювати  $\lambda$  зміщенню дзеркала і, навпаки, – зміну  $\delta$  до відомому  $\lambda$  хвилі. Звичайно дзеркала розташовують таким чином, щоб промені 2 і 3 від розходження до зустрічі пройшли однакові оптичні шляхи. Якщо на шляху променів 2 і 3 розташувати однакові кювети  $K_1$  і  $K_2$  речовиною (з показником заломлення  $n_x$ ) досліджуваною (з показником заломлення  $n_0$ ), і еталонною (з показником заломлення  $n_0$ ), то оптична різниця ходу променів  $\delta = 2l n_x - 2l n_0$ , де  $l$  – товщина кювет. Далі, якщо внаслідок різниці ходу інтерференційна картина змістилася на  $k$  смуг, тобто  $\delta = k \lambda$ , то

$$n_x = n_0 + \frac{k \lambda}{2l}.$$



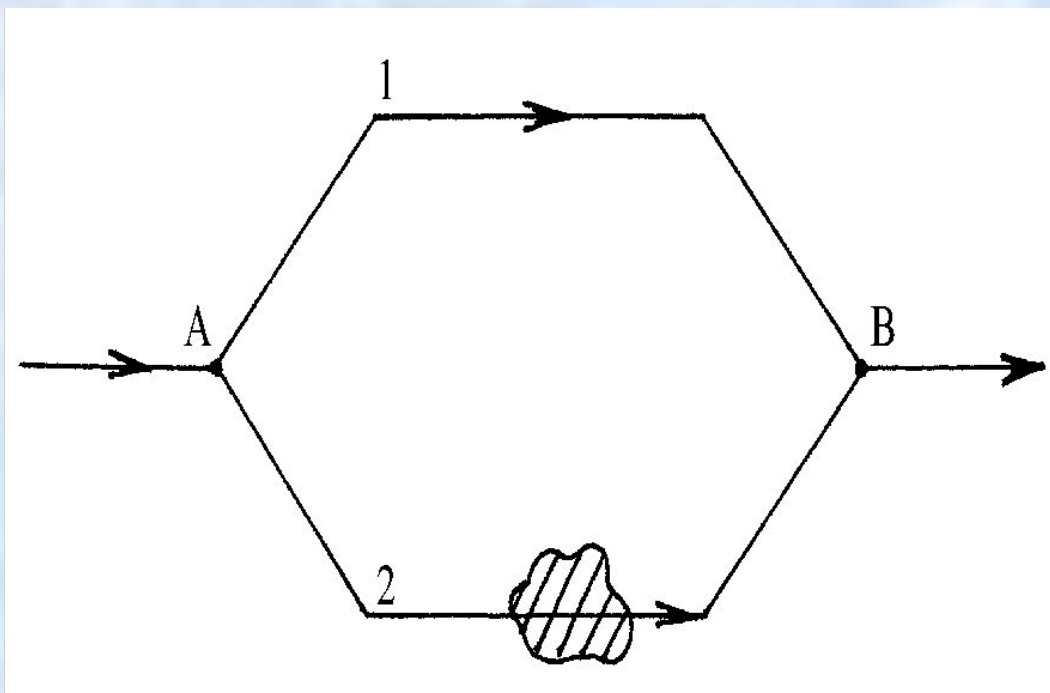
*Мал. 8.4. Хід променів в інтерферометрі Майкельсона.*

Експериментатор здатний зафіксувати зміщення інтерференційної картини на 0.1 смуги, тобто  $\kappa = 0.1$ .

випадку при  $l = 2.5 \text{ см}$   $\lambda = 500 \text{ нм}$  В цьому

$$\Delta n = n_x - n_0 = \frac{0.1 \cdot 500 \cdot 10^{-9} \text{ м}}{2 \cdot 2.5 \cdot 10^{-2} \text{ м}} = 10^{-6} .$$

Таким чином, можна зафіксувати відміну в показниках заломлення в шостому знаку після коми. Інтерферометр, призначений для виміру показника заломлення  $n$ , інтерференційним рефрактометром. Сполучення інтерферометра та мікроскопа (інтерференційний мікроскоп) використовують в біології для спостереження нефарбованих об'єктів, виміру їх товщини. Промінь світла, як і в інтерферометрі, розділяється на два промені (мал. 8.5). Промінь 2 проходить крізь мікрооб'єкт, а промінь 1 поза ним. Накладаючись в точці В, промені інтерферують. По зміні інтерференційної картини можна визначити товщину мікрооб'єкта при відомому  $n$ , або визначити  $n$  по відомій товщині.

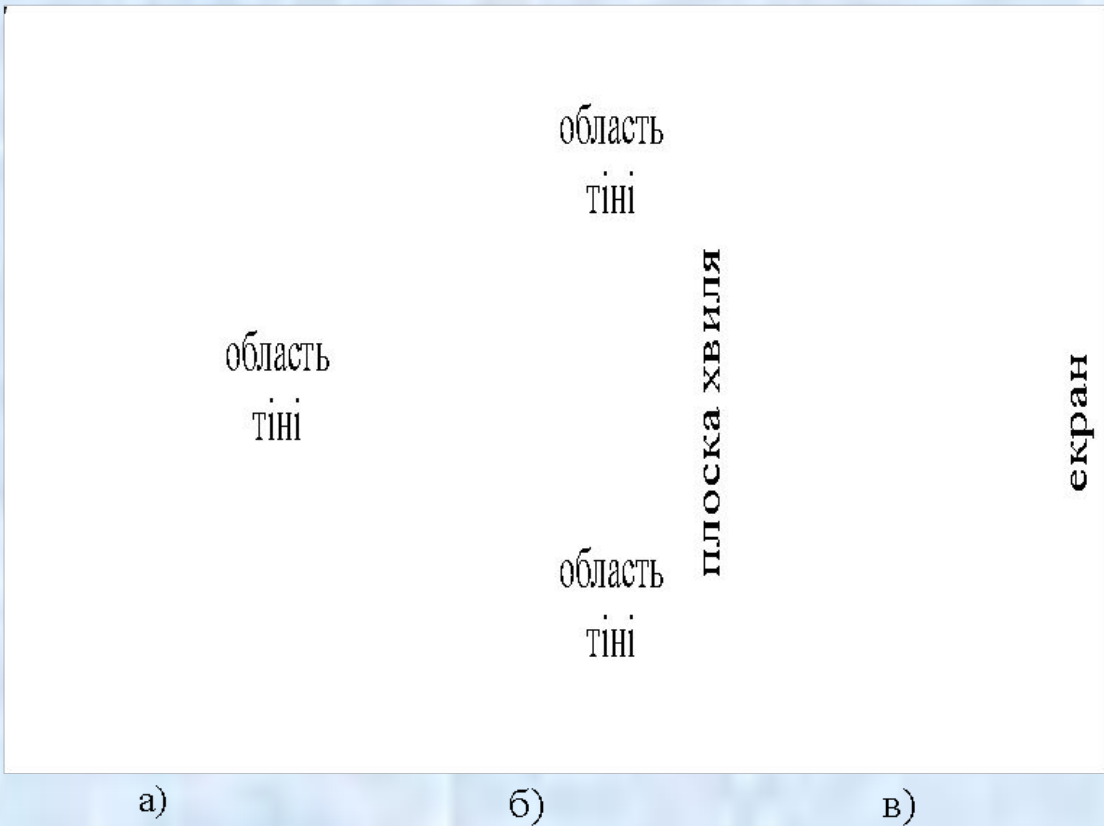


*Мал. 8.5. Принципова схема інтерференційного мікроскопа.*



## 8.1. ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

Якщо на шляху світлової хвилі розташовані непрозорі тіла або екрани з отворами, то за ними утворюється область тіні, котру можна окреслити геометрично, вважаючи, що промені – прямі лінії (мал. 8.6а, б).

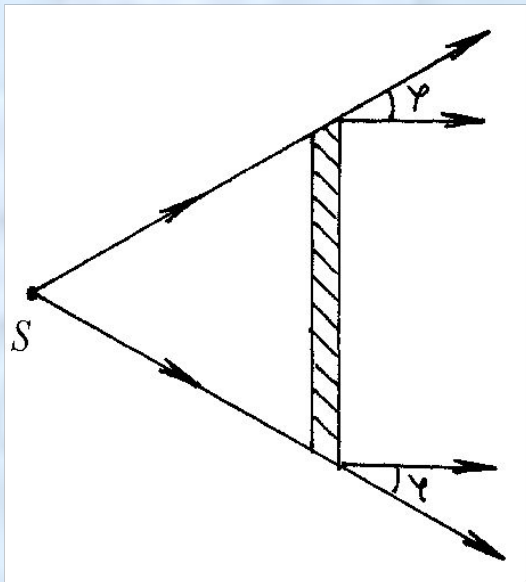


*Мал. 8.6. Утворення області геометричної тіні (а, б) та дифракція на краю платівки (в).*

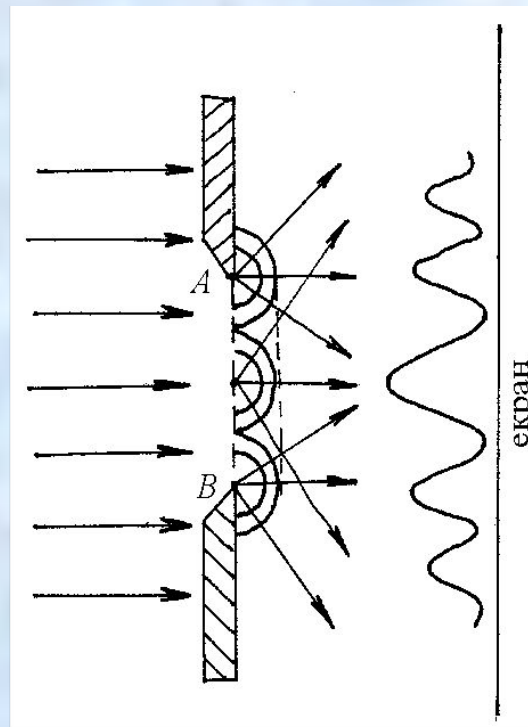
Більш детальні спостереження свідчать про існування на межі між областями світла і тіні чергуючих максимумів і мінімумів. Це означає деякий перерозподіл світлової енергії на цій межі. Інакше кажучи, світлова хвиля потрапляє в область геометричної тіні.

*Огинання світловою хвилею границь непрозорих тіл з утворенням інтерференційного перерозподілу енергії по різних напрямках називається дифракцією світла.* На мал. 8.6 і док. 8.6 введено відношення розподілу інтенсивності світла внаслідок дифракції залежить від співвідношення між довжиною хвилі  $\lambda$  та розмірами  $d$

Кут, на який відхиляються промені дифрагуючої хвилі від початкового напрямку, зветься кутом дифракції  $\varphi$  (мал. 8.7). Існує певна закономірність:  $\varphi \sim \lambda / d$ , де  $d$  — це розмір перешкоди (або отвору) (тобто кут дифракції тим більший, чим менші лінійні розміри  $d$  перешкоди (або отвору) при даній довжині хвилі  $\lambda$ ).



*Мал. 8.7. Відхилення променів від прямолінійного напрямку при дифракції.*



*Мал. 8.8. Пояснення явища дифракції згідно з принципом Гюйгенса-Френеля.*

Явище дифракції можна пояснити, користуючись **принципом Гюйгенса-Френеля**. **принципом Гюйгенса**, Згідно з **принципом Френеля**, ерело кожну точку фронту хвилі можна розглядати як джерело вторинних хвиль (сферичних в однорідному ізо트로пному середовищі). Огинаюча цих вторинних хвиль являє собою фронт хвилі в наступний момент часу. Розглянемо такий приклад: крізь отвір  $AB$  **хроматична** хвиля, енергія якої рівно **проходить плоскою моно** розподілена **вд**овж фронту ( $AB$  **елом** мал. 8.8). Ві перерізі **кожна точка фронту є джер** елементарної сферичної хвилі. Побудуємо **оги**наючу цих хвиль в наступний момент часу, переконаємося, що фронт потрапляє в область геометричної тіні. Залишається відкритим питання про розподіл енергії вздовж фронту хвилі. Цю задачу можна розв'язати, якщо доповнити принцип Гюйгенса уявленням Френеля. Згідно з **принципом Френеля**, до яких доходить фронт хвилі, стають джерелами **вторинних** елементарних хвиль, які є когерентними і можуть, таким чином, інтерферувати.

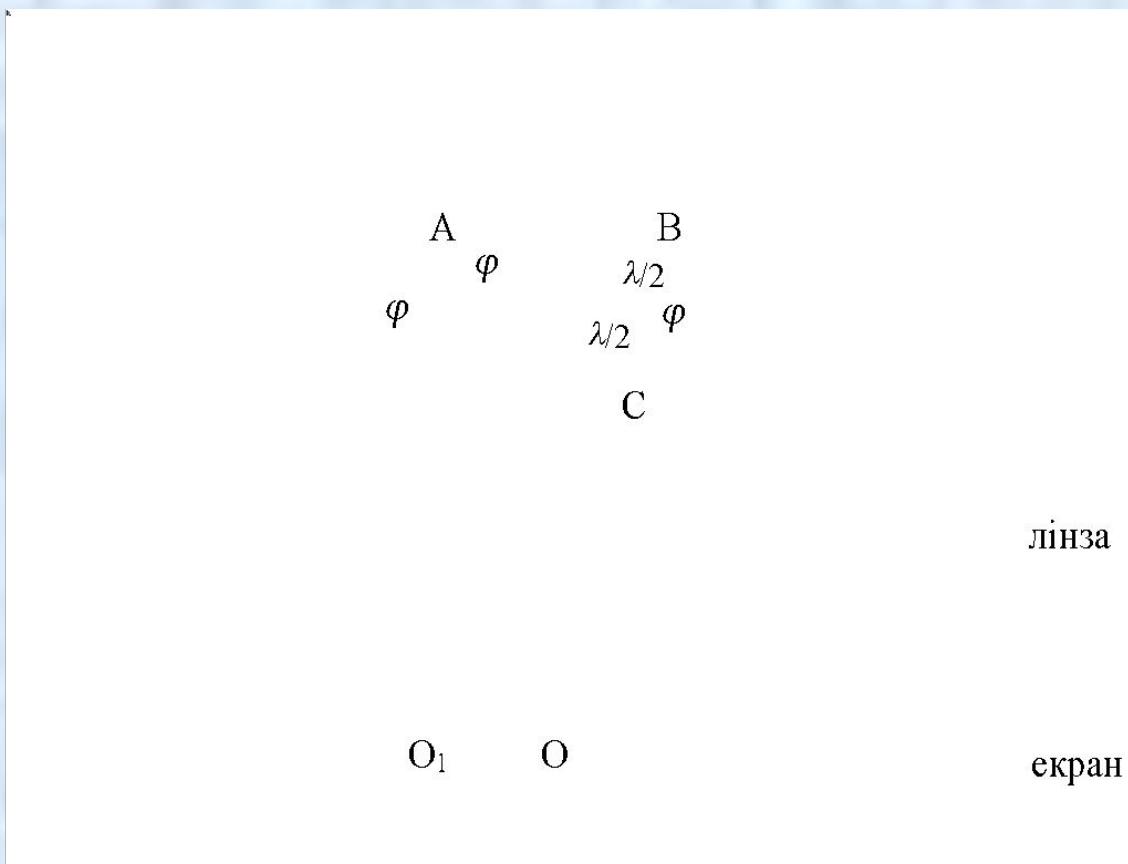


### 8.2.1.

оменях

## Дифракція на щілині в паралельних пр

При перпендикулярному падінні світла на площину щілини шириною  $a$  всі точки фронту хвилі  $AB$  однаковій фазі. Тому промені, які не змінили свого напрямку, не мають різниці ходу  $i$ , фокусуючись лінзою в точці  $O$  екрану, дають максимум освітленості (мал. 8.9).



Мал. 8.9. Дифракція на щілині в паралельних променях.

Промені, які внаслідок дифракції відхилились на кут  $\varphi$  напрямку променів, що падають на щілину, набувають різницю ходу  $\delta$ . означимо цю різницю ходу, побудувавши фронт хвилі для цих променів. Для цього з точки  $A$  перпендикуляр на промінь, що виходить з точки  $B$ . опустимо що різниця ходу  $\delta$  дорівнює довжині відрізка  $BC$ . Очевидно,  $BC$  на відрізки величиною  $\lambda/2$ . Розіб'ємо прямі паралельні  $AC$ , Якщо провес  $AB$  виявиться поділенням на зони, які називаються зонами Френеля.

Вторинні хвилі, що йдуть від симетричних точок сусідніх зон Френеля, гасять одна одну. Для даних ширини щілини  $a$  і довжини хвилі  $\lambda$  кількість зон  $n$  залежить від кута відхилення променів  $\varphi$

$$n = \frac{BC}{\lambda/2} = \frac{a \sin \varphi}{\lambda/2}. \quad (8.7)$$

Число  $n$  може бути парним і непарним. Якщо парне, то результатом інтерференції вторинних хвиль буде мінімум, оскільки в кожних двох сусідніх зонах маємо симетрично розташовані промені з  $\delta = \lambda/2$ , руйнуючи в точці  $O_1$  котре, інтерференційне мінімум визначається умовою  $\delta = a \sin \varphi_{\min} = 2k \lambda/2$ , де  $k = 1, 2, 3, \dots$ . Враховуючи (8.7), маємо  $\delta = a \sin \varphi_{\min} = 2k \lambda/2$ , або

$$\sin \varphi_{\min} = \frac{k \lambda}{a}. \quad (8.8)$$

Якщо  $n = (2k + 1)$  (непарною), то в точці  $O_1$  остання зона може бути і непрямою на спостерігатиметься максимум, тобто  $\delta = (2k + 1) \lambda/2$ , або

$$\sin \varphi_{\max} = \frac{(2k + 1) \lambda}{a}. \quad (8.9)$$

З формули (8.9) маємо: 1) за умови  $a \gg \lambda$ ,  $\sin \varphi_{\max} \cong 0$ , тобто кут дифракції  $\varphi$  спостерігати; 2) за умови  $a < \lambda$ ,  $\sin \varphi_{\max} \cong 1$ ,  $\varphi_{\max} \cong \pi/2$ , звідки спостерігатиметься чергування максимумів і мінімумів. Очевидно, що для спостерігання дифракційної картини необхідне виконання умови  $a \approx \lambda$ .

### 8.2.2.

#### Дифракційна решітка

Явище дифракції можна використовувати для дослідження спектрів випромінювання і поглинання, а також визначення довжини хвилі. Для цього використовується **дифракційна решітка** –

великої кількості паралельних вузьких щілин. Решітка створюється шляхом нанесення подряпин (штрихів) на скляну платівку. Проміжки між штрихами – це щілини, що пропускають світло. Позначимо ширину щілини  $a$ , між щілинами –  $b$ .

Величину  $d = a + b$  ають **періодом** **дифракційної решітки** назив

решітку у всіх щілинах випромінює світло. На дифракційній, як і внаслідок дифракції утворюють в фокальній площині лінзи інтерференційну картину (мал. 8.10), що складається з великої кількості максимумів і мінімумів різної інтенсивності. Ця картина відтворює інтерференцію як променів, що пройшли кожен окрему щілину, так і променів, що пройшли різні щілини і падають на лінзу під однаковими кутами. Останні і утворюють найбільш інтенсивні максимуми, що зветься головними.

Розглянемо симетричні промені, що йдуть з сусідніх щілин. Якщо різниця ходу  $\delta$

числу довжин хвиль, то на екрані в результаті інтерференції цих хвиль виникає максимум. При цьому  $\delta = \lambda$ , але  $AC = d \sin \varphi$ ,  $AC = k$

отже

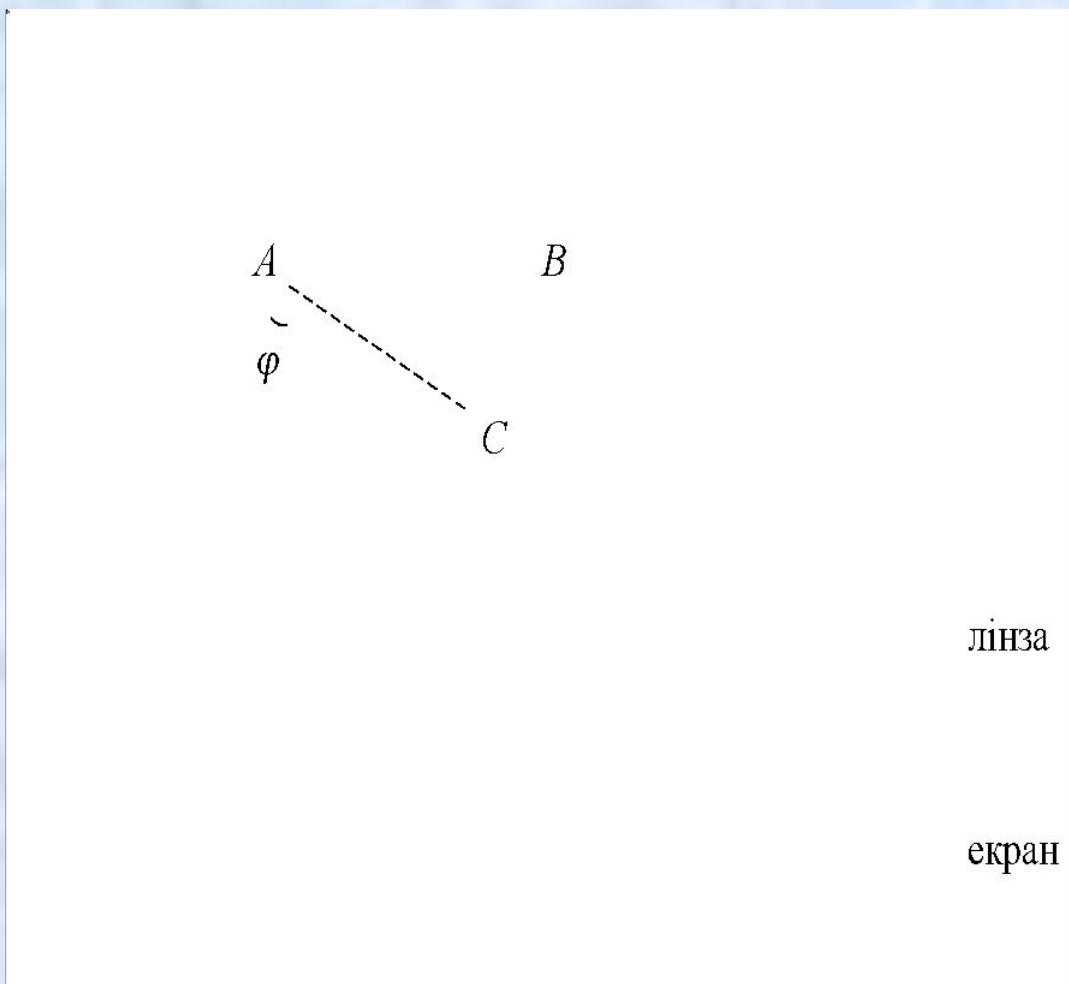
$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad (8.10)$$

де  $k = 0, 1, 2, \dots$ .

Справді максимум (8.10) називають **формулою дифракційної решітки**. Головні максимуми розташовані симетрично

відносно центрального максимуму ( $\varphi = 0$ ).





*Мал. 8.10. Дифракція плоскої хвилі на дифракційній решітці.*

Можна показати, що між двома головними максимумами спостерігається  $N - 1$  мінімумів. Головні максимуми для інтерференційної картини значно вужчі і різкіші, ніж при дифракції на одній щілині. Із збільшенням кількості щілин  $N$  майже не розрізняються і окремі додаткові мінімуми максимумами стають темними, а головні максимуми — різкішими. При падінні на решітку білого чи немонахроматичного світла кожний максимум, окрім центрального, розкладається в спектр. В цьому випадку значення  $k$  вказує на порядок спектра.

Головними характеристиками дифракційної решітки як оптичного приладу є *кутова дисперсія*  $D$  і *роздільна здатність*  $R$ .

Нехай кутова відстань між двома лініями спектру, що відрізняються по довжині хвилі на  $d\lambda$ ,  $d\varphi$  іну  $D = d\varphi/d\lambda$  дорівнює  $\kappa/d$  вадисперсія чисельно називають кутовою дисперсією. Куто чисельно дорівнює першій похідній від кута відхилення променів по довжині хвилі або кутовій відстані між двома лініями спектра, які відповідають довжинам хвиль, що відрізняються на одиницю. Кутова дисперсія визначає ширину спектра.

Продиференціюємо формулу дифракційної решітки (8.10)

$$d \cos \varphi \, d\varphi = \kappa \, d\lambda,$$

звідки

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{\kappa}{d \cos \varphi},$$

тобто кутова дисперсія тим більша, чим менший період решітки  $d$  і більший порядок спектра  $\kappa$ .

Можливість розрізнити близькі лінії залежить не лише від ширини спектра, тобто від  $D$ , а й від ширини окремих ліній, котрі оцінюють роздільною здатністю  $R$ , довжини хвилі до найменшого інтервалу  $\Delta\lambda$  довжин хвиль, котрі можуть бути розрізнені:

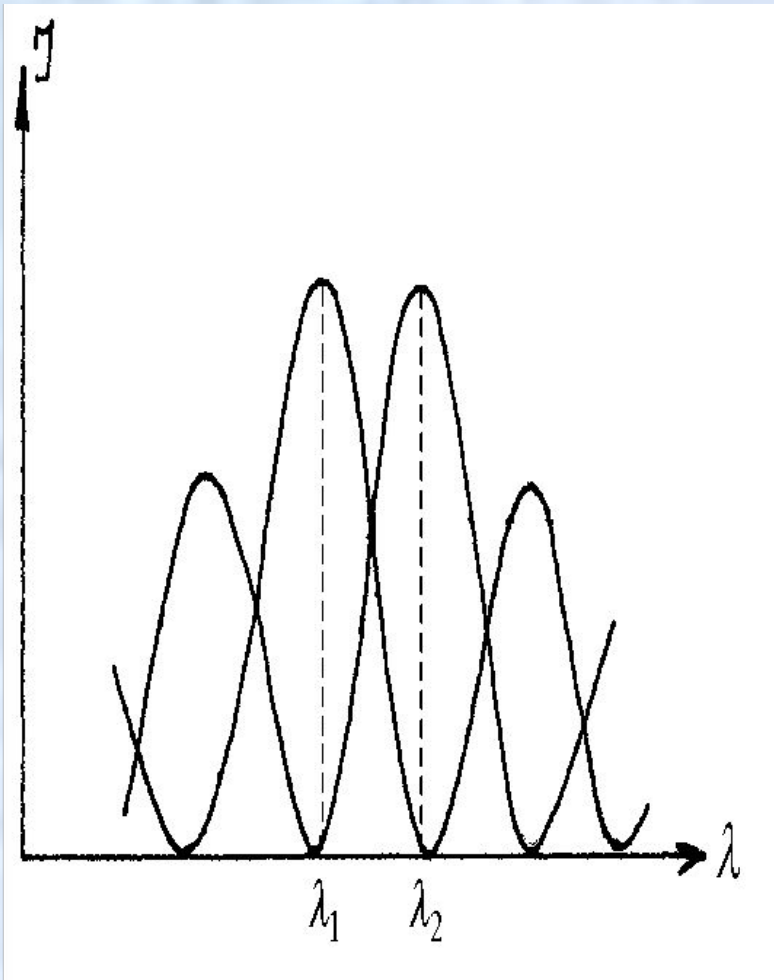
$$R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}.$$

Якщо  $\lambda_1 \cong \lambda_2$ ,  $\Delta\lambda = \lambda_1 - \lambda_2$ , то  $R = \lambda_1/\Delta\lambda$  або  $R = \lambda_2/\Delta\lambda$ . Розрахунки показують, що

$$R = \kappa N,$$

тобто роздільна здатність дифракційної решітки збільшується із зростанням кількості штрихів  $N$  тра  $\kappa$ .

Згідно з принципом Релея, дві спектральні лінії розрізняються, якщо максимум однієї лінії співпадає з найближчим мінімумом іншої лінії (мал. 8.11) або знаходиться на більшій відстані від нього.



*Мал. 8.11.  
Розрізнення  
двох  
спектральних  
ліній згідно  
з принципом  
Релея.*



### 8.2.3.

## Голографія та її застосування в мед

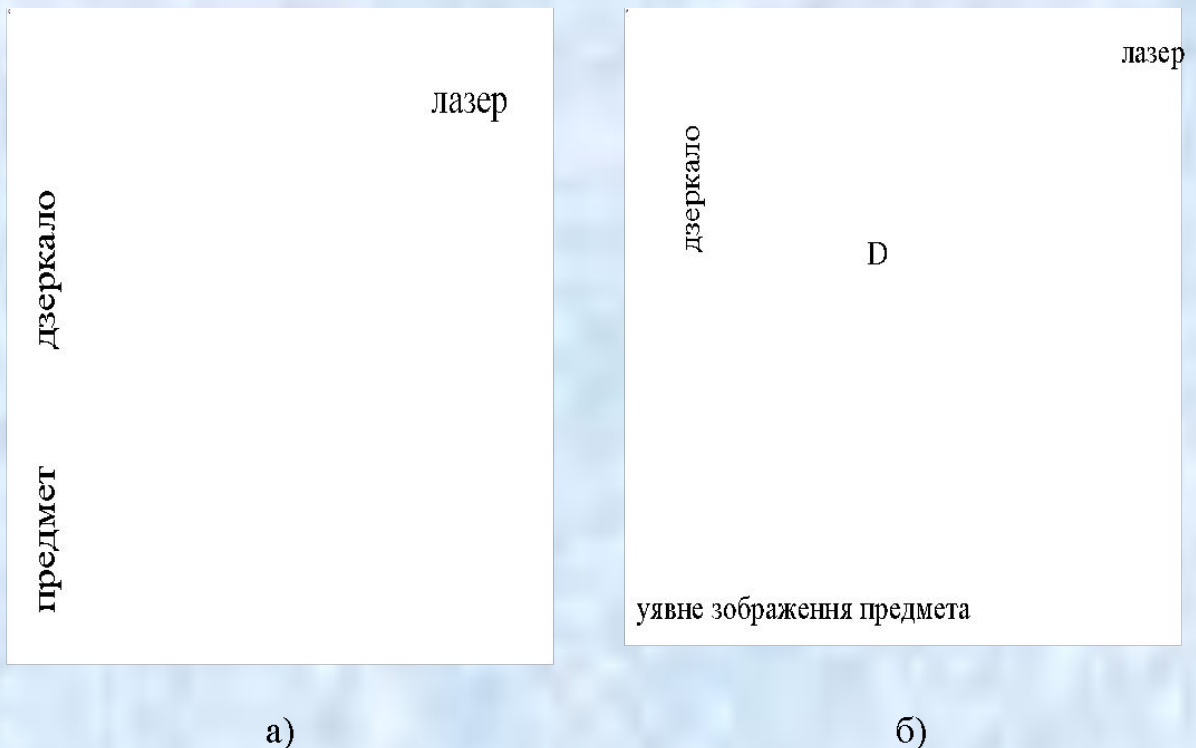
ицині

### Голографія –

зображення, який базується на явищах інтерференції та дифракції.

Принцип голографії вперше запропонував англійський фізик Д. Габер в 1948 році, але його реалізація стала можливою лише в 60-х роках після створення лазера – джерела когерентного випромінювання. При звичайному фотографуванні на фотошлівці фіксується лише інтенсивність світлових хвиль, відбитих від різних точок предмета, без врахування фазових співвідношень між хвилями, що обумовлені різною відстанню від точок предмета до фотошлівки. Реєстрація фаз можлива внаслідок інтерференції хвиль.

Для отримання голографічного зображення пучок випромінювання лазера за допомогою лінз поділяється на дві частини (мал. 8.12а).



Мал. 8.12. Принципи утворення (а) та відтворення (б)

Одна частина за допомогою дзеркала спрямовується на фотопластинку Г. Це так званий опорний пучок. Друга частина – предметний або сигнальний пучок – спрямовується на предмет. Хвиля, відбита або розсіяна предметом, падає на фотопластинку і на її поверхні відбувається інтерференція відбитої хвилі з опорним пучком. Інтерференційна картина, зафіксована на фотопластинці, являє собою голограму. При падінні на голограму опорного пучка відновлюється зображення предмета. Око, яке дивиться крізь голограму, бачить уявне зображення предмета (предмет ніби-то “завис” у просторі в тому місці, де він був розташований при зйомці (рис. 8.12б)). Якщо змінювати положення ока, можна побачити різні деталі предмета, розташовані один за одним і невидимі при прямому спостереженні. Об’ємне зображення вміщує більше інформації, ніж плоске, а тому має широкі перспективи застосування в медицині (наприклад, голографічний гастроскоп). При відновленні зображення можна змінити довжину опорної хвилі. Так, голограма, що утворена ультрафіолетовими або інфрачервоними променями, може бути відновлена видимим світлом. Більш того, голограму, отриману в ультразвукових (механічних) хвилях, можна відновити видимим світлом. Це відкриває широкі можливості застосування ультразвукової голографії для розглядання внутрішніх органів з діагностичною метою. Зображення предмета можна збільшити, якщо голограму, отриману за допомогою плоскої опорної хвилі, освітити сферичною хвилею. Цей метод застосовується в голографічному мікроскопі.

## 8.1. ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

*Геометрична оптика* – ають-ся закони поширення світла в різних середовищах на основі уявлень про світловий промінь як про лінію, вздовж якої поширюється світлова енергія. Як вже зазначалося, в геометричній оптиці хвильовий характер світла не враховується. З дослідження явищ інтерференції і дифракції випливає, що хвильові ефекти перестають бути суттєвими при  $\lambda \rightarrow 0$ . Таким чином, *геометрична (променева) оптика – граничний випадок хвильової оптики при умові дуже малої довжини хвилі.*

Основні задачі, які розглядає геометрична оптика, такі: 1) формування світлового зображення; 2) хід променів в оптичних системах; 3) похибки оптичних систем, які впливають на якість зображення.

Основні закони геометричної оптики:

- 1) закон прямолінійного поширення світла;
  - закони відбивання світла;
  - закони заломлення світла.
- Ці закони походять із *принципу Ферма* – найкоротшого оптичного шляху: *принципу*

$$t_{\min} = \int_A^B ds/v,$$

де  $v$  – швидкість поширення світла в середовищі. У відповідності з принципом Ферма, який був сформульований як загальний закон поширення світла, дійсний шлях поширення світла між точками  $A$  і  $B$  проходження якого світлу потрібний є той шлях, для порівняно з будь-яким іншим шляхом між цими ж точками.



### 8.3.1.

#### **Ідеальна центрована оптична система**

Система сферичних поверхонь (лінз) називається **центрованою**,

якщо центри всіх сферичних поверхонь лежать в одній прямій, яка має назву **головної оптичної осі** системи.

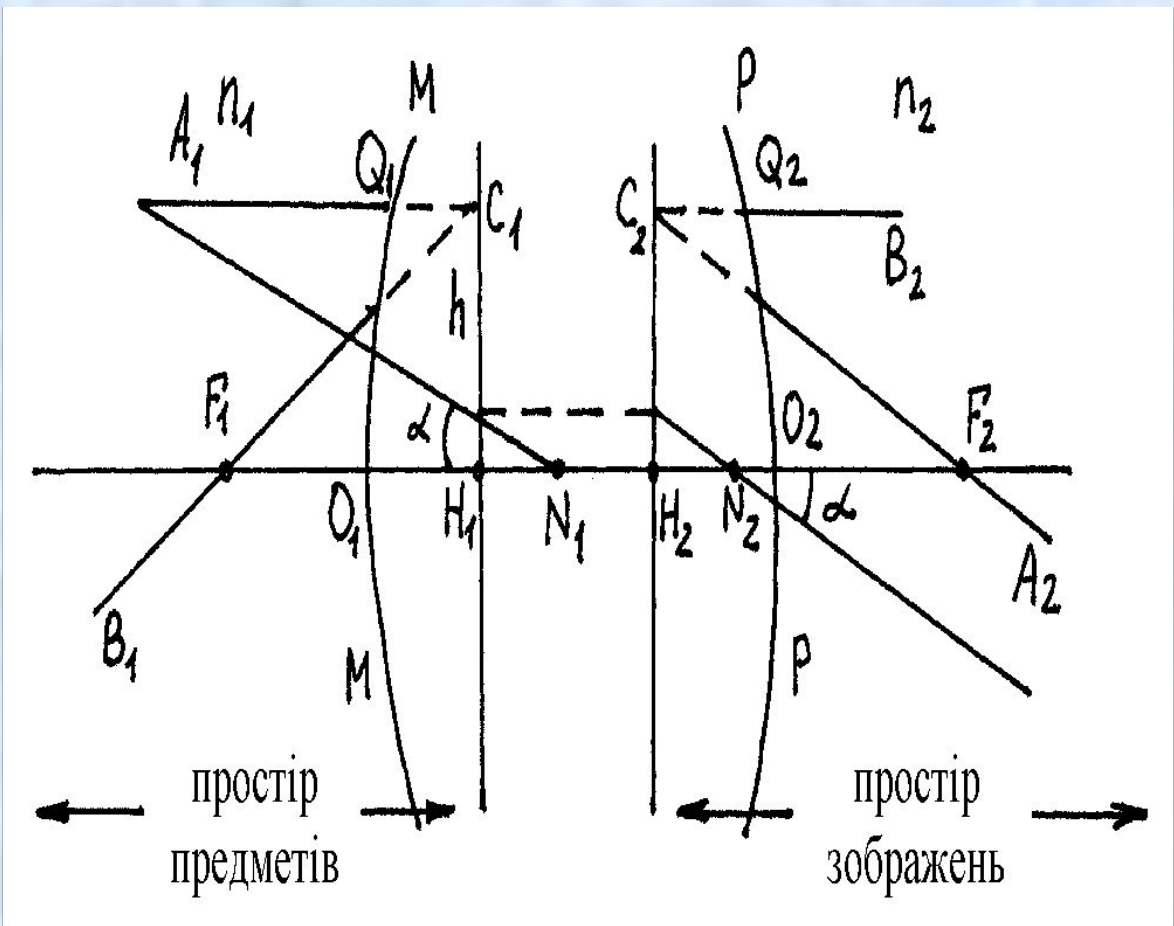
Згідно з теорією оптичних систем, яка була розроблена відомим німецьким математиком Гауссом, ідеальною оптичною системою є система, в якій зображення є подібним предмету, тобто будь-якій точці чи лінії простору предметів відповідає одна і тільки одна точка чи лінія простору зображень. Такі точки та лінії називаються **спряженими**. Аналогічно, кожній площині простору предметів (об'єктів) повинна відповідати спряжена площина простору зображень. Таким чином, теорія ідеальних оптичних систем є чисто геометричною теорією, яка встановлює зв'язок між точками, лініями і площинами.

Ідеальною оптичною системою з достатнім ступенем точності можна вважати центровану, якщо обмежитись областю поблизу осі симетрії – головної оптичної осі. Промені, що розповсюджуються поблизу головної оптичної осі, звуться **параксіальними**.

Теорія Гаусса встановлює зв'язок між так званими **кардинальними точками і площинами**, повністю описує всі властивості **центрованої оптичної системи (ЦОС)**

яку реального ходу променів у цій системі. Не розгляда-

Нехай  $MM'$   $PP'$  – осі симетрії сферичних поверхонь, що обмежують нашу систему,  $O_1$   $O_2$  – осі симетрії середовищ (мал. 8.15). Візьмемо промінь  $AB$ , який проходить через оптичний центр  $O_1$  (спряжений промінь який проходить через оптичний центр  $O_2$  властивостями ідеальної системи). Візьме



*Мал. 8.13. Кардинальні точки і площини ЦОС.*

Спряжений з ним промінь  $O_2$  головної осі. Точка  $F_2$  – йтиме також вздовж  $O_2$ , є зображенням точки, в якій перетинаються промені  $A_1$  і  $O_1$ , спряжені з  $A_2$   $O_2$ .  $A_1$   $O_1$ , ка, що спряжена з  $F_2$ , єдиний на нескінченності. Таким чином, точка  $F_2$  – л торі зображень. Аналогічно променю  $B_1$ , який проходить через передній фокус спряжений  $F_1$ , промінь

Площина, яка проходить через фокус перпендикулярно  $O_1O_2$ , **фокальною**.  $A_1$  і  $B_1$  спряжені з променями  $A_2$   $B_2$ . Оскільки промені точки перетину цих променів –  $C_1$  і  $C_2$  спряженими  $O_1$   $O_2$  проведемо площини перпендикулярно до головної оптичної вісі, які перетнуть її в точках  $H_1$  і  $H_2$ .

Ці точки також є спряженими і називаються **головними точками**. Площини, до які проходять через ці точки перпендикулярно до головної оптичної осі, називаються **головними площинами**.

Вони відзначаються тим, що промінь, який падає на одну площину в точці  $C_1$  на головній осі, виходить із другої площини в точці  $C_2$ , розташованій на такій самій відстані від осі. Таким чином, відстані  $|C_1H_1| = |C_2H_2| = h$ ,

відвітоків дорівнює одиниці. тобто лінійне збільшення цих Головні точки і фокуси називаються ще **кардинальними точками**

перпендикулярно до площини, які проходять через них і називаються **кардинальними площинами**.

Віддаль від головних точок до фокусів називається **фокусною віддаллю**

$$[F_1H_1] = f_1, [F_2H_2] = f_2.$$

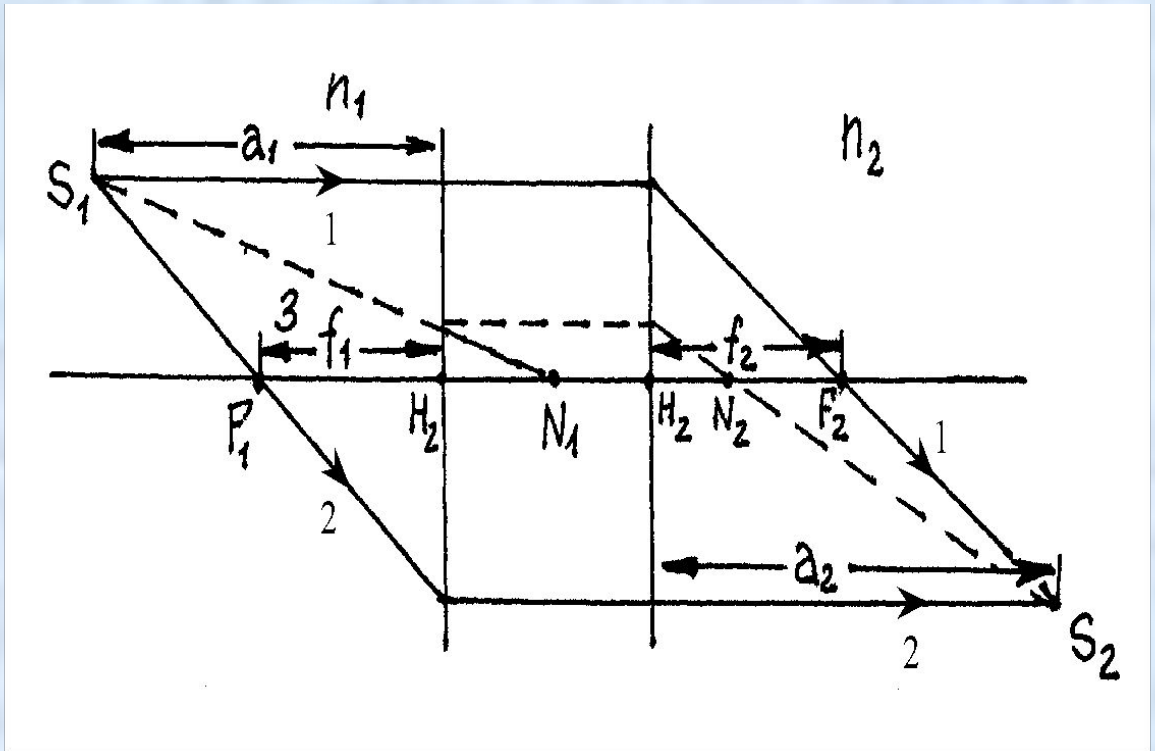
Існують також ще одна пара кардинальних точок  $N_1$  і  $N_2$ , які зветься **вузлові**, або **нодальні**.

тому, що спряжені промені, які проходять через ці точки, мають однаковий кут нахилу до оптичної осі. Якщо показники заломлення простору предметів та простору зображень є однаковими ( $n_1 = n_2$ ), вони співпадають з відповідними головними точками.

Отже, в ЦОС виділяють шість кардинальних точок: дві – фокуси ( $F_1$  і  $F_2$ ), дві кардинальні площини ( $H_1$  і  $H_2$ ), дві вузлові точки ( $N_1$  і  $N_2$ ) відповідно, шість кардинальних площин. У вузловій лінзі, яка є частковим випадком ЦОС, є три кардинальні точки, оскільки головні і вузлові точки співпадають з оптичним центром.

Як приклад, розглянемо побудову зображення точкового джерела світла  $S_1$  (





*Мал. 8.14. Побудова зображення точки в ЦОС.*

Промінь із світлової точки  $S_1$ , оптичній вісі, проводимо до перетину паралельній головній площині простору зображень, а потім через другий фокус  $F_2$ . Промінь 2 йде через перший фокус  $F_1$  предметів, а потім паралельно до головній оптичній площині простору променів 1 і 2 у просторі зображень дає зображення  $S_2$  світлової точки  $S_1$ .

Можна навести формули, які зв'язують положення предмету і його зображення:

$$\frac{f_1}{a_1} + \frac{f_2}{a_2} = 1, \quad \frac{f_1}{n_1} = \frac{f_2}{n_2},$$

де  $a_1$  і  $a_2$  – відстані від предмета до головній площині простору зображень до зображення предмета відповідно,  $f_1$  і  $f_2$  – фокусні відстані, а  $n_1$  і  $n_2$  – покази заломлення середовищ.



Важливим елементом оптичних систем, які утворюють зображення предмета, є непрозору тілі, який обмежує ширину пучка світлових променів, центр якого лежить на головній вісі оптичної системи.

Діафрагма, яка найбільш сильно обмежує світловий пучок (незалежно від діаметра її знаходження в оптичній системі) називається **апертурною діафрагмою**. Також, діб'єктива може служити край чи оправа лінзи, наприклад, діб'єктива. Ця діафрагма обмежує ширину оптичних пучків, а також не пропускає в оптичну систему промені, що падають на лінзу під великими кутами до головної оптичної вісі. Вона підвищує чіткість зображення і сприяє усуненню аберацій та, водночас, обмежує кількість світлових променів, які попадають в оптичну систему, тобто зменшує яскравість зображення. Кут  $\theta$ , який рівний половині кута утвореного діафрагмою крайніми променями, що падають в отвір апертурної діафрагми з точки перетину площини предмета з головною оптичною віссю, називається **апертурним кутом**

### 8.3.2.

#### **Похибки оптичних систем**

Головна задача оптичної системи полягає в утворенні правильного зображення предмета, яке являє собою (у найпростішому випадку) плоску картину, перпендикулярну головній оптичній вісі.

Якщо для формування зображення в лінзі використовуються вузькі світлові пучки, що падають на лінзу під невеликими кутами (параксіальні пучки), і відсутня дисперсія, то зображення буде геометрично вірним і чітким. На практиці ці умови реалізуються далеко не завжди і це приводить до того, що в зображеннях, які утворює лінза, спостерігаються різні похибки чи недоліки, які називаються **абераціями**.

Основні аберації лінз (чи оптичних систем):

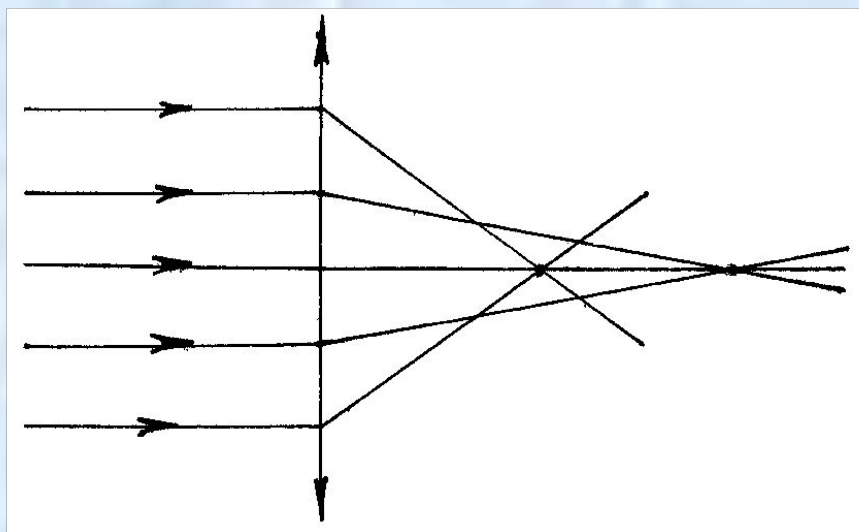
1) **сферичні аберації і дисторсія;**

при широких пучках –

при вузьких, що падають на лінзу під значними кутами –

2) **хроматична аберація,**

**Сферична аберація** яка пов'язана з тим, що краї лінзи внаслідок великої кривизни поверхні заломлюють промені сильніше, ніж центральна частина. Через це головні фокуси для крайніх і центральних променів не співпадають (мал. 8.15).



*Мал. 8.15. Сферична аберація.*

**Дисторсія** обумовлена тим, що лінійні збільшення лінзи для точок предмету, які знаходяться на різних віддальх від головної оптичної вісі, дещо відрізняються і тому прямі контури предмета, який лежить у площині, перпендикулярній до головної оптичної вісі, набувають форми дуг. Щоб позбавитись цих аберацій, можна зробити світловий пучок більш вузьким за допомогою діафрагми (кривість зображення), або доповнити лінзу іншими аберації яких мають протилежний характер (днання збираючої лінзи з розсіювальною).

**Астигматизм** полягає в тому, що значимі фокуси паралельних променів, які падають на лінзу в різних напрямках до головної вісі, не лежать у фокальній площині і зображення на плоскому екрані має різну чіткість у різних місцях.

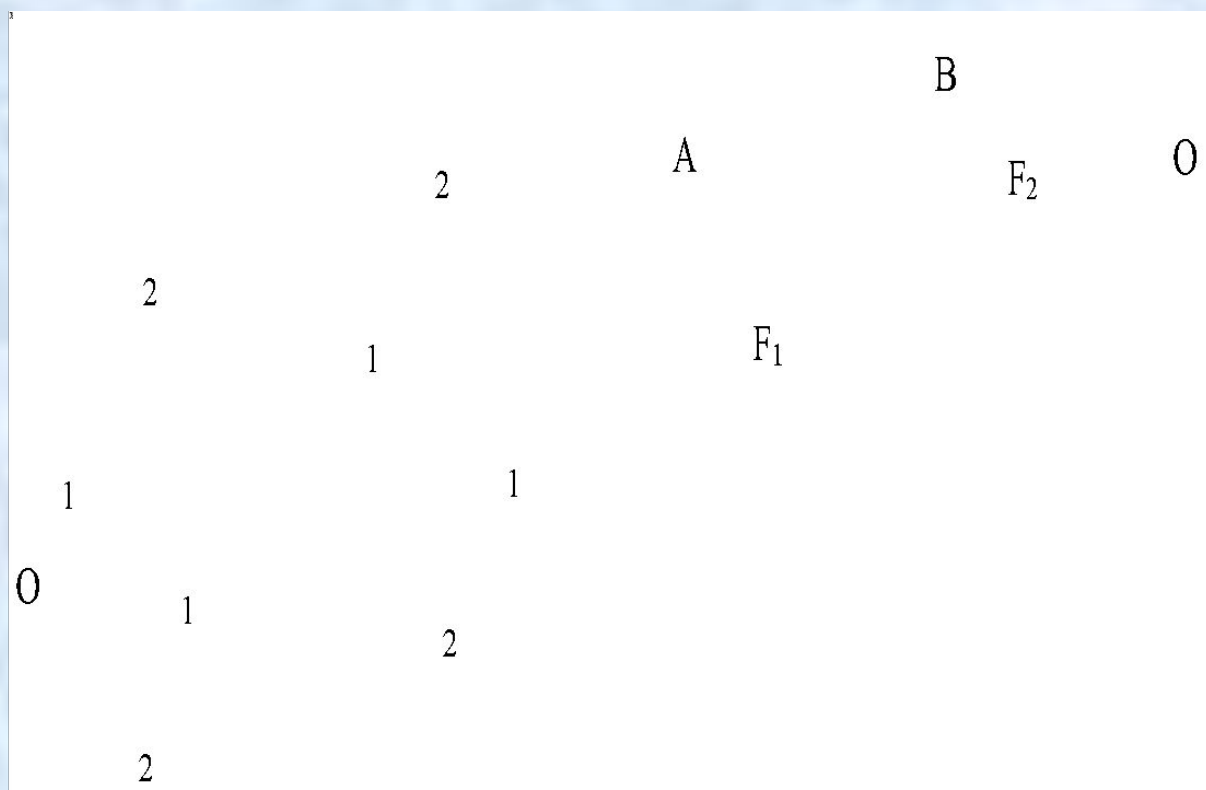
**Астигматизм** виникає внаслідок неоднакового заломлення променів, що проходять крізь лінзу в різних меридіональних площинах. В оптичних приладах це має місце у випадку падіння променів на лінзу правильної сферичної форми під значними кутами до головної вісі. Астигматизм може мати місце також і при прямому падінні променів на лінзу, якщо остання має відхилення від правильної сферичної форми. Цей вид астигматизму зустрічається як один із недоліків оптичної системи ока. Частіше зустрічається астигматизм, при якому найбільша різниця в заломленні променів має місце у двох взаємно-перпендикулярних меридіональних площинах. Такий астигматизм зветься **правильним**.

Розглянемо його на прикладі двоякоопуклої лінзи (рис. 8.16). У цьому випадку з пункту  $O$ , що падають паралельно головній вісі промені, що проходять крізь лінзу по вертикальному діаметру (наприклад, промені 2-2), після заломлення перетнуться у точці  $F_2$ , оптичного центру лінзи, а промені, що проходять крізь лінзу по горизонтальному діаметру (наприклад, промені 1-1), – у точці  $F_1$ , розташованій дещо ближче до нього.

На екрані  $A$ , розташованій між  $F_1$  і  $F_2$ , отрулися після лінзи промені 1-1, виникає світла вертикальна смуга внаслідок того, що промені 2-2 у цій площині ще не перетнулися.



На екрані  $B$ , розміщеному в товщі  $F_2$ , після лінзи промені  $1-1$ , виникає світла горизонтальна смуга, оскільки промені  $1-1$  у цій площині вже розходяться після того, як вони перетнулися раніше у точці  $F_1$ . На екрані  $A$  розміщеному між площинами  $A$   $B$ , буде спостерігатися пляма круглої чи овальної форми. Однак стара картина має місце при астигматизмі внаслідок похилого падіння променів на лінзу правильної геометричної форми. У цьому випадку також можна використовувати хід променів, що наведений на мал. 8.16.

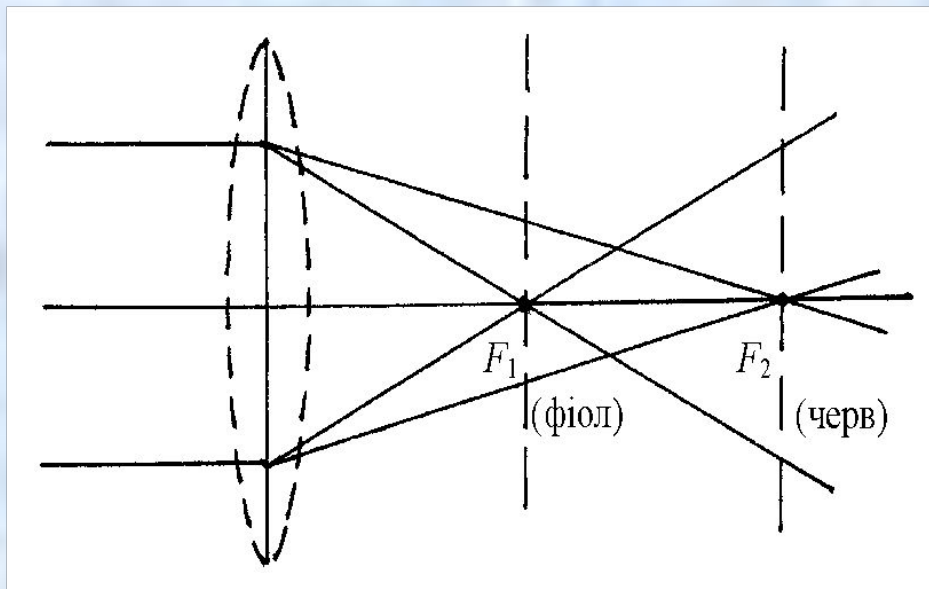


*Мал. 8.16. Хід променів у збиральній лінзі при астигматизмі.*

Для виправлення астигматизму, особливо правильного, часто застосовуються лінзи, обмежені циліндричними поверхнями. Системи, які виправлені на астигматизм, називаються **анастигматами**.



**Хроматична аберація** обумовлена залежністю показника заломлення від довжини хвилі, тобто від кольору світлової хвилі (явище дисперсії). В результаті виникає спотворення, внаслідок якого навіть для параксіальних променів немонохроматичний пучок має цілу сукупність фокусів вздовж відрізка  $F_1F_2$  головної оптичної вісі. Отже, точка на вісі зображується кружечком кольорових кілець, послідовність яких залежить від місця знаходження екрану (мал. 8.17). Для усунення даного типу аберацій використовують системи лінз з різними показниками заломлення і різною дисперсією. Такі системи називаються **ахроматичними**.

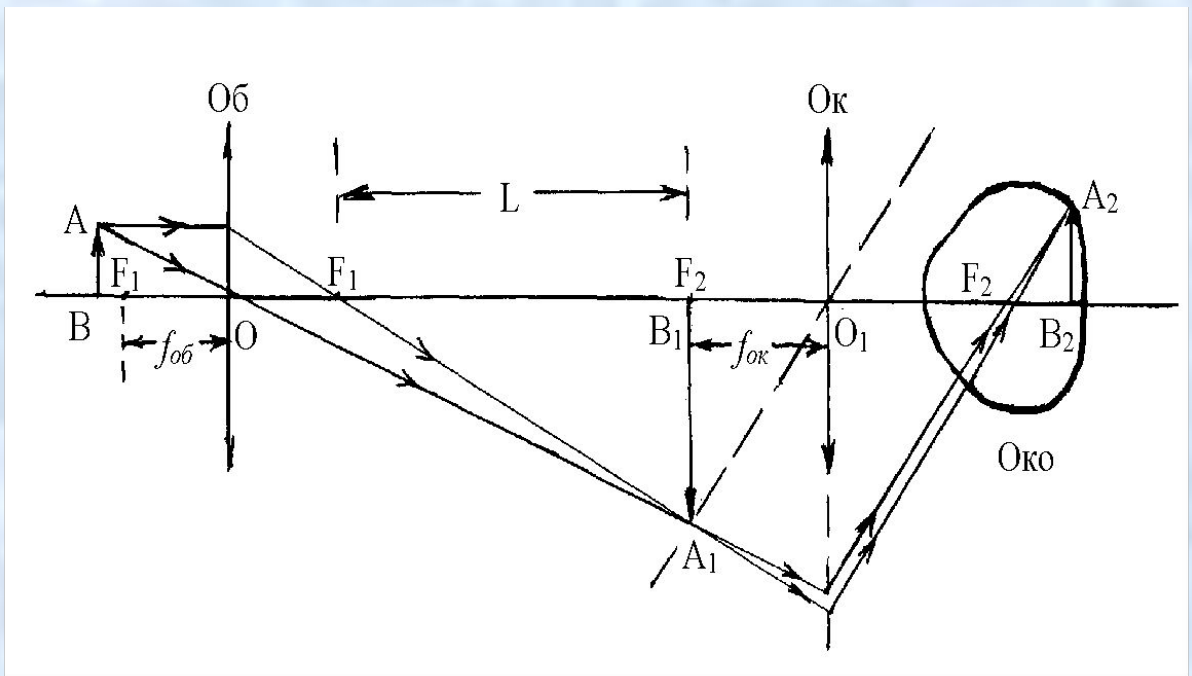


*Мал. 8.17. Хроматична аберація.*

### 8.3.3.

### Оптична мікроскопія

Перейдемо до розгляду оптичної системи мікроскопу і його основних характеристик. Мікроскоп являє собою ЦОС, яка у найпростішому випадку складається з двох лінз: об'єктива і окуляра. Хід променів у мікроскопі зображений на мал. 8.18.



*Мал. 8.18. Схематичний хід променів у мікроскопі.*

У мікроскопі предмет  $AB$  розташований переднім фокусом об'єктива (Об). В такому випадку його зображення  $A_1B_1$  знаходиться за подвійним фокусом об'єктива. Важливо, щоб окуляр (Ок) розміщувався так, щоб площина, в якій окуляра або між його переднім фокусом і оптичною оссю, але в безпосередній близькості від фокуса  $F_2$ .

В першому випадку око не напружується, оскільки до нього йдуть паралельні промені. В другому випадку потрібна акомодация (див. параграф 8.7), щоб зображення, що розходиться після заломлення в окулярі, на сітківку ока.

Розглянемо *перший випадок*. Як видно з мал. 8.18, зображення  $A_1B_1$  предмета  $AB$  знаходиться у фокальній площині окуляра, і тому промені виходять з окуляра паралельно до побічної вісі, яка з'єднує точку  $A_1$  оптичний центр лінзи окуляра  $O_1$ . Ця зображення  $A_1B_1$  є дійсним, зменшеним, зворотним, але в даній системі ока, яка має в середньому оптичну силу  $3\text{ дптр}$ , промені на сітківку, де виникає зображення  $A_2B_2$  предмета  $AB$ , паралельні предмету  $AB$ . Це зображення  $A_2B_2$  є дійсним, збільшеним, зворотним.

Збільшення мікроскопу  $\Gamma_m$ , визначається добутком збільшення лінз, які входять до її складу,

$$\Gamma_m = \Gamma_{об} \cdot \Gamma_{ок} \approx \frac{L \cdot D}{f_{об} \cdot f_{ок}}, \quad (8.11)$$

де  $L$  – оптична довжина тубуса (відстань між фокусом об'єктива та фокусом окуляра),  $D$  – відстань найкращого зору ( $D \approx 25 \text{ см}$ ).

Таким чином, *теоретичне збільшення мікроскопа дорівнює відношенню добутку оптичної довжини тубуса на відстань найкращого зору до добутку фокусних відстаней об'єктива і окуляра*.

Основні характеристики мікроскопа – роздільна здатність, межа розрізнення і корисне збільшення.

*Роздільна здатність – властивість мікроскопа давати окремо зображення двох, поряд розміщених, світлих точок предмету.*

Теорія роздільної здатності мікроскопа була розроблена Е. Аббе, а потім Л.І. Мандельштамом і Д.С. Рождественським. Роздільна здатність мікроскопу обумовлена хвильовими властивостями світла і перед усім дифракційними явищами. Вона визначається роздільною здатністю об'єктива, в який входять промені світла, що дифрагують на структурних деталях предмету, і залежить, таким чином,



апертурного кута  $\theta$  характеристикою, яка історично до межі розрізнення  $Z_{\min}$  є **найменшої відстані між двома світлими точками предмету, які сприймаються в мікроскопі окремо.**

розрізнення, тим вища роздільна здатність оптичного приладу. Чим менша межа  
 В теорії Аббе формула для межі розрізнення  $Z_{\min}$  вигляд для “сухого” мікроскопа: має в

$$Z_{\min} = \frac{\lambda}{2 \sin \theta} .$$

При використанні імерсійного об’єктива (тобто у випадку, коли між предметом і об’єктивом розміщена рідина з показником заломлення  $n$ ) зображення і роздільна здатність мікроскопу значно збільшуються. У цьому випадку формула для межі розрізнення набуває вигляду:

$$Z_{\min} = \frac{\lambda}{2n \sin \theta} . \quad (8.12)$$

Величина  $A = n \cdot \sin \theta$  **числовою апертурою.** Оцінімо цю величину. Максимальна кутова апертура  $\theta_{\max} \sim 70^\circ$ , тоді для сухого об’єктива  $A = \sin 70^\circ = 0.94$ , якщо  $n = 1.5$ ,  $A = 1.5 \cdot 0.94 = 1.4$ , а для імерсійного вуючи світло з  $\lambda = 0.555$  мкм, Використо отримаємо для межі розрізнення найкраще подське суго мікроскопу  $Z_{\min} = 0.3$  мкм, кроскопа  $Z_{\min} = 0.2$  мкм. а для імерсійного мі

Не має сенсу нескінченно зменшувати  $Z_{\min}$ , еталі предмету повинні розрізнятися і оком. Реальне збільшення мікроскопа визначається так званим **корисним збільшенням  $\Gamma_{\text{корис}}$** , яке визначається співвідношенням:

$$\Gamma_{\text{корис}} = \frac{Z'}{Z_{\min}} ,$$

де  $Z'$  – тківці ока,  $Z_{\min}$  – межа розрізнення ока, тобто розмір зображення на сітківці ока. Реальне збільшення  $\Gamma_{\text{корис}}$  має величину, якщо розмір предмета  $Z$  більший за межу розрізнення мікроскопа  $Z_{\min}$  на віддалі найкращого зору  $D = 25$  см.



Нормальне око розрізняє дві точки, кутові віддалі між якими мають порядок  $2' - 4'$ ,

Тоді для такої кутової віддалі  $Z'$  (тобто декілька кутових хвилин)

$$Z' = 25 \cdot (2 \div 4) \cdot \frac{3.14}{180 \cdot 60} = (0.014 \div 0.028) \text{ см} = (140 \div 280) \text{ мкм}.$$

Таким чином, корисне збільшення мікроскопа

$$\Gamma_{\text{корис}} = (140 \div 280) 2 A / \lambda_0.$$

Тоді для сухого мікроскопа при  $\lambda_0 = 0.555 \text{ мкм}$  і числовій апертурі  $A = 0.94$

маємо:

$$\Gamma_{\text{корис}} = 500 \div 1000,$$

а для імерсійного мікроскопа з числовою апертурою  $A = 1.43$

$$\Gamma_{\text{корис}} = 700 \div 1400.$$

Отже, у звичайному оптичному мікроскопі корисне збільшення не може перевищувати значення  $\Gamma_{\text{корис}} \approx 1500$ .

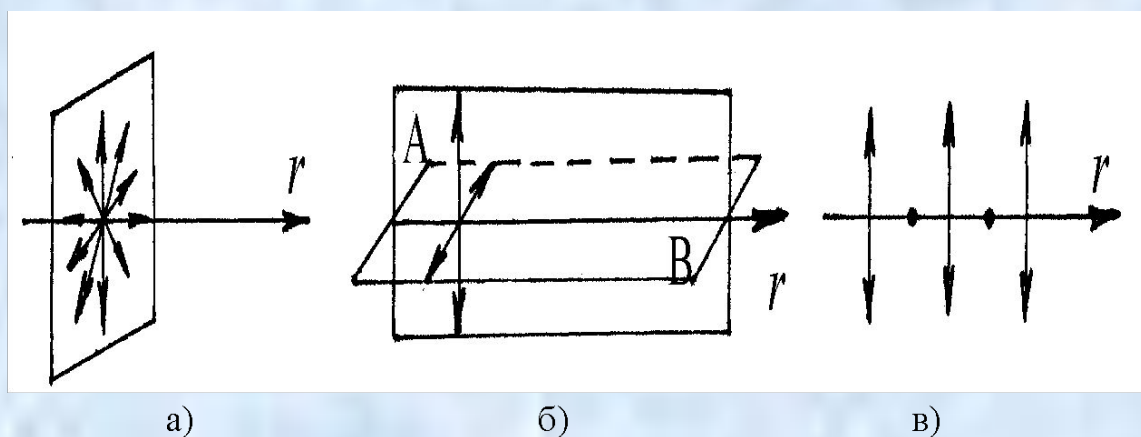
Збільшення називають корисними, тому що при них око розрізняє всі елементи структури об'єкта, які розрізнені мікроскопом.

Для вирішення різноманітних задач у біологічних дослідженнях використовують різні методи спостереження об'єктів за допомогою мікроскопа, основними з яких є наступні:

- методи світлого і темного поля в відбитих променях або променях, що проходять крізь об'єкт;
- методи спостереження в поляризованому і люмінесцентному світлі;
- метод фазового контрасту;

## 8.1. ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

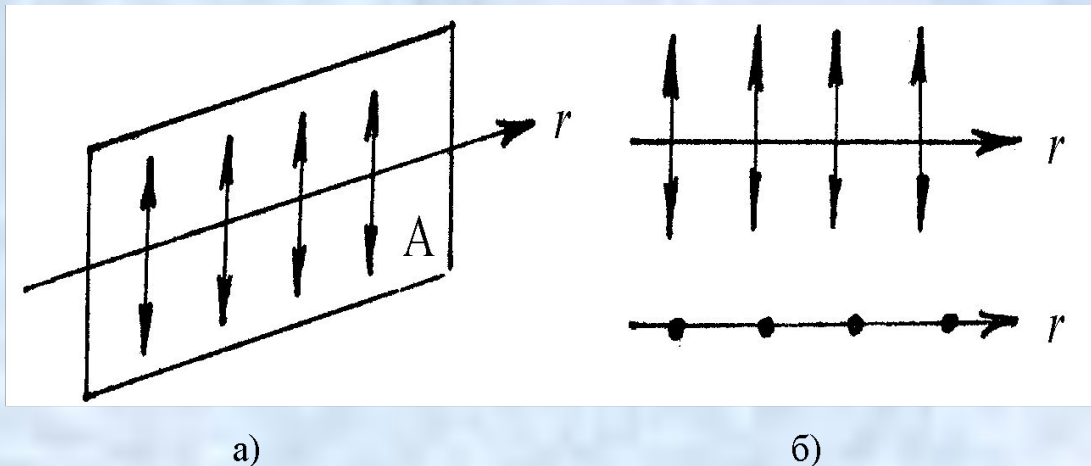
Електромагнітні хвилі, як відомо, є поперечними. У випромінюванні різних джерел (розжарених твердих тіл, газів, що світяться) внаслідок хаотичного руху елементарних джерел світла – атомів та молекул – присутні всілякі напрямки коливань вектора напруженості електричного поля  $E$ . випромінювання зветься **природним** (мал. 8.19а). Якщо спроектувати всі вектори  $E$ , на дві взаємно перпендикулярні площини  $A$  та  $B$ , проходять через світловий промінь, то суми проекцій на площини  $A$  та  $B$  природне світло виявляються однаковими (мал. 8.19б). Тому природне світло умовно позначають так, як це подано на мал. 8.19в.



Мал. 8.19. Проекції векторів напруженості електричного поля  $E$  в природному світлі: на площину, перпендикулярну променю  $r$  (а), на дві взаємно перпендикулярні площини  $A$  та  $B$  (б) та умовне позначення природного світла (в).

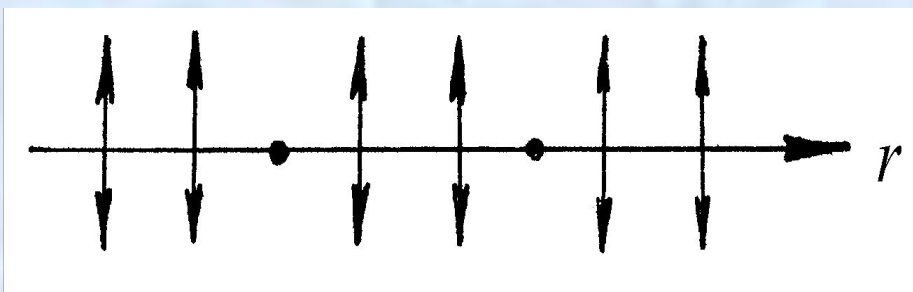
Випромінювання, в якому коливання вектора  $E$  у- ваються лише в одному напрямку, називається **поляризованим** (випромінювання електрона в поодинокому акті). Прикладом, в якій розташовані вектор  $E$  та вектор  $r$ , визначає напрямок розповсюдження випромінювання (тобто світловий промінь), зветься **площиною поляризації**

8.20 На мал. 8.20а зображена площина поляризації  $A$ , аного світла на мал.



*Мал. 8.20. Площина поляризації (а) та умовне позначення поляризованого світла (б).*

Світло, в якому коливання вектора  $E$  переважає коливання інших напрямків, зветься **частково поляризованим**. Співвідношення символічних позначень  $\boxtimes$  та  $\bullet$  характеризує ступінь поляризації (мал. 8.21). Подібні пристрої, що називаються **поляризаторами**.



*Мал. 8.21. Умовне позначення частково поляризованого світла.*

### 8.4.1.

#### Поляризація світла при відбиванні та заломленні

Якщо природне світло падає на відбиваючу поверхню діелектрика (скла, слюди) під кутом  $\alpha$ ,

Брюстера  $\text{tg} \alpha = n$ , який задовольняє умові скополя-

ризованою, причому вектор Ехвиля виявляється площивається в площині, яка перпендикулярна відбитому світлу падіння (мал.

8.22  $\alpha$ ,  $\beta$  тера, зветься

**кутом повної поляризації**, який задовольняє умові Брюстера.

довести, що при виконанні умови Брюстера відбитий і заломлений промені виявляються перпендикулярними один до одного. Дійсно, відповідно до закону заломлення світла

$$\sin \alpha / \sin \beta = n,$$

згідно з умовою Брюстера  $\sin \alpha / \cos \alpha = n$ ,

отже

$$\sin \beta = \cos \alpha,$$

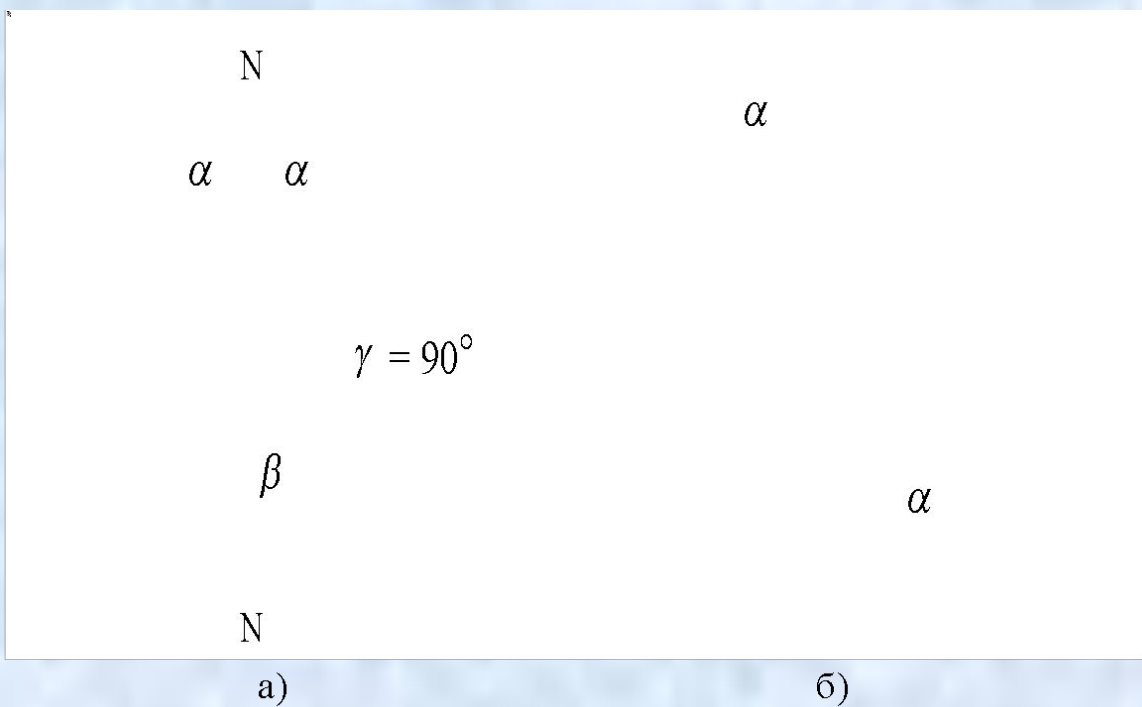
звідки випливає, що  $\alpha + \beta = 90^\circ$ ,

$$\gamma = 180^\circ - (\alpha + \beta) = 90^\circ.$$

Заломлений промінь у цьому випадку виявляється максимально частково поляризованим у площині падіння (мал. 8.22а).

Недослідком поляризації промінювання (з 5% при відбиванні від скляної пластинки). Саме тому на практиці використовують багатократне відбивання від стопи пластинок. Промінь, що проходить крізь стопу, поступово звільняючись від коливань, перпендикулярних до площини падіння, стає практично плоскополяризованим у площині падіння (мал. 8.22





*Мал. 8.22. Поляризація світла при відбиванні під кутом Брюстера.*

## 8.4.2.

### Пolarization of light in uniaxial crystals

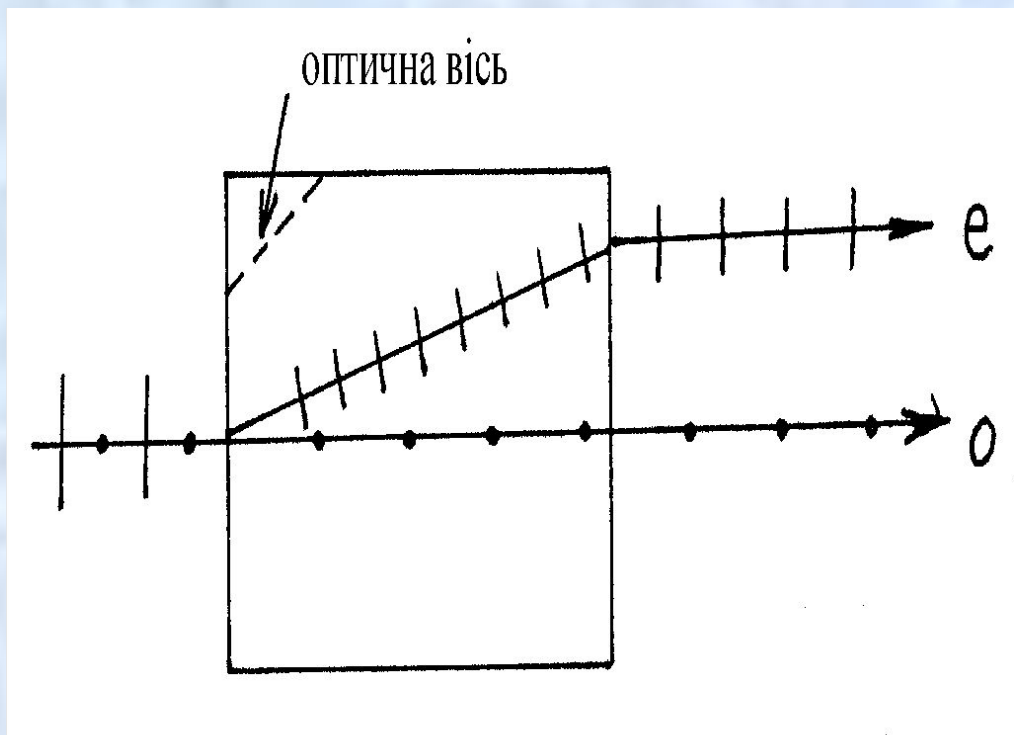
При проходженні світла крізь кристали (за винятком тих, котрі належать до кубічної системи) світловий промінь роз'єднується на два промені, які поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах (мал. 8.23). Це явище одержало назву *подвійного променезаломлення*.

Для одного з цих двох променів не виконуються закони заломлення (він відхиляється від напрямку падаючого променя навіть при нульовому куті падіння на передню грань кристала) і тому він зветься *незвичайним* ( $e$ ).

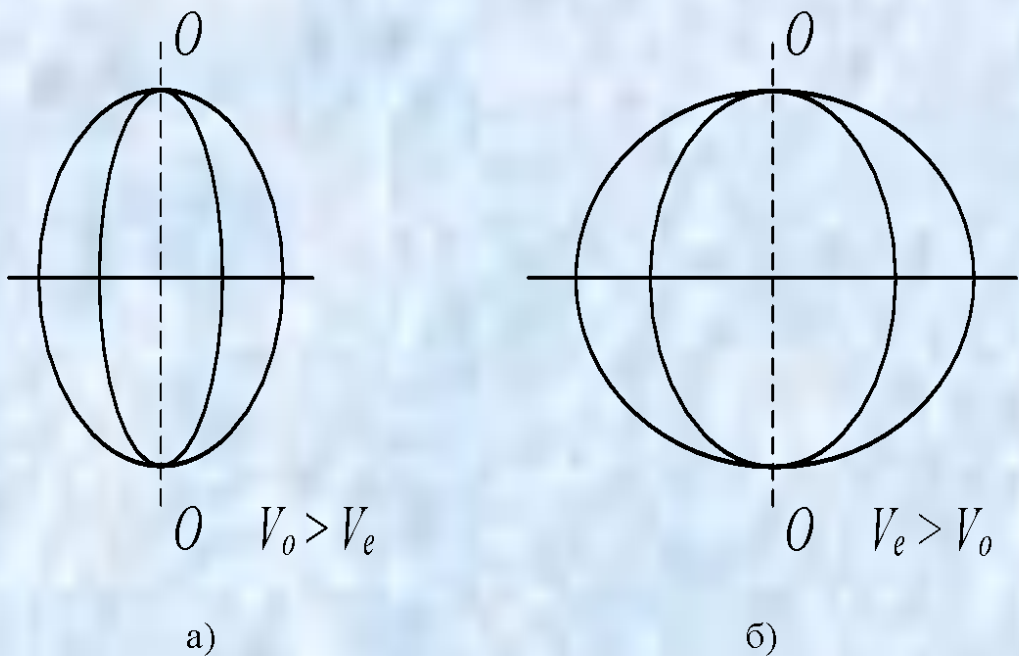
Другий промінь (звичайний) ( $o$ ) задовольняє законам заломлення. Подвійне променезаломлення пояснюють різними швидкостями розповсюдження звичайних ( $v_o$ ) та незвичайних ( $v_e$ ) променів і тому різними показниками заломлення ( $n_o$  та  $n_e$ ).

Хід звичайних та незвичайних променів у кристалах можна наочно уявити за допомогою хвильових поверхонь. Уявіть, що всередині кристалу відбувся світловий спалах, внаслідок чого в усі боки розповсюджуються дві хвилі: звичайна та незвичайна. В деякий момент часу їх хвильові поверхні займуть положення, відображене на мал. 8.24. Сферичний фронт відповідає звичайній хвилі, а еліпсоїдальний – незвичайній, швидкість розповсюдження якої залежить від напрямку. Для “додатніх” кристалів  $v_o > v_e$  (мал. 8.24), а для “від'ємних” – навпаки,  $v_o < v_e$  (мал. 8.24б). У кристалах існує напрямок, вздовж якого звичайний та незвичайний промені розповсюджуються з однаковими швидкостями ( $v_e = v_o$ ), іляючись. Цей напрямок зветься *оптичною віссю кристала*.

Найбільша різниця швидкостей звичайного та незвичайного променів має місце в напрямку, перпендикулярному оптичній вісі кристала. Площина в кристалі, яка проходить крізь оптичну вісь та падаючий промінь, зветься *головною*.



*Мал. 8.23. Подвійне променезаломлення в кристалі.*

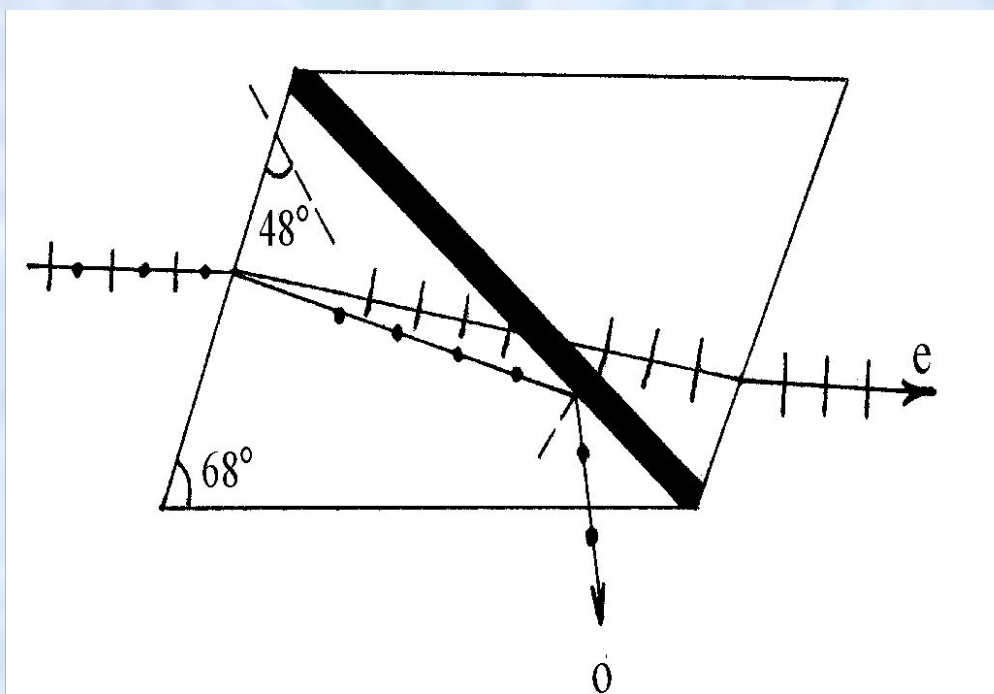


*Мал. 8.24. Розповсюдження в кристалі звичайної та незвичайної хвиль.*

У звичайному промені вектор  $E$  перпендикулярно головній площині, а у незвичайному — в головній площині.

Поляризовані промені виходять з кристалу під дуже малими кутами. Слід підкреслити, що при виході з кристалу обидва промені відрізняються лише площинами поляризації, саме тому назва “звичайний” та “незвичайний” має сенс лише всередині кристалу. Для просторового розведення променів використовують різні засоби. Найбільш розповсюдженим є використання призми Ніколя (мал. 8.25). З кристалу ісландського шпату вирізають дві призми, а потім склеюють їх канадським бальзамом, показник заломлення якого має значення, проміжне між значеннями показників заломлення ісландського шпату для звичайного  $n_o$  та незвичайного  $n_e$  променів:

$$n_e < n_{к.б.} < n_o \quad (n_e = 1.486; n_{к.б.} = 1.556; n_o = 1.658).$$



*Мал. 8.25. Отримання поляризованого світла за допомогою призми Ніколя.*



Кути в призмі підібрані таким чином, щоб звичайний промінь на поверхні канадського бальзаму зазнав повне внутрішнє відбиття і відхилився вбік. Незвичайний промінь проходить про шарок канадського бальзаму і виходить з кристалу (для нього не виконується умова повного внутрішнього відбиття, тому що  $n_{к.б.} > n_e$ ).

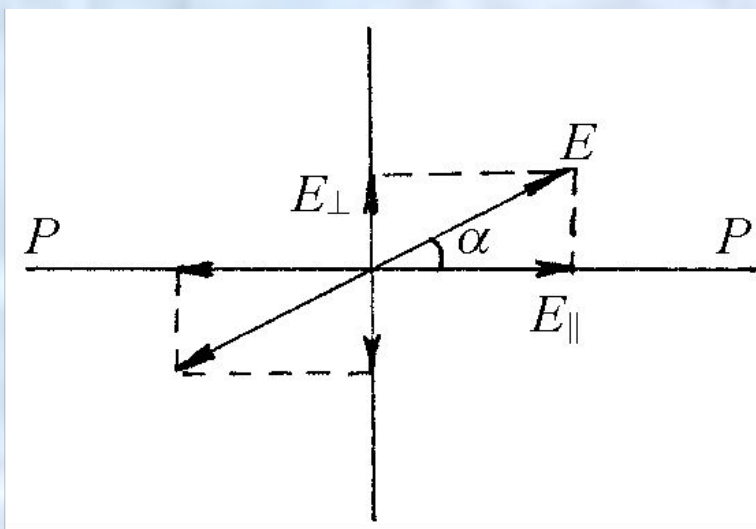
### 8.4.3.

### Поляризатори світла при проходженні крізь

У деяких кристалах, таких як турмалін, герпатит, один з променів при подвійному променезаломленні поглинається сильніше за інший. Так, наприклад, в турмаліні звичайний промінь поглинається практично повністю на шляху довжиною 1 мм, герпатиту на шляху довжиною 0,1 мм. Кристалих певним чином. Такий поляризатор звать **поляроїдом**. відзначити, що і турмалін, і герпатит характеризуються селективним поглинанням не лише у відношенні до променів з різними площинами поляризації, але й з різними довжинами хвиль. Саме тому поляризоване світло, що виходить з кристалу, виявляється забарвленим, причому в різних напрямках забарвлення різне. Це явище зветься **діхроїзмом**.

Таким чином, поляризатори пропускають промені з певною площиною поляризації, яку назвемо площиною поляризатора, і затримують промені з коливанням  $E$ , відбуваються перпендикулярно до площини поляризатора.

Поляризатор можна використовувати для аналізу поляризованого світла, в цьому випадку його звать **аналізатором**. Якщо поляризоване світло з амплітудою електричного вектора  $E$  падає на аналізатор, то він пропустить складову, до рівної проекції  $E$  на площину аналізатора тобто атвора ( $E_{\perp}$ ), яка перпендикулярна до площини аналіз



*Мал. 8.26.  
Проходження  
поляризованого  
світла крізь  
аналізатор.*

З наведеного малюнка маємо:  $E_{\parallel} = E \cos \alpha$ ,  $\alpha$  – кут між площиною поляризації падаючого світла та площиною аналізатора  $PP$ . Оскільки інтенсивність електромагнітної хвилі пропорційна  $E^2$ ,

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (8.13)$$

де  $I_0$  – інтенсивність поляризованого світла, що падає на аналізатор. Одержане рівняння (8.13) називається **законом Малюса**.

Основою приладів, які використовують для досліджень в поляризованому світлі, є система, що складається з поляризатора та аналізатора, між якими розміщують об'єкт, що його мають дослідити.

#### 8.4.4.

### Обертання площини поляризації оптично

При проходженні плоскополяризованого світла крізь деякі речовини спостерігається обертання площини поляризації. Такі речовини звать **оптично активними**.

Відносять деякі кристали (наприклад, кварц), Дрідини (нікотин, скнідар), розчини біомолекул (білків, нуклеїнових кислот, полісахаридів).

Було встановлено, що кут обертання площини поляризації оптично активною речовиною дорівнює:

$$\varphi = \varphi_0 L, \quad (8.14)$$

де  $L$  – відстань, яку світло проходить в оптично активній речовині,  $\varphi_0$  – стала обертання. Для розчинів було встановлено такий закон:

$$\varphi = [\varphi_0] CL, \quad (8.15)$$

де  $C$  – концентрація оптично активної речовини,  $L$  – товщина шару речовини (довжина кювети),  $[\varphi_0]$  – питоме обертання.

Питоме обертання  $[\varphi_0]$  речовини залежить від температури, властивостей розчинника та довжини світлової хвилі. Ця залежність  $[\varphi_0]$  хвилі визначається **законом Біо**:

$$[\varphi_0] \sim 1/\lambda^2.$$

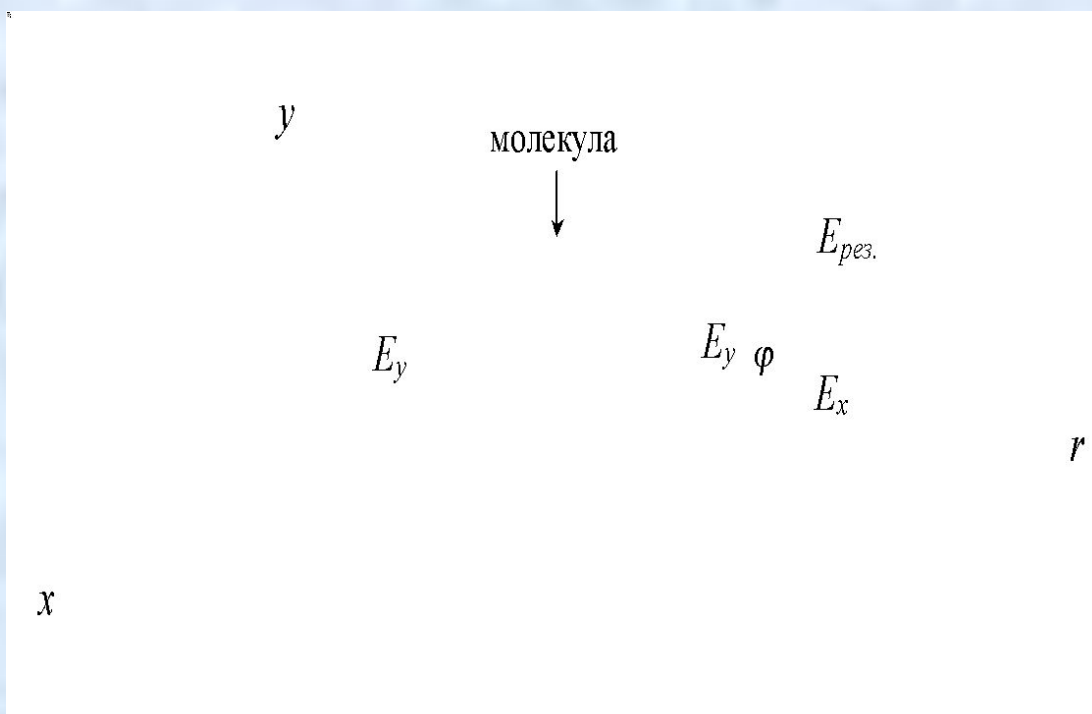
Застосовуючи різні світлофільтри, можна дослідити залежність  $[\varphi_0]$  від довжини хвилі  $\lambda$ . Ця залежність зветься **дисперсією оптичного обертання**.

Ця залежність зветься **дисперсією оптичного обертання** (залежність зветься дисперсією оптичного обертання). Явище ДОО використовується для дослідження структури білків та нуклеїнових кислот, оскільки більшість біомолекул вміщують оптично активні центри. Прилади, які призначені для дослідження ДОО, зуться **спектрополяриметрами**.

Множина оптично активних речовин належать до класу Молекули ізомерів, такі молекули не мають дзеркальної симетрії.



Щоб розібратися в явищі оптичної активності, розглянемо асиметричну молекулу у вигляді спіралі (мал. 8.27). Нехай на молекулу падає промінь світла, поляризований вздовж вісі  $OY$ . У цьому випадку коливання вектора  $E$  вгору і вниз по спіралі, який можна вважати рухом електронним струмом. Такий струм спричинює випромінювання електромагнітної хвилі, яка буде поляризована вздовж вісі  $OY$ . Однак, при русі електрона вздовж спіралі, з'являється складова вектора  $E$  вздовж вісі  $OX$  ( $E_x$ ), падаюче випромінювання мало лише незважені компоненти, що чиним, результуючий вектор  $E$  явиться поверненим на деякий кут  $\varphi$  відносно напрямку коливань. При розповсюдженні променя молекулу випромінювання. Крізь речовину напрямку коливань вектора  $E$  повертатися все більше та більше. Величина повороту площини поляризації розчином оптично активної речовини виявиться тим більшою, чим більша кількість оптично активних молекул зустрінеться на шляху даного променя, тобто чим більша концентрація розчину і товщина його шару.



*Мал. 8.27. Повертання площини поляризації молекулою оптичного ізомеру.*

## 8.1. ВЗАЄМОДІЯ СВІТЛА З РЕЧОВИНОЮ

Світлова хвиля, проходячи крізь речовину, викликає вимушені коливання електронів та іонів. Внаслідок цього спостерігається низка процесів, найбільш важливими з котрих є дисперсія, поглинання і розсіяння світла.

### 8.5.1.

#### Дисперсія світла

#### Дисперсією світла

розповсюдження світлових хвиль називають дисперсією (це від довжини хвилі). Внаслідок залежності  $v = v(\lambda)$  речовини  $n$  ( $n = \frac{c}{v}$ ), показник заломлення визначається також залежністю від довжини хвилі в оптичній області має складний характер. Розглянемо ділянки спектра, для яких речовина прозора (тобто ті довжини хвиль, які слабо поглинаються речовиною). На цих ділянках залежить показника заломлення  $n$  від довжини хвилі  $\lambda$  описується формулою Коші

$$n = a + \frac{b}{\lambda^2}, \quad (8.16)$$

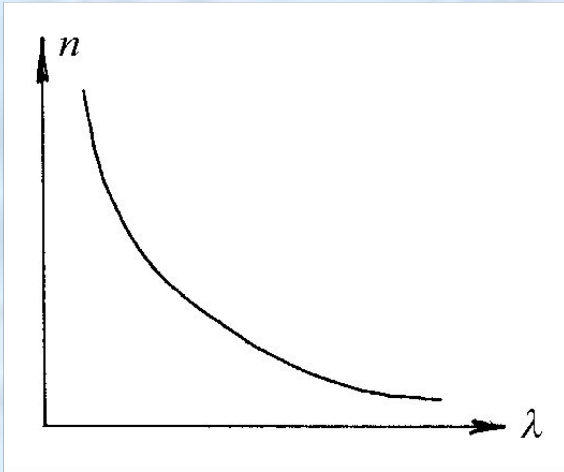
де  $a$  та  $b$  – величини, що є сталими для даної речовини (мал. 8.28). На різних ділянках спектра дисперсія характеризується зміною показника заломлення, що припадає на одиницю спектрального інтервалу:

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

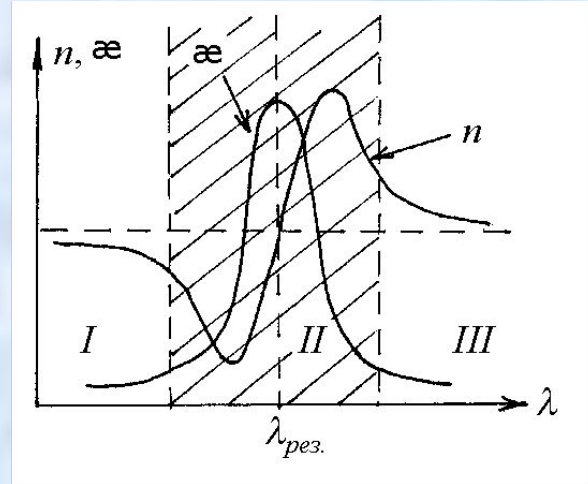
Величина  $D$  називається дисперсією речовини. Згідно з формулою Коші, для прозорих ділянок спектра дисперсія речовини дорівнює

$$D = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2b}{\lambda^3} < 0,$$

тобто із збільшенням довжини хвилі показник заломлення зменшується. Дисперсія, при якій показник заломлення зменшується із збільшенням довжини хвилі, називається **нормальною**.



**Мал. 8.28. Залежність показника заломлення від довжини хвилі на “прозорих” ділянках спектра (нормальна дисперсія).**



**Мал. 8.29. Залежність показника заломлення від довжини хвилі на ділянках спектра, де відбувається сильне поглинання світла речовиною (аномальна дисперсія).**

На ділянках спектра, де відбувається сильне поглинання світла речовиною, показник заломлення поводить ся інакше: спочатку він різко зменшується, потім швидко зростає, а, досягнувши максимуму, знову різко зменшується (мал. 8.29).

Область II – область *аномальної дисперсії*. сті

У цій обла

$$D = \frac{dn}{d\lambda} > 0.$$

В значному проміжку довжин хвиль у кожної речовини спостерігають декілька областей аномальної дисперсії.

Формула Коші (8.16) є частинним випадком більш загального співвідношення, яке справедливе також і в області аномальної дисперсії:

$$n^2 = 1 + \frac{Ne^2}{m\epsilon_0} \sum_{i=1}^n \frac{f_i}{\omega_{0i}^2 - \omega^2}, \quad (8.17)$$

де  $N$  – кількість атомів в одиниці об'єму речовини,  $f_i$  – зважена сила осцилятора, так зветься система, що подібна до пружинного маятника, який має масу  $m$ , заряд  $e$  та власну частоту  $\omega_{0i}$ . Прийнято вважати, що в ультрафіолетовій частині спектру поглинання роль осциляторів виконують електрони, тоді як в інфрачервоній – іони.

З формули (8.17) випливає, що при прямуванні частоти світла  $\omega$  до власних частот коливань осциляторів  $\omega_{0i}$  показник заломлення необмежено зростає (рис. 11). На справді з урахуванням сил опору (тертя), що діють на осцилятори, це зростання стає обмеженим. Внаслідок зростання  $n$  при  $\omega \rightarrow \omega_{0i}$ , во вимірних частотах областей аномальної дисперсії можна визначити частоти власних коливань електронів та молекул молекулах речовини. Крім того, при виконанні умови резонансу повинна спостерігатися інтенсивна передача енергії від хвилі, що розповсюджується, до атомів та молекул речовини, тобто повинно мати місце інтенсивне поглинання речовиною енергії випромінювання, що проходить крізь речовину.



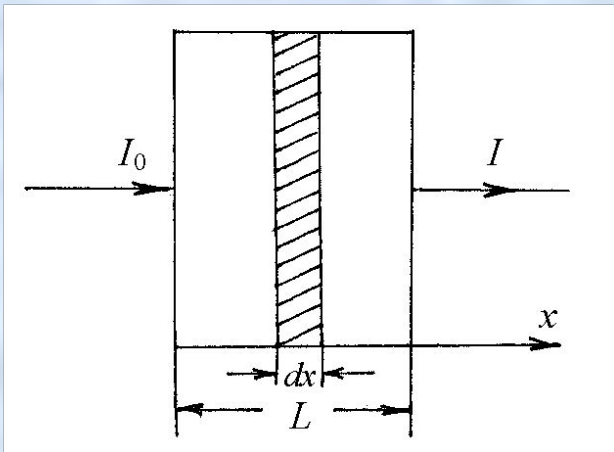
### 8.5.2.

### Поглинання світла

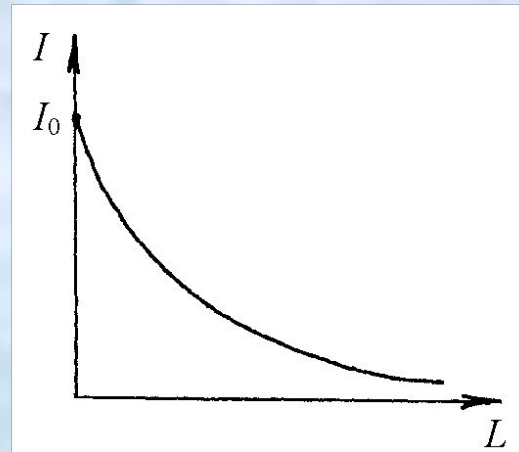
Нехай на вході в поглинаючий шар товщиною  $L$  інтенсивність світлової хвилі дорівнює  $I_0$ . Знайдемо інтенсивність світла  $I$ , що вийде з шару речовини (мал. 8.30а). Для нескінченно тонкого шару товщиною  $dx$  зменшення інтенсивності світла пропорційне до товщини  $dx$  цього шару, тобто

$$-\frac{dI}{I} = \alpha dx,$$

де  $\alpha$  — коефіцієнт пропорційності, що зветься **коефіцієнтом поглинання**.



**Мал. 8.30а. Поглинання світла при проходженні крізь речовину.**



**Мал. 8.30б. Експоненціальне зменшення інтенсивності світла за рахунок поглинання.**

Проінтегруємо одержану рівність:

$$\int_{I_0}^I \frac{dI}{I} = - \int_0^L \alpha dx.$$

В результаті інтегрування маємо

$$\ln \frac{I}{I_0} = -\alpha L,$$

або

$$I = I_0 e^{-\alpha L}. \quad (8.18)$$

Одержана рівність називається *законом Бугера*.

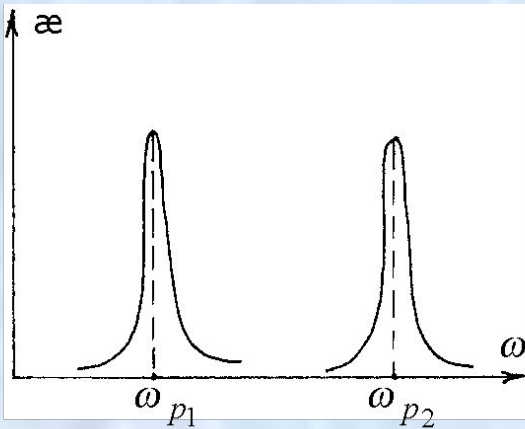
Вона описує експоненціальне зменшення інтенсивності світла при проходженні шару речовини товщиною  $L$  (кон мал. 8.30б). Законом у

був встановлений французьким фізиком П. Бу

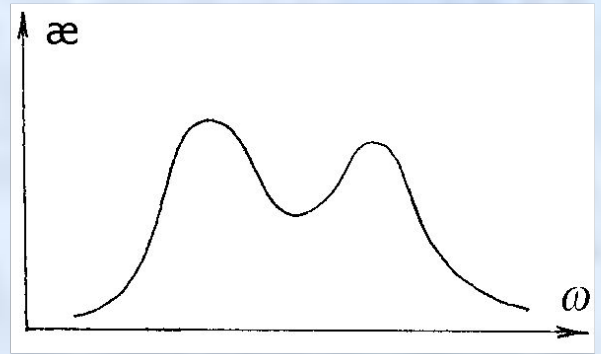
р. Коефіцієнт поглинання  $\alpha$  залежить від довжини хвилі випромінювання та природи поглинаючої речовини. Виміри показали, що в області аномальної дисперсії залежність  $\alpha = f(\lambda)$

має різкий максимум (мал. 8.29). Якщо атоми та молекули практично не взаємодіють між собою (наприклад, в газах чи парах при невеликих тисках), то коефіцієнт поглинання відмінний від нуля лише на дуже вузьких спектральних дільницях. Ці максимуми відповідають резонансним частотам коливань електронів всередині атомів (мал. 8.31).

Розширення смуг поглинання є наслідком взаємодії атомів між собою. Так, наприклад, спектри поглинання твердих тіл, рідин та газів при високих тисках становлять досить широкі смуги (мал. 8.32).



**Мал. 8.31. Спектр поглинання світла газами та парами при невеликих тисках.**



**Мал. 8.32. Спектри поглинання твердих тіл, рідин та газів при високих тисках.**

Якщо поглинаючою речовиною виступає розчин, то коефіцієнт поглинання, як це було встановлено Бером, пропорційний до концентрації розчиненої речовини:  $\epsilon = \epsilon_1 C$ , де  $\epsilon_1$  – коефіцієнт поглинання в розчині, одинач концентрації. В цьому випадку закон поглинання світла набуває вигляду

$$I = I_0 e^{-\epsilon_1 CL}. \quad (8.19)$$

Формула (8.19) зветься **законом Бугера-Ламберта-Бера**. Іноді в цьому законі переходять від основи  $e \approx 2.718$  до основи 10.

Тоді, оскільки  $e = 10^{0.43}$ ,

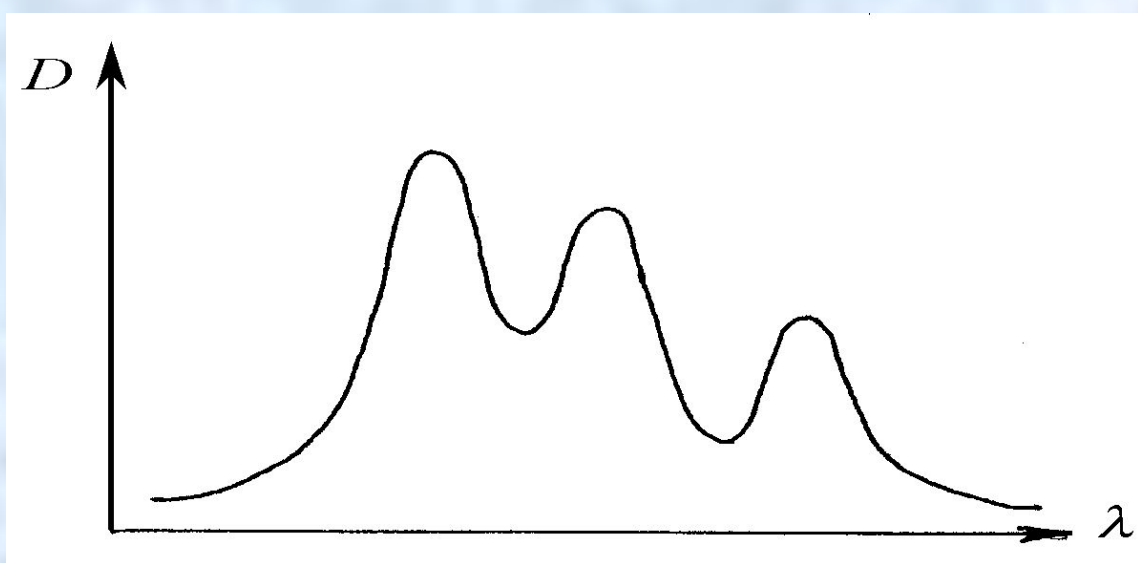
$$I = I_0 10^{-0.43 \epsilon_1 CL} = I_0 10^{-\epsilon'_1 CL}, \quad \epsilon'_1 = 0.43 \epsilon_1.$$

Величину  $\tau = I / I_0$  називають **коефіцієнтом пропускання**, а величину  $D = -\lg \tau = \lg I_0 / I$  називають **оптичною густиною** розчину. Таким чином,

$$D = \lg \frac{I_0}{I} = \epsilon'_1 CL.$$

Спектри поглинання розчинів реєструються в координатах  $D = f(\lambda)$  (мал. 8.33). Пристрій, що призначений для реєстрації спектрів поглинання, зветься **спектрофотометром**. За допомогою спектрофотометра можна проводити як **який** та кількісний аналіз суміші за її спектром поглинання, вивчати структуру та склад біологічних об'єктів, не порушуючи цілісності тканини.

Закон Бугера-Ламберта-Бера лежить в основі методу **концентраційної колориметрії** – визначення концентрації речовини **фотометричним методом**



**Мал. 8.33. Спектр поглинання світла розчином в координатах  $D = f(\lambda)$ .**

Якщо два розчини однієї й тієї ж речовини поглинають світло однаково, то відношення їх концентрацій обернено пропорційне відношенню довжин оптичних кювет. Дійсно, якщо  $D_1 = D_2$ ,

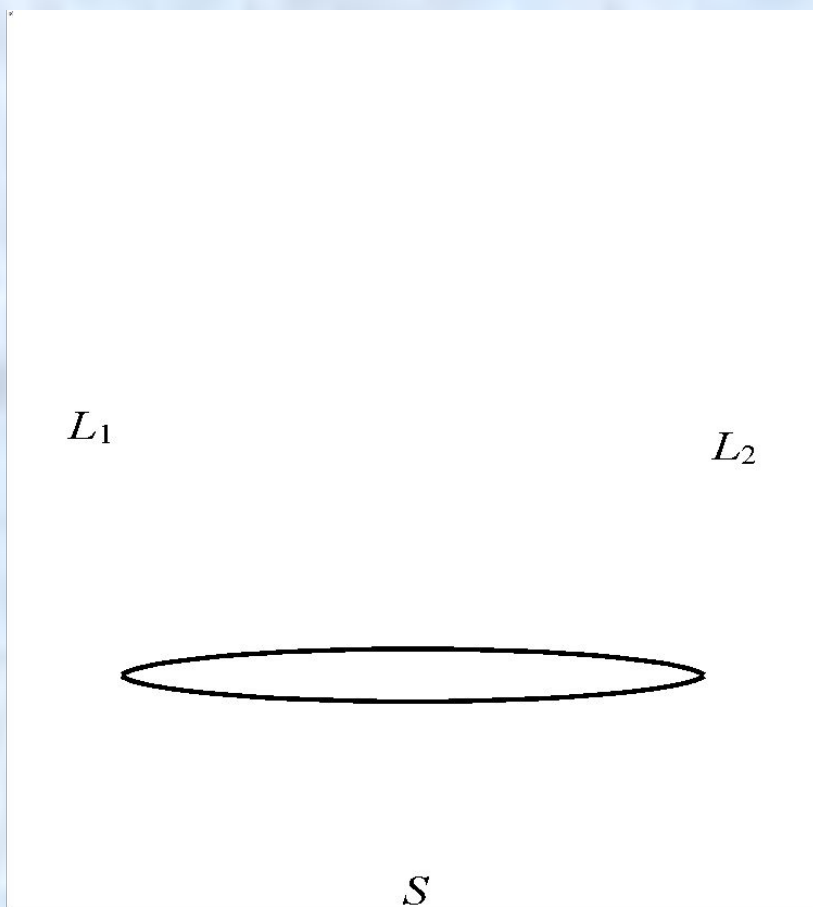
$$\text{то } \epsilon_1 C_1 L_1 = \epsilon_1 C_2 L_2, \quad \frac{C_1}{C_2} = \frac{L_2}{L_1}.$$



На мал. 8.34 подано схему візуального плунжерного колориметра. Світло від джерела  $S$ , проходячи крізь конденсорну лінзу, падає на два стакани, один з яких наповнений стандартним розчином  $C_{ст}$ , розчином  $C_x$ , а інший – порожній. Два шарів розчинів регулюються за допомогою двох спеціальних вічок – плунжерів. Проходячи крізь рідини та плунжери, світло попадає на призму, а потім в поле зору спостерігача. Способом занурення плунжерів у розчини домагаються однакової яскравості обох половин поля зору. У цьому випадку концентрація розчину, який досліджується, визначається із співвідношення:

$$C_x = \frac{C_{ст} \cdot L_{ст}}{L_x},$$

де  $L_{ст}$  та  $L_x$  визначаються по шкалах біля плунжерів.



**Мал. 8.34. Схема візуального плунжерного колориметра.**

### 8.5.3. **Розсіяння світла**

Коли світлова хвиля проходить крізь речовину, електрони всередині атомів та молекул здійснюють вимушені коливання з частотою падаючого випромінювання. У цьому випадку вони самі стають вторинними випромінювачами. Розрахунки свідчать про те, що в однорідних середовищах (оптичному склі, чистих, прозорих рідинах та газах) вторинні хвилі внаслідок інтерференції гасять одна одну по всіх напрямках, крім напрямку розповсюдження світла, що проходить крізь речовину. Для повного гасіння необхідна умова однорідності середовища, тому що необхідна не лише когерентність, але й рівність інтенсивностей вторинних хвиль. При наявності неоднорідностей інтенсивність вторинних хвиль в різних місцях та напрямках буде мати різні значення, а тому повного гасіння не відбудеться і спостерігатиметься явище **розсіяння світла**.

Розрізняють два види неоднорідностей:

1.

Неоднорідності, що зумовлені присутністю мілких сторонніх частинок (рудан, дим, емульсія, суспензія). Такі середовища, які складаються з мілких сторонніх частинок, завислих в однорідному середовищі, зветься **мутними**. Розсіяння світла в мутному середовищі називається **ефектом Тіндаля**. По

2.

Неоднорідності середовища, що приводять до флуктуацій діелектричної проникливості чи показника заломлення речовини, зветься **оптичними**. Флуктуації показника заломлення, що викликаються флуктуаціями температури, концентрації тощо, називається **молекулярним** (відхилення певної величини від її середнього значення). Флуктуація – це

Релей встановив, що при розсіянні світла у мутному середовищі на частинках, менших за розміром, ніж  $0.2\lambda$ , також при молекулярному розсіянні **інтенсивність розсіяного світла обернено пропорційна четвертій степені довжини хвилі (закон Релея)**:

$$I_{\text{розс}} = \frac{\text{const}}{\lambda^4}.$$

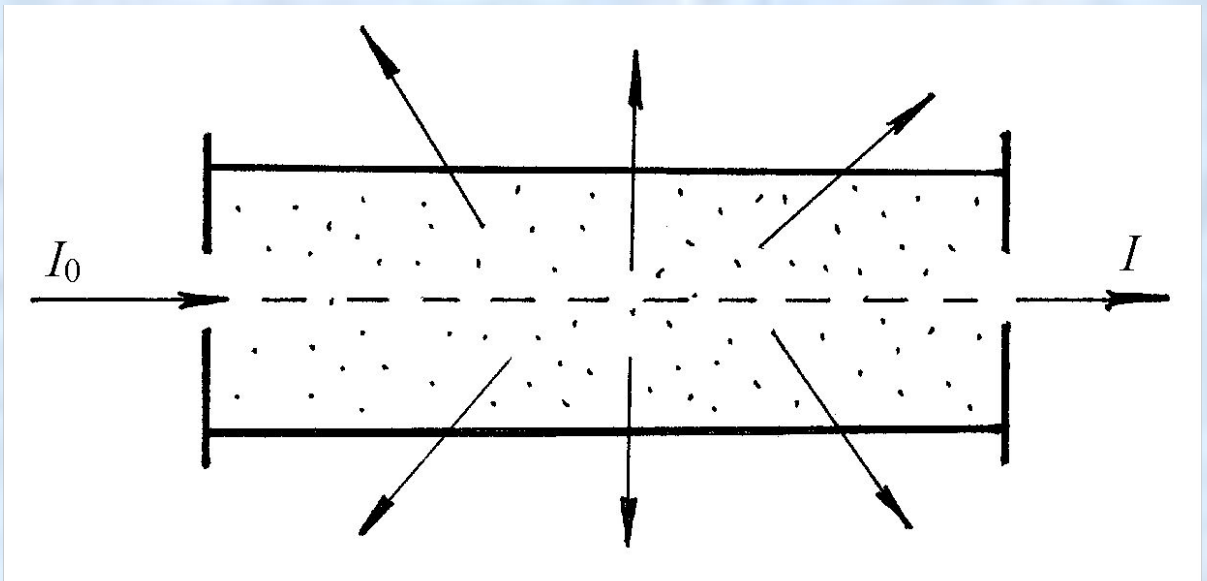
Якщо розміри неоднорідностей значно переважають довжину хвилі випромінювання, то

$$I_{\text{розс}} = \frac{\text{const}}{\lambda^2}.$$

Внаслідок розсіяння світла в усі інші напрямки інтенсивність світла в напрямку розповсюдження зменшується скоріше, ніж у випадку одного лише поглинання (мал. 8.35). Послаблення інтенсивності в цьому випадку описується формулою

$$I = I_0 e^{-\mu L}, \quad I = I_0 10^{-\mu' L}, \quad (8.20)$$

де  $\mu = \kappa + \alpha$  — коефіцієнт послаблення ( $\mu' = 0.43\mu$ ),  $\kappa$  — коефіцієнт розсіяння,  $\alpha$  — коефіцієнт поглинання, що віднесені до одиниці довжини шляху в речовині.



**Мал. 8.35. Послаблення світла при проходженні крізь речовину**

Інтенсивність розсіяного світла в різних напрямках (в наближенні Релея) можна визначити за формулою

$$I_{\alpha} = I_{\pi/2} (1 + \cos^2 \alpha). \quad (8.21)$$

Слід відзначити, що світло, розсіяне під кутом  $\alpha = \pi / 2$  напрямку випромінювання, що проходить крізь речовину, виявляється поляризованим, а за інтенсивністю вдвічі меншим розсіяного під кутами  $\alpha = 0$   $\alpha = \pi$ .

(Методи виміру параметрів з інтенсивності розсіяного світла і поляризації розсіяного світла з метою одержання інформації щодо концентрації, розмірів частинок і макромолекул в розчинах та характеру міжмолекулярної взаємодії зветься **нефелометрією**, пристрої – **нефелометрами**, а самі



## 8.1. ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ТЕРМОГРАФІЇ, ЗАКОНИ ТЕПЛООВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

*Теплове (температурне) випромінювання – це електромагнітне випромінювання тіл, що виникає за рахунок їх внутрішньої енергії (енергії теплового руху атомів та молекул).*

Теплове випромінювання є властиве всім тілам, температура яких вища за абсолютну нуль.

Теплове випромінювання тіла людини переважає фізичні поля, що випромінюються ним і можуть бути зареєстровані. Потужність теплового випромінювання з кожного квадратного сантиметра поверхні тіла становить приблизно  $10^{-2} \text{ Вт}$ , загальна потужність випромінювання тіла людини  $\sim 100 \text{ Вт}$ .

Теплове випромінювання тіла людини має неперервний спектр, максимум якого залежить від температури тіла. Із збільшенням температури загальна енергія теплового випромінювання зростає, а максимум зсувається в бік менших довжин хвиль. Ці фактори можуть бути використані в медицині, зокрема, в діагностиці. У здорової людини розподіл температури по різних точках поверхні тіла досить характеристичний. Але запальні процеси, пухлини здатні значно змінювати місцеву температуру. Таким чином, реєстрація випромінювання різних ділянок поверхні тіла і визначення їх температури може служити діагностичним методом. Такий метод зветься *термографією*.

Теоретичну основу даного методу становлять закони теплового випромінювання. Введемо основні характеристики теплового випромінювання.

*Потік випромінювання  $\Phi$*  – середній значення випромінювання за проміжок часу, що перевищує період електромагнітних коливань. Потік  $\Phi$  вимірюється у ватах ( $\text{Вт}$ ).

Потік випромінювання з одиниці площі поверхні тіла називають **енергетичною світністю тіла**  $R_e$ :

$$R_e = \frac{\Phi}{S}, \quad [R_e] = \frac{Вт}{м^2}.$$

Енергетична світність тіла, що віднесена до одиниці спектрального інтервалу, зветься **спектральною густиною енергетичної світності**  $r_\lambda$ :

$$r_\lambda = \frac{dR_e}{d\lambda}, \quad [r_\lambda] = \frac{[R_e]}{[\lambda]} = \frac{Вт}{м^3}.$$

Величина спектральної густини енергетичної світності залежить від довжини хвилі. Залежність  $r_\lambda = f(\lambda)$  називається **спектром випромінювання** тіла. Зрозуміло, що енергетична світність по всьому спектру дорівнює

$$R_e = \int_0^{\infty} r_\lambda d\lambda, \quad (8.22)$$

саме тому  $R_e$  називають ще й **інтегральною енергетичною світністю**.

Введемо характеристики поглинаючої здатності тіла.

**Коефіцієнтом поглинання**  $\alpha$

дорівнює відношенню потоку випромінювання, що поглинається тілом ( $\Phi_{\text{погл}}$ ), до потоку, що падає на тіло ( $\Phi_{\text{пад}}$ ):

$$\alpha = \frac{\Phi_{\text{погл}}}{\Phi_{\text{пад}}}.$$

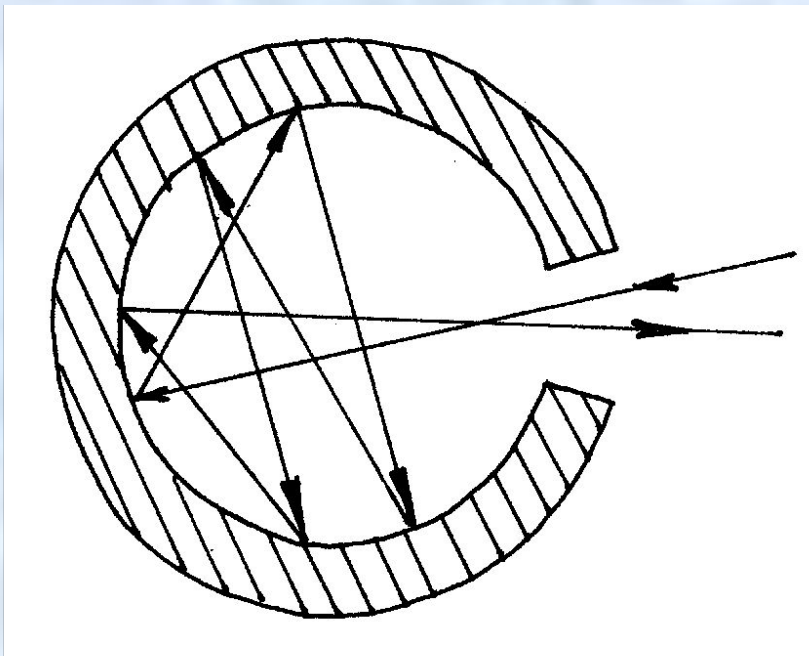
Якщо величина  $\alpha$  віднесена до одиниці спектрального інтервалу, то говорять про **монохроматичний коефіцієнт поглинання**

$$\alpha_\lambda = \frac{\Phi_{\text{погл}}(\lambda)}{\Phi_{\text{пад}}(\lambda)}.$$

Тіло, для якого монохроматичний коефіцієнт поглинання дорівнює одиниці у всьому спектральному інтервалі і при будь-якій температурі, називається **абсолютно чорним**, бо

$$\alpha_{\lambda}^{\text{абс.ч.т}} = 1. \quad \text{то}$$

Моделлю абсолютно чорного тіла може бути порожнина з дуже малим отвором (мал. 8.36). Промінь будь-якої довжини хвилі, що попав всередину такої порожнини, може вийти з неї тільки після багатократних відбивань. При кожному відбиванні від стінок порожнини частина енергії променю поглинається і лише мізерна доля енергії променів, що попали в отвір, зможе вийти назад; тому коефіцієнт поглинання отвору виявиться близьким до одиниці.

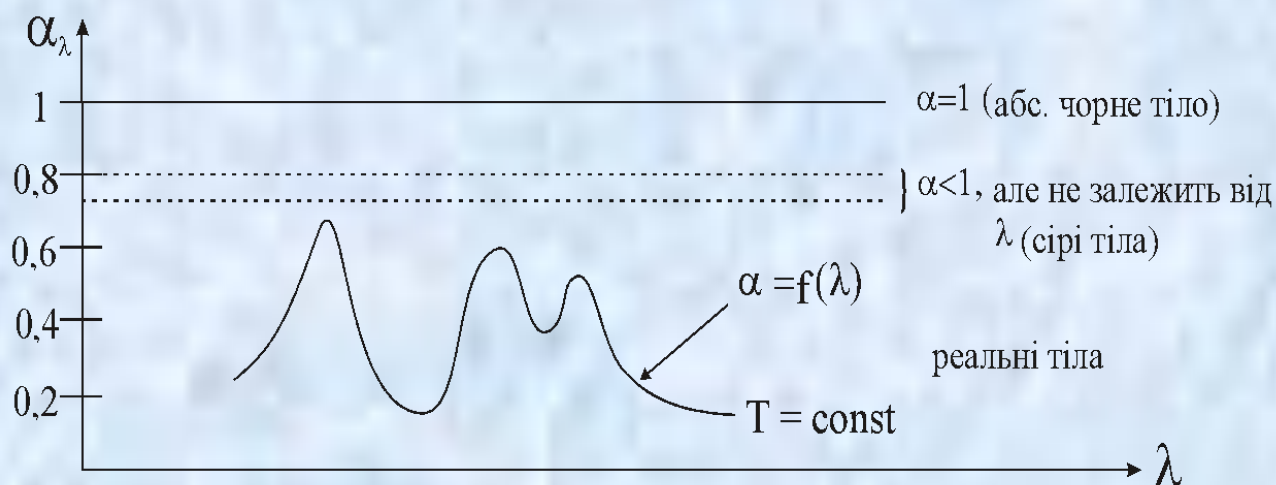


**Мал. 8.36. Модель абсолютно чорного тіла.**



В теорії теплового випромінювання вводять також поняття *сірого тіла*. Це тіло, коефіцієнт поглинання якого менше за одиницю і не залежить від довжини хвилі. Тіло людини можна вважати сірим в інфрачервоній частині спектра, оскільки його коефіцієнт поглинання у цьому спектральному діапазоні  $\alpha_\lambda \approx 0.9$ .

На мал. 8.37 відображена залежність монохроматичного коефіцієнта поглинання довільного тіла від довжини хвилі при даній температурі. При зміні температури характер кривої  $\alpha_\lambda = f(\lambda)$  поглинаючого тіла при одній температурі, можуть пропускатися при іншій температурі і навпаки (див. нижній параграф).



**Мал. 8.37. Залежність монохроматичного коефіцієнта поглинання від довжини хвилі.**

Теплове випромінювання підпорядковується таким основним законам: закону Кірхгофа, який виконується для будь-якого тіла, та трьом законам, які виконуються лише для абсолютно чорного тіла – закону випромінювання Планка, закону Стефана-Больцмана і закону зміщення Віна.



### 8.6.1.

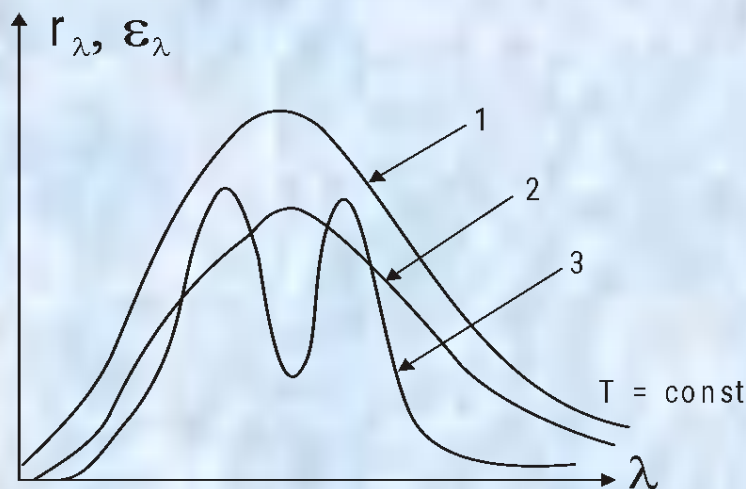
#### Закон Кірхгофа

Закон Кірхгофа встановлює кількісний зв'язок між випромінюючою та поглинаючою здатностями тіл. Цей закон, який був отриманий Кірхгофом у 1859 році, стверджує, що *відношення спектральної густини енергетичної світності до монохроматичного коефіцієнта поглинання однакове для всіх тіл при даній температурі і дорівнює спектральній густині енергетичної світності абсолютно чорного тіла при тій самій температурі:*

$$\left( \frac{r_\lambda(T)}{\alpha_\lambda(T)} \right)_1 = \left( \frac{r_\lambda(T)}{\alpha_\lambda(T)} \right)_2 = \dots = \frac{\varepsilon_\lambda(T)}{1} = \varepsilon_\lambda(T), \quad (8.23)$$

де  $\varepsilon_\lambda$  — НО  
спектральна густина енергетичної світності абсолютного чорного тіла.

Іншими словами, відношення випромінюючої здатності тіл до їх поглинаючої здатності не залежить від природи випромінюючого тіла і дорівнює випромінюючій здатності абсолютно чорного тіла при даній температурі.



**Мал. 8.38. Криві розподілу енергії в спектрах теплового випромінювання різних тіл.**

Із закону Кірхгофа маємо:

1. Спектральна густина енергетичної світності  $r_{\lambda}(T) = \alpha_{\lambda}(T) \cdot \varepsilon_{\lambda}(T)$ ,  $\alpha_{\lambda}(T) < 1$

завжди  $r_{\lambda}(T) < \varepsilon_{\lambda}(T)$ , для реальних тіл, то  
реального тіла завжди нижче, випромінююча здатність  
тіла. ніж у абсолютно чорного

На мал. 8.38 наведено експериментальні криві розподілу енергії в спектрах теплового випромінювання абсолютно чорного тіла (1), “сірого” тіла (2) і довільного тіла (3). Крива спектрального розподілу енергії для “сірого” тіла може бути отримана із кривої розподілу енергії для абсолютно чорного тіла шляхом множення ординат останньої на постійний множник, менший за одиницю і рівний коефіцієнту поглинання сірого тіла. Випромінювання деяких тіл є селективним. Крива випромінювання (3) таких тіл може мати декілька максимумів і мінімумів, але вся вона завжди розташована нижче кривої випромінювання абсолютно чорного тіла, як цього і потребує закон Кірхгофа.

2.  $\alpha_{\lambda}(T) = 0$ ,  $r_{\lambda}(T) = 0$ ,

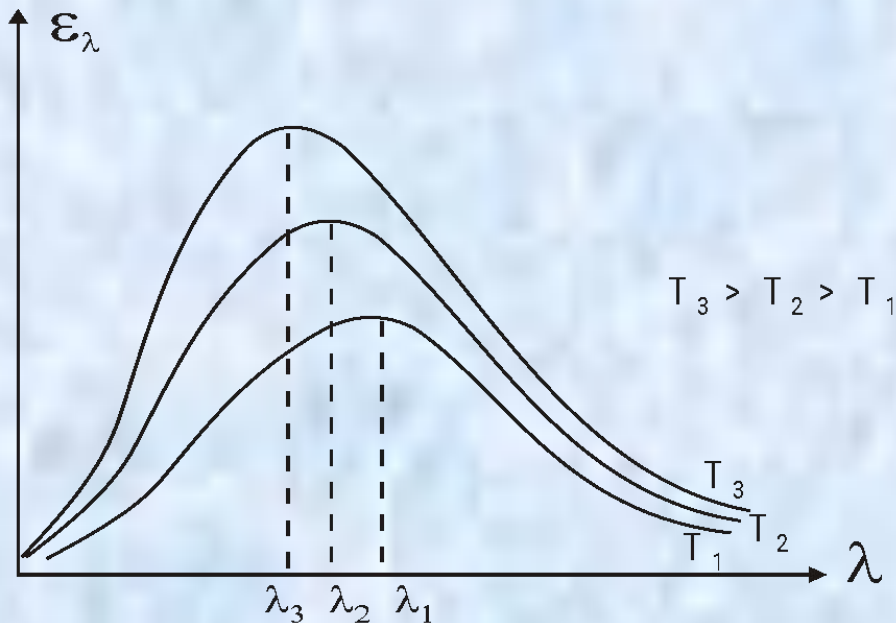
Якщо поглинання випромінювання, то воно не випромінює.

Таким чином, абсолютно чорне тіло є найбільш інтенсивним джерелом теплового випромінювання.

## 8.6.2.

### Закон випромінювання Планка

На мал. 8.39 наведені емпіричні криві розподілу енергії в спектрі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах, з яких видно, що максимум спектральної густини енергетичної світності при зростанні температури зсувається в бік коротких хвиль. Довгий час не вдавалося теоретично отримати залежність  $\epsilon_\lambda = f(\lambda, T)$ , відповідала експерименту, тобто класична фізика виявилася нездатною пояснити закон розподілу енергії в спектрі випромінювання абсолютно чорного тіла.



**Мал. 8.39. Спектри теплового випромінювання абсолютно чорного тіла при різних температурах.**

Для визначення виду функції  $\epsilon_\lambda(T)$  нові ідеї щодо механізму випромінювання потрібні були 900-ці М. Планк висунув гіпотезу, згідно з якою поглинання і випромінювання енергії атомами і молекулами відбувається окремими порціями – квантами (у той час, як класична фізика розглядала поглинання і випромінювання як неперервні процеси).

На основі цього припущення, яке поклало початок розвитку квантової механіки (див. розділ 9), Планком була отримана така формула для спектральної густини енергетичної світності абсолютно чорного тіла  $\varepsilon_\lambda$ :

$$\varepsilon_\lambda = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}, \quad (8.2 \text{ а)}$$

де  $h$  – стала Планка,  $c$  – швидкість світла у вакуумі,  $k$  – стала Больцмана.

Якщо розподіл енергії в спектрі абсолютно чорного тіла подавати в шкалі частот, то замість  $\varepsilon_\lambda$  енергетичну світність, віднесену до одиниці інтервалу частот

$$\varepsilon_\nu = \frac{dR_e}{d\nu}.$$

Оскільки  $\nu = c/\lambda$ ,  $|d\nu| = c/\lambda^2 d\lambda$ , звідки отримаємо зв'язок між  $\varepsilon_\lambda$  та  $\varepsilon_\nu$ :

$$\varepsilon_\nu = \frac{dR_e^{\text{та}}}{d\nu} = \frac{\lambda^2}{c} \frac{dR_e}{d\lambda} = \frac{\lambda^2}{c} \varepsilon_\lambda.$$

Враховуючи цей зв'язок, формулу Планка (8.24а) можна подати у вигляді

$$\varepsilon_\nu = \frac{2\pi\nu^2}{c^2} \cdot \frac{h\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (8.2 \text{ б)}$$

Криві  $\varepsilon_\lambda = f(\lambda, T)$ , повністю відповідають експериментальним (кривим, наведеним на мал. 8.39).



### 8.6.3.

#### **Закон Стефана-Больцмана**

Враховуючи формулу Планка (8.24б) для спектральної густини енергетичної світності абсолютно чорного тіла, отримаємо формулу для інтегральної енергетичної світності. Згідно з (8.22), маємо

$$R_e = \int_0^{\infty} \varepsilon_\nu d\nu = \frac{2\pi h}{c^2} \int_0^{\infty} \frac{\nu^3 d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}.$$

Застосувавши заміну змінної  $\frac{h\nu}{kT} = x$ , отримаємо:

$$R_e = \frac{2\pi h}{c^2} \left(\frac{kT}{h}\right)^4 \int_0^{\infty} \frac{\left(\frac{h\nu}{kT}\right)^3 d\left(\frac{h\nu}{kT}\right)}{e^{h\nu/kT} - 1} = \frac{2\pi k^4 T^4}{h^3 c^2} \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1}.$$

Можна показати, що інтеграл  $\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15}$ . В результа  
ті  
маємо:

$$R_e = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} T^4 = \sigma T^4, \quad (8.25)$$

де  $\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15h^3 c^2} = 5,67 \cdot 10^{-8} \frac{\text{Вт}}{\text{м}^2 \text{К}^4}$  — стала Стефана-Больцма на.

Таким чином, згідно з формулою (8.25), *інтегральна енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертій степені його абсолютної температури.*  
*закон Стефана-Больцмана.*

Це і є закон Стефана-Больцмана. Закон був встановлений фізиком Стефаном у 1879 р., а пізніше був отриманий теоретично також австрійським фізиком Больцманом у 1884 р. Закон свідчить про надзвичайно швидке зростання потужності теплового випромінювання із збільшенням температури тіла. Закон Стефана-Больцмана можна застосовувати до теплового випромінювання тіла людини, вважаючи його “сірим”. У цьому випадку замість сталої Стефана-Больцмана використовують приведений коефіцієнт випромінювання  $\delta$ :

$$R_e = \delta T^4,$$

де  $\delta = \alpha\sigma$ , тобто приведений коефіцієнт випромінювання дорівнює добутку сталої Стефана-Больцмана на коефіцієнт поглинання  $\alpha$ ,  
иницю для сірих тіл.

#### 8.6.4.

#### **Закон зміщення Віна**

Закон Віна встановлює зв'язок між температурою  $T$  тіла і тією довжиною хвилі  $\lambda_{\max}$  ( $\nu_{\max}$ ), падає максимум спектральної густини енергетичної світності у спектрі теплового випромінювання абсолютно чорного тіла.

Довжину хвилі  $\lambda_{\max}$  функцію  $\varepsilon_{\lambda} = f(\lambda)$  можна визначити, досліджуючи на екстремум, тобто з умов  $\frac{d\varepsilon_{\lambda}}{d\lambda} = 0$ ,  $\frac{d\varepsilon_{\nu}}{d\nu} = 0$ .

З розв'язку цих рівнянь можна отримати **закон Віна**:

$$\lambda_{\max} = \frac{b}{T}, \quad \nu_{\max} = \frac{c}{b}T, \quad (8.26)$$

де коефіцієнт  $b = 0.29 \cdot 10^{-2} \text{ м} \cdot \text{К}$  зветься сталою Віна.

Таким чином, **довжина хвилі, на яку припадає максимум спектральної густини енергетичної світності абсолютно чорного тіла, обернено пропорційна до його абсолютної температури, частота, що відповідає максимальній випромінюючій здатності абсолютно чорного тіла, прямо пропорційна до його абсолютної температури.**

З закону Віна випливає, що із зростанням температури довжина хвилі, на яку припадає максимальна випромінююча здатність, зсувається в бік менших довжин хвиль (більших частот). Саме тому цей закон і зветься “законом зміщення”.

Оцінимо значення  $\lambda_{\max}$  ювання тіла людини. Для температури поверхні шкіри  $t = 32^{\circ} \text{C}$  ( $T = 273 + 32 = 305^{\circ} \text{K}$ )

$$\lambda_{\max} = \frac{0,29 \cdot 10^{-2} \text{ маємо:}}{305} \approx 10 \text{ мкм.}$$

Отримана довжина хвилі припадає на інфрачервоний діапазон, тобто не сприймається людським оком. Слід підкреслити, що на цю довжину хвилі припадає “вікно прозорості” в атмосфері, тобто ця довжина хвилі майже не поглинається атмосферою. У протилежному випадку, згідно із законом Кірхгофа, людина “засмажилася” б у власному тепловому випромінюванні.



Закон Стефана-Больцмана та закон Віна становлять основу **термографії** – ристовує теплове випромінювання тіла людини для визначення локальної температури. Значною перевагою термографії над багатьма іншими методами (наприклад, методами рентгенодіагностики) є те, що при термографічних дослідженнях використовується власне теплове випромінювання тіла людини, а не зовнішнє випромінювання, яке досить часто супроводжується значним дозовим навантаженням. Визначення температури поверхні тіла в методі термографії може здійснюватися двома способами. Перший полягає у застосуванні рідиннокристалічних індикаторів, оптичні властивості яких дуже чутливі до найменших змін температури. Розміщуючи ці індикатори на тілі хворого, можна візуально визначити місцеві відхилення значень температури. Другий спосіб полягає у візуалізації температурного поля поверхні тіла за допомогою пристроїв, що зветься **тепловізорами**. Основний принцип цього методу полягає у зв'язку величини сигналу, що реєструється приладом, з випромінюючою здатністю поверхні тіла, яка, в свою чергу, залежить від температури у відповідності до закону Стефана-Больцмана.

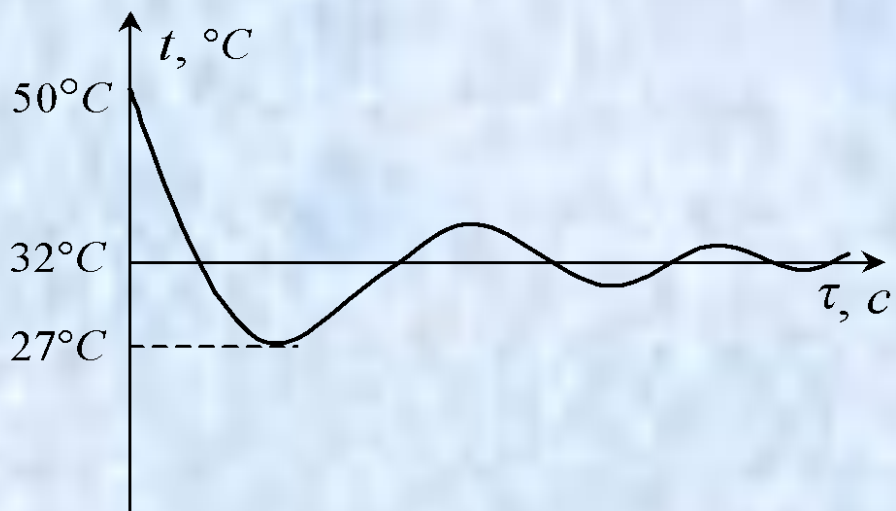
Перші спроби реєстрації теплового випромінювання тіла людини принесли несподівані результати. Виявилось, що

1) температура тіла змінюється стрибками з частотою цих коливань досягає приблизно  $0.5^{\circ}\text{C}$  локальної температури; відносно середньої

2) температура локального нагрівання в процесі охолодження приблизно на  $4^{\circ}\text{--}5^{\circ}\text{C}$ , середнього значення (мабуть  $40^{\circ}\text{C}$ ), наближається до

3) зворотного зв'язку (проєктування середнього значення). Наприклад, при локальному нагріванні лівої кисті, ефект подальшого охолодження спостерігається у такій самій точці правої кисті.





***Мал. 8.40. Зміна температури тіла людини з часом при локальному нагріванні.***

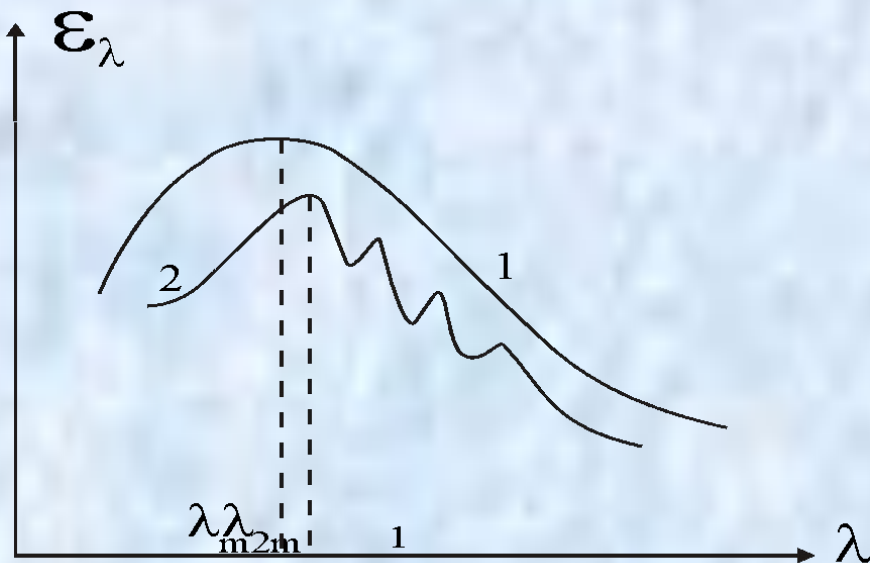
### 8.6.5.

### Випромінювання Сонця

Розподіл енергії у спектрі теплового випромінювання Сонця подано на мал. 8.41. Крива 1 відповідає спектру сонячного випромінювання на межі з атмосферою, а крива 2 – на поверхні Землі. Крива 1 близька до спектра абсолютно чорного тіла, її максимум припадає на довжину хвилі  $\lambda_{m1} = 470 \text{ нм}$ , іна, відповідає температурі поверхні Сонця  $6100 \text{ К}$ .

На  $1 \text{ м}^2$  поверхні земної атмосфери падає потік випромінювання від Сонця  $\approx 1350 \text{ Вт}$ . Ця величина зветься *середньою сталою*. Біля поверхні Землі потік радіації значно слабкіший і не перевищує  $120 \text{ Вт/м}^2$  у зоні екватора.

Крива 2 вміщує низькорпровалів, які відповідають лініям поглинання сонячної радіації у земній атмосфері. Максимум кривої 2 припадає на  $\lambda_{m2} = 555 \text{ нм}$ , що відповідає жовто-зеленій частині спектра.



**Мал. 8.41. Теплове випромінювання Сонця.**

### 8.6.6.

#### **Інфрачервоне випромінювання**

Електромагнітне випромінювання у діапазоні довжин хвиль від  $\lambda = 0.76 \text{ мкм}$  до  $\lambda = 2000 \text{ мкм}$  називають **інфрачервоним** (ІЧ). Цей діапазон умовно розділяють на три області: близьку ( $\lambda = 0.76 - 2.5 \text{ мкм}$ ), середню ( $\lambda = 2.5 - 50 \text{ мкм}$ ) і далекую ( $\lambda = 50 - 2000 \text{ мкм}$ ).

Згідно із законом зміщення Віна, границям ІЧ випромінювання відповідають температури в інтервалі  $1.5 \text{ К} \div 3800 \text{ К}$ . Це означає, що практично всі рідкі і тверді тіла є джерелами ІЧ випромінювання.

Лікувальна дія ІЧ випромінювання пов'язана з тепловим ефектом. Найкращий результат отримують при використанні близької області ІЧ випромінювання. ІЧ випромінювання проникає в тіло на глибину  $\sim 2 \text{ см}$ , ще прогриваються поверхневі шари. При цьому покращуються терморегуляція, кровопостачання та інші життєво важливі процеси.

### 8.6.7.

#### Ультрафіолетове випромінювання

Електромагнітне випромінювання у діапазоні довжин хвиль від  $\lambda = 400 \text{ нм}$  до  $\lambda = 10 \text{ нм}$  називають ультрафіолетовим (УФ). Весь діапазон УФ випромінювання умовно розділяють на чотири області:  $A$  ( $\lambda = 315\text{--}280 \text{ нм}$ ),  $B$  ( $\lambda = 280\text{--}200 \text{ нм}$ ),  $C$  ( $\lambda = 200\text{--}10 \text{ нм}$ ). Назва пояснюється тим, що випромінювання з  $\lambda < 200 \text{ нм}$  сильно поглинається в повітрі і тому його зручно досліджувати у вакуумі.

Джерелом УФ випромінювання є тіла, що нагріті до досить високої температури. Для одержання найбільш довгої довжини хвилі УФ діапазону  $\lambda = 400 \text{ нм}$  при температурі  $T = 7250 \text{ К}$  необхідно мати тіло оточуючі нас тіла не можуть бути потужними джерелами УФ випромінювання. Найбільш потужним джерелом УФ випромінювання є Сонце, для якого 9% випромінювання на межі земної атмосфери припадає на ультрафіолетовий діапазон.

Медичне застосування УФ випромінювання пов'язане з його специфічною біологічною дією, що спричинює фотохімічні реакції. Область  $A$  надає шкірі забарвлення, впливає на утворення пігменту, що але у великих дозах – канцерогенну. Область  $B$  надає антирахітичну дію для бактерицидної дії. Область  $C$  засто



## 8.1. БІОФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЗОРОВОЇ РЕЦЕПЦІЇ

Око, як відомо, являє собою складну оптичну систему, яка до того ж є джерелом інформації і про деякі незорові захворювання.

Розглянемо будову ока (мал. 8.42). Очне яблучко має майже сферичну форму діаметром  $d = 24\text{--}25$  мм.

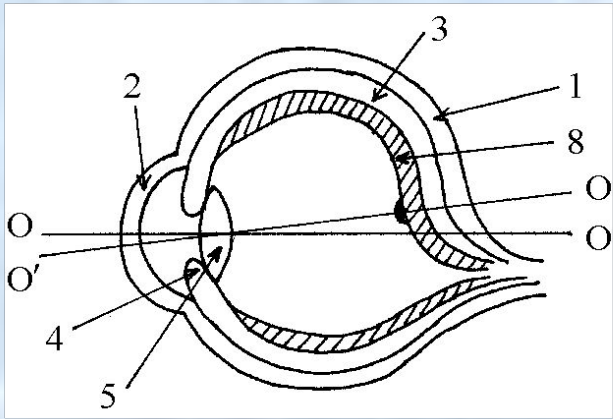
Білкова оболонка – склера (1) – у передній частині перетворюється в прозору, опуклу роговицю (2). Роговиця є частиною ока, що має найбільшу заломлюючу силу (показник заломлення  $n = 1.38$ ).

(3), До склери прилягає судинна оболонка, практично не пропускає світла, утворює непрозору середню оболонку (4). Пігментні клітини визначають колір райдужної оболонки, тобто “колір ока”. Райдужна оболонка має отвір – зіницю, що відіграє роль апертурної діафрагми. Діаметр зіниці за допомогою м’язових волокон змінюється від  $d = 2\text{--}3$  мм до  $d = 6\text{--}8$  мм.

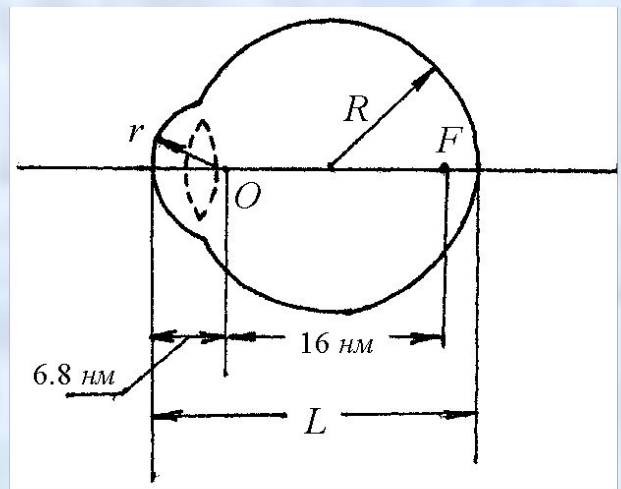
Прилягає кристалик (5) – прозоре тіло, подібне до двозвальної лінзи. Показник заломлення змінний і становить  $n = 1.38$  на периферії і  $n = 1.40\text{--}1.42$  в центрі.

Кристаликом розташована передня камера (6), заповнена водянистою вологою. Внутрішню частину ока заповнює прозора студениста маса – скловидне тіло (7), що має такий самий показник заломлення, як і водяниста волога, а саме:  $n = 1.366$ .

До задньої оболонки в задній частині ока (8), яка відіграє роль світлоприймаючого екрану. Заломлюючі середовища ока – роговиця, волога передньої камери, кристалик, скловидне тіло – утворюють разом центровану оптичну систему (ЦОС) з головною віссю (ОО), що проходить через центри роговиці, зіниці та кристалика. Око має також зорову вісь ( $O'O'$ ), яка проходить через центри кристалика та жовтого пляма – найчутливішої частини сітківки.



**Мал. 8.42. Будова ока.**



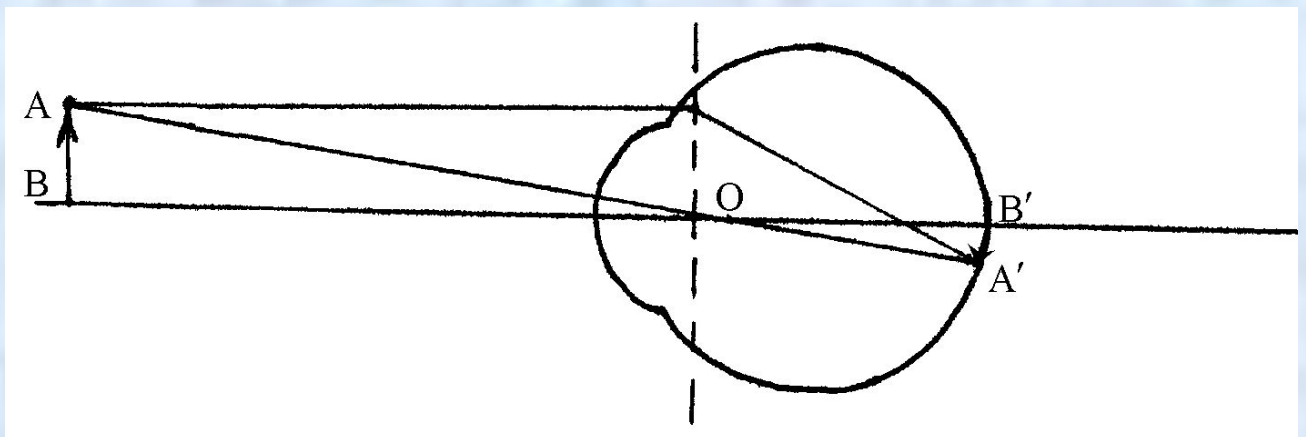
**Мал. 8.43. Приведене око в моделі Вербицького.**

Для ЦОС ока оптична сила дорівнює  $D = \sum D_i$ ,  $D_i$  – оптичні сили елементів цієї системи. Оптичні сили світлосприймаючих елементів ока дорівнюють:

$$D_{\text{роговиці}} = 43 \text{ дптр}, D_{\text{кришталіка}} = 18\text{--}20 \text{ дптр},$$

$$D_{\text{передньої камери}} + D_{\text{склов. тіла}} = 3\text{--}5 \text{ дптр}.$$

$$\text{Таким чином, } D_{\text{ока}} = \sum D_i = 63\text{--}65 \text{ дптр}.$$



**Мал. 8.44. Побудова зображення в приведеному оці.**

Для побудови зображення на сітківці ока використовують так зване *приведене око*.

Вербицького (мал. 8.43). Радіус сфери  $r = 6.8 \text{ мм}$ . Радіус передньої заломлюючої поверхні  $R = 10 \text{ мм}$ . Радіус вздовж вісі  $L = 23.4 \text{ мм}$ . Довжина лінзи

відстані  $16 \text{ мм}$  Головний фокус знах

лінзи  $n = 1.4$  від оптичного центру. Показник заломлення

зображення у приведеному оці здійснюється за правилами, що і для однієї лінзи: предмет знаходиться за

подвійним фокусом, зображення – на задній поверхні

приведеного ока – дійсне, зменшене (мал. 8.44). Віддалені

предмети, що знаходяться на різній відстані від ока, повинні

давати на сітківці однаково різкі зображення. Тому око є

самонастроювальною системою.

Відповідно до формули лінзи  $\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{R}$  кожному

значенню  $d$  повинно відповідати певне значення  $f$ .

$f = \text{const}$ , тому зменшення  $R$  повинно компенсуватися змін

$(n - 1)$ , кришталіка або фокусної відстані на

кришталіка або, зменшенням, зменшується радіус кривини  $R$ .

Таким чином, око здатне до акомодатії. **Акомодатія** –

здатність ока утворювати на сітківці однаково різкі

зображення по-різному віддалених предметів. Акомодатія

здійснюється за допомогою зміни оптичної сили  $D$  ока за

рахунок зміни кривизни заломлюючих поверхонь кришталіка:

радіус передньої поверхні може змінюватись від  $10$  до  $5.5 \text{ мм}$ ,

а задньої – від  $6$  до  $5.5 \text{ мм}$ .

предмет без напруги акомодатії, на якій око розглядає

найкращого зору. Типово ця відстань складає  $25 \text{ см}$ .

Розглянемо недоліки оптичної системи ока. Властиві

лінзам аберації для ока не є характерними, тому що 1)

сферична аберація усувається тим, що око пропускає лише

центральний пучок світла; 2) хроматична аберація усувається

тим, що око найбільш чутливе до вузької жовто-зеленої

частини спектру; 3) астигматизм похилих променів усувається

тим, що око автоматично встановлюється у напрямку

спостерігаемого предмету і до нього потрапляють лише

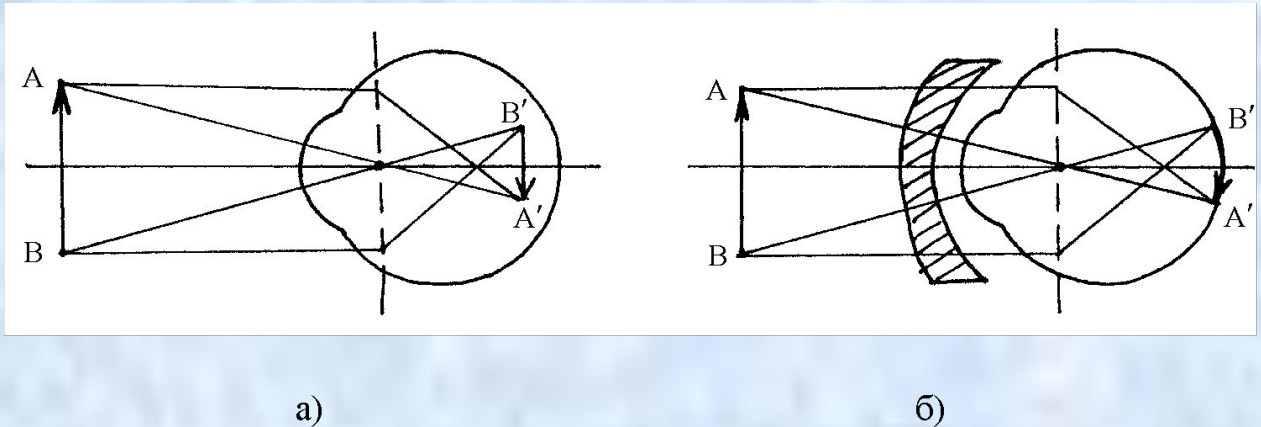
центральні промені.



Оптичній системі ока притаманні такі недоліки:

1) **Короткозорість (міопія)** –

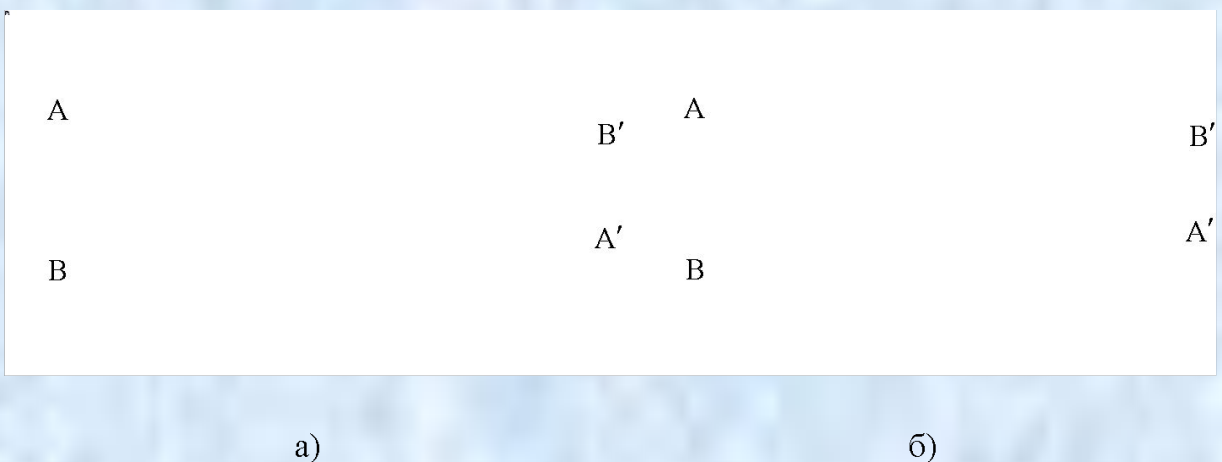
яблужка або занадто велика заломлююча здатність середовища ока при нормальній формі, що приводять до формування зображення перед сітківкою (мал. 8.45а). Усувається міопія використанням розсіювальних лінз, тобто лінз з оптичною силою  $D < 0$  (



**Мал. 8.45. Формування зображення в оці при міопії (а) та її усунення за допомогою розсіювальних лінз (б).**

2) **Далекозорість (гіперметропія)** –

млююча здатність ока, внаслідок якої зображення формується позаду сітківки (мал. 8.46а). Частково око усуває цей недолік за допомогою акомодациї, але внаслідок границі акомодациї застосовують збиральні лінзи, які посилюють заломлюючу здатність ока, тобто лінзи з оптичною силою  $D > 0$  (



**Мал. 8.46. Формування зображення при гіперметропії (а) та її усунення за допомогою збиральних лінз (б).**

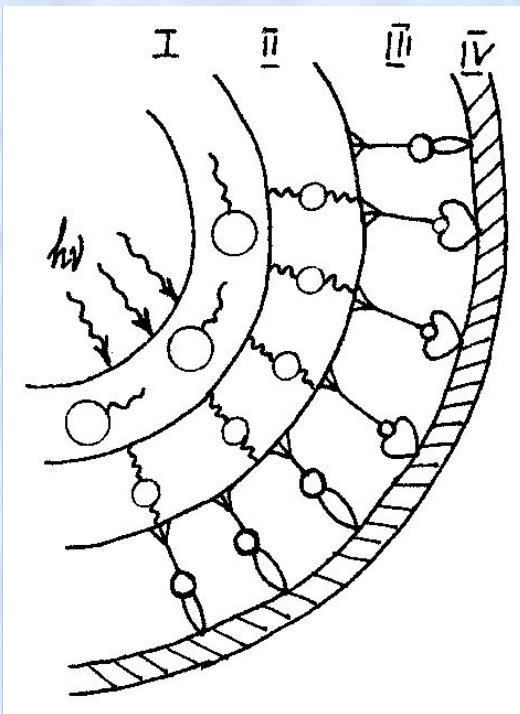


### 3) Астигматизм,

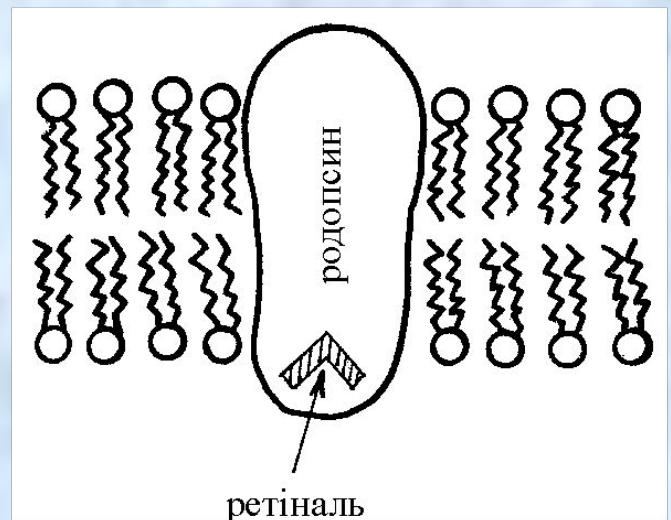
сферичної форми поверхні роговиці. Пов'язаний з порушенням правильної форми лінзи або лінзами спеціальної форми.

Оптичне зображення формується на сітківці. Відчуття світла з'являється при дії на світлочутливий елемент сітківки ока електромагнітного випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = (760-400 \text{ нм})$ .

Сітківка має товщину  $\sim 0.5 \text{ мм}$  і складається з кількох шарів, які вміщують волокна зорового нерва (V), опорні утвори (II) і світлочутливі клітини (III), периферичні кінці яких мають різну форму (мал. 8.47). Подовжені кінці називають паличками, а конусоподібні – колбочками. На сітківці ока розташовано близько 130 млн паличок та 7 млн колбочок. Колбочки і палички розподілені нерівномірно: колбочки, головним чином, розташовані в центральній частині сітківки, тоді як палички – лише на краях сітківки.



**Мал. 8.47. Будова сітківки ока.**

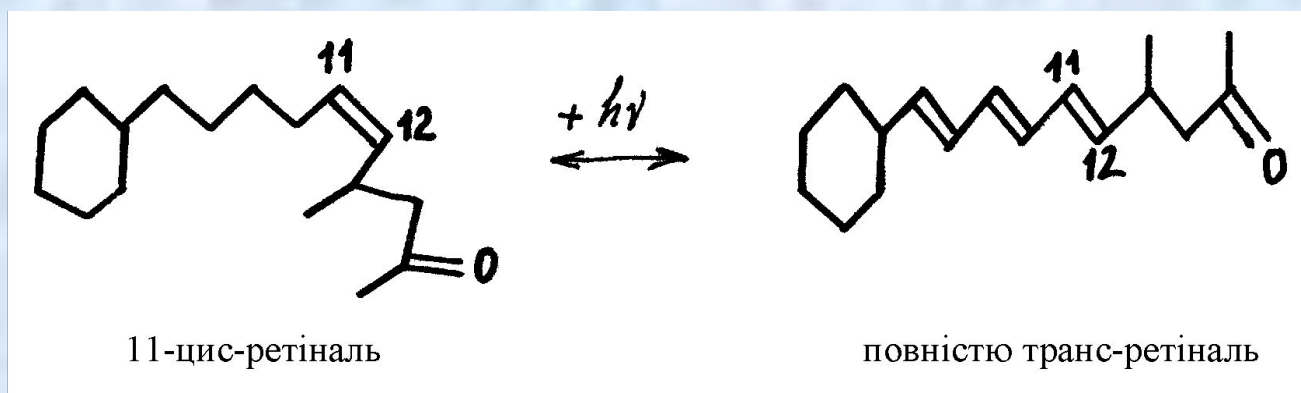


**Мал. 8.48. Родопсин, вбудований в ліпідний бішар мембран зорових дисків.**

Як палички, так і колбочки орієнтуються в напрямку світла своїми внутрішніми сегментами, які не вміщують зорових пігментів. Світлочутливі рецептори (палички і колбочки) межують з епітеліальним шаром (IV), який зменшує долю світла, що розсіюється і відбивається від задньої стінки ока.

Розглянемо будову і функції паличок. Зоровий пігмент паличок – родопсин – вбудований в ліпідний шар мембран так званих зорових дисків, що знаходяться в зовнішньому сегменті паличок (мал. 8.48). Родопсин – складний білок, що складається з білка опсину і хромофорної групи ретіналю ( $C_{19}H_{27}CHO$  –

Ретіналь має кілька конформерів (цис- та транс- конформери зображені на мал. 8.49). 11-цис-ретіналь точно вміщується в центр зв'язку молекули опсину.



**Мал. 8.49. Фотоізомеризація ретіналю.**

Під дією падаючого випромінювання відбувається фотоізомеризація ретіналю. Внаслідок фотохімічного утворення трансформи стерична відповідність між опсином і ретіналем порушується, що супроводжується низкою конформаційних перебудов молекули опсину, які і призводять до виникнення нервового імпульсу (мал. 8.50).

***Мал. 8.50. Механізм виникнення нервового імпульсу внаслідок фотоізомеризації ретіналю та конформаційної перебудови молекули опсину.***

Після освітлення палички коротким спалахом світла спостерігається ранній рецепторний потенціал (РРП), що триває приблизно 1 мс. РРП обумовлений переміщенням зарядів відносно нерухомих на поверхні родопсину молекул ліпідних молекул. Величина РРП не перевищує  $5 \cdot 10^{-3}$  В. Після РРП спостерігається пізній рецепторний потенціал (ПРП), що обумовлений зміною проникності цитоплазматичних мембран зовнішніх сегментів паличок. При відсутності збудження мембрана має значну натрієву провідність. При збудженні відбувається визволення із зорових дисків іонів калію і зачинення натрієвих каналів. Внаслідок цього значення мембранного потенціалу зсувається до значення калієвого рівноважного потенціалу. На відміну від інших, розглянутих рецепторний потенціал має не деполаризаційний, а гіперполяризаційний характер; мембранний потенціал рецепторної клітини під дією світла може змінюватись від  $-25$  до  $-40$  мВ.

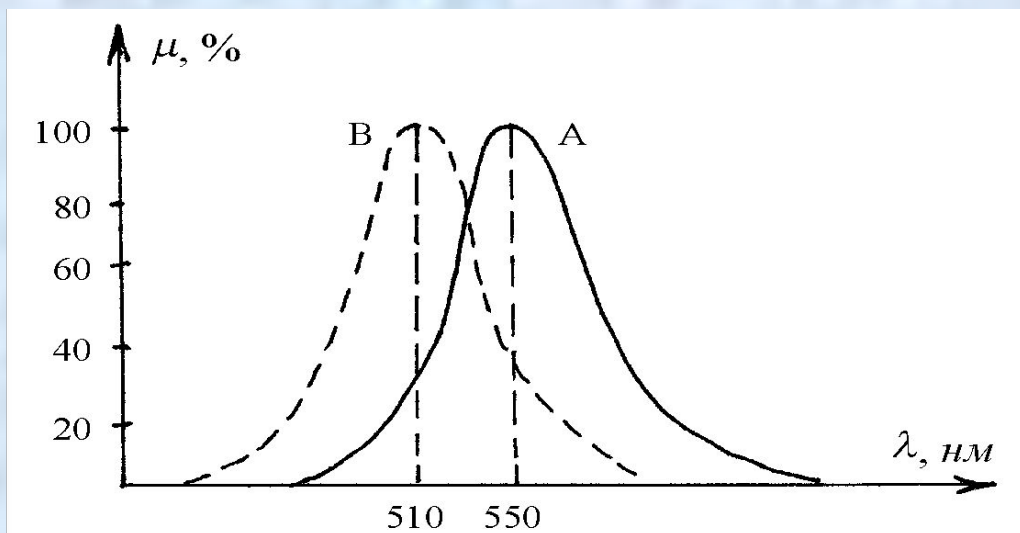


Палички мають високу світлочутливість, але не забезпечують розпізнавання кольорів. Саме тому їх називають апаратом ахроматичного (сутінкового) зору.

Колбочки мають нижчу світлочутливість, тобто сприймають світло при відносно великій освітленості сітківки, але при цьому забезпечують здатність розрізнення більш мілких деталей предмету і створюють відчуття кольору.

Чутливість ока до монохроматичного випромінювання різних довжин хвиль суттєво відрізняється. Для адаптованого до денного світла ока графік спектральної чутливості має вигляд кривої А з максимумом  $\lambda_m = 550 \text{ нм}$  ділянці спектру (мал. 8.51).<sup>ax</sup> При суцільному випромінюванні різних довжин хвиль викликає однакове відчуття блакитно-сірого кольору. Максимум кривої спектральної чутливості (мал. 8.51 крива В) зсувається в бік менших довжин хвиль ( $\lambda_m \approx 510 \text{ нм}$ ).

Доведено, що крива В, то її максимум на довжині хвилі  $\lambda_m \approx 550 \text{ нм}$  максимумом спектра поглинання<sup>ax</sup> пігменту в найбільш поширеному типі колбочок.

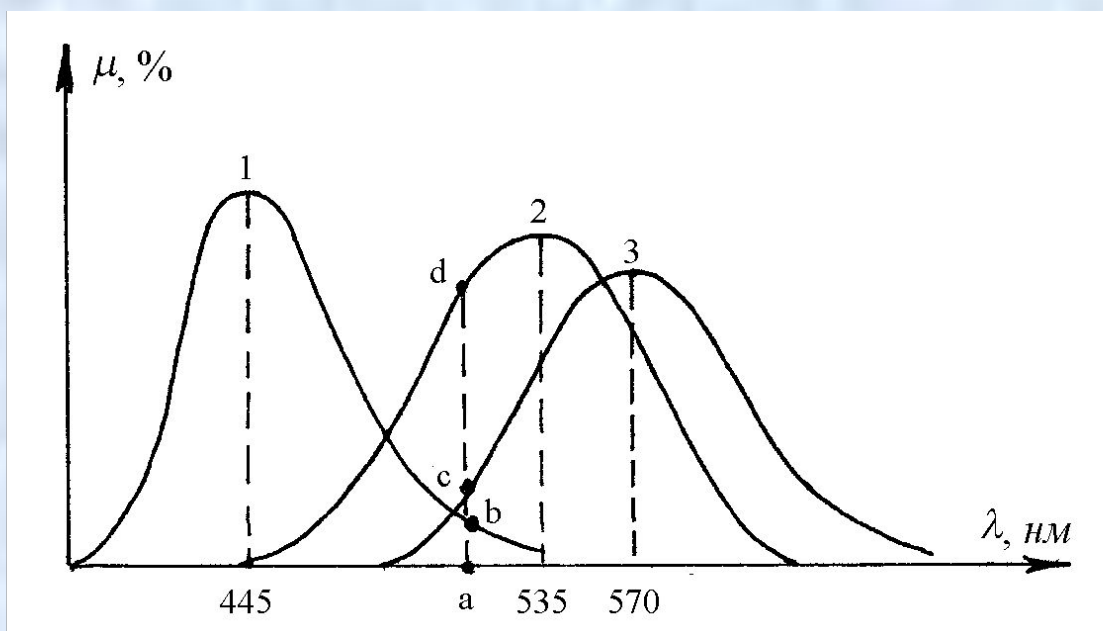


**Мал. 8.51. Криві спектральної чутливості ока до денного (А) та сутінкового (В) світла.**



Пігмент вміщує той самий 11-цис-ретіналь, що й родопсин. Що ж до білкової частини пігменту, то вона відрізняється і зветься йодопсином. Поглинання світла йодопсинами призводить до появи РРП в колбочках.

Відповідно до теорії кольорового зору існує три типи колбочок, кожна з яких вміщує лише один тип йодопсину. Максимуми поглинання трьох типів йодопсинів відповідають 445, 535 нм (



**Мал. 8.52. Криві спектральної чутливості трьох типів йодопсинів:**

**1 –**

Рецептори всіх трьох типів збуджуються під дією світла будь-якої довжини хвилі, але у різних співвідношеннях, пропорційних ординатам відповідних кривих. Наприклад, під дією випромінювання з довжиною хвилі  $\lambda = 500 \text{ нм}$  “рецептори збуджуються пропорційно ординаті  $a$ , “червоні”  $ad$ , “синьо-фіолетові”  $ab$ , “зелені”  $c$  – передають сигнал до головного мозку, де від утворюють єдине кольорове відчуття.

Якщо теорія сутінкового зору вважається зараз досить обґрунтованою, про що свідчить присудження за її створення Нобелівської премії американському біофізику Дж. Уолду, то теорія кольорового зору перебуває в процесі постійного розвитку і вдосконалення. Так, одна з гіпотез про сприйняття кольорів базується на ідеї, що навіть окрема колбочка чи паличка може аналізувати весь спектральний склад видимого світла. Певні підстави для такої гіпотези є, а саме: зовнішні сегменти колбочок і паличок складаються з великої кількості (від 1500 до 1700) дисків, які утворюють циліндричну стопу. Виходячи з теорії розповсюдження світла в такій дисперсній системі, можна довести, що світло різної довжини хвилі послаблюється неоднаково при проходженні крізь стопу дисків кожної колбочки і палички. Підставою для цього є формула:  $\mu_{\text{посл}} \approx 1/\lambda$ , де  $\mu_{\text{посл}}$  – коефіцієнт послаблення світлового потоку на одиницю довжини шляху променю, а  $\lambda$  – довжина світлової хвилі. Звідси випливає, що синє світло поглинається в дисках сильніше, ніж червоне. Таким чином, при проходженні світла крізь стопу дисків із світлового потоку відбирається спочатку більш короткохвильова частина спектру, світловий потік поступово “червоніє”, тобто в наступних дисках поглинається більш довгохвильова частина спектра. Це й дає змогу провести спектральний аналіз світлового променю, не використовуючи уяву про три типи йодопсинів.

## 8.1. ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

### 8.8.1.

#### ЛАБОРАТОРНА РОБОТА "Вимірювання розмірів об'єктів мікроскопом"

##### Мета роботи:

Вимірювання розмірів об'єктів мікроскопом та способів роботи з ним.

##### Прилади та матеріали:

об'єкт-мікрометр, дифракційна решітка, мікроскоп біологічний, світло-

##### *Контрольні питання для підготовки до лабораторної роботи*

1. Формула лінзи. Збільшення лінзи. Аберації лінз – сферична, хроматична, астигматизм.
2. Центрована оптична система (ЦОС).
3. Оптична система та будова біологічного мікроскопу. Формула збільшення мікроскопу.
4. Межа розрізнення, роздільна здатність, корисне збільшення мікроскопу.
5. Деякі спеціальні засоби мікроскопії: імерсійний мікроскоп, метод темного поля, метод фазового контрасту, мікрофотографія.

##### *Додаткова література*

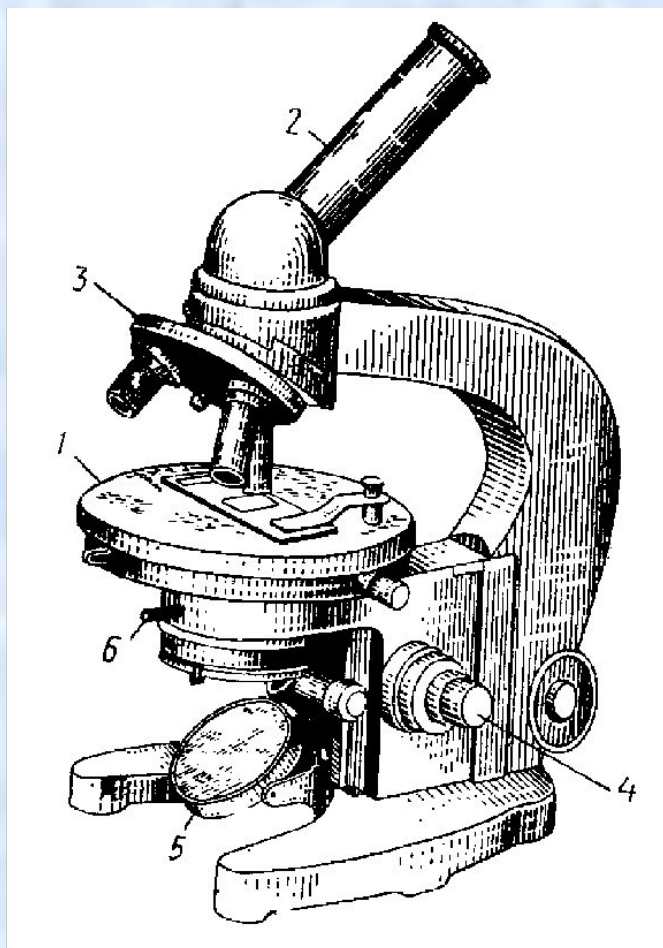
1. Ливенцев Н.М. Курс фізики. – М.: Высшая школа, 1978. – Ч. 1.
2. Ремизов А.Н. Медицинская и биологическая физика. – М.: Высшая школа, 1996.



## Короткі теоретичні відомості

Мікроскоп (від грецького *micros* – дивлюсь) – оптичний пристрій для одержання значно збільшених зображень об’єктів або деталей їх структури. Різні типи мікроскопів застосовують для визначення та дослідження бактерій, органічних клітин, мілких кристалів та інших об’єктів, розміри яких менші за мінімальну роздільну здатність ока (мінімальна роздільна здатність ока  $Z_{min} \approx 0.1$  мм).

За допомогою мікроскопа визначають форми, розміри та інші характеристики мікрооб’єктів. Мікроскоп дає змогу розрізняти структури, відстань між елементами котрих має порядок 0.2 мкм.



**Мал. 8.53. Зовнішній вигляд мікроскопа.**



У біологічному мікроскопі, загальний вигляд якого наведено на мал. 8.53, розрізняють три основні частини: механічну, освітлювальну та оптичну. До механічної частини належить штатив, що складається з основи та тубусодержака. Об'єкт, що розглядається, розміщують на предметному столику (1). Предметний столик має отвір для променів, що освітлюють об'єкт. Тубус (2) мікроскопа розташований над отвором предметного столика. Нормальна довжина тубуса – 160 мм, утворюється основна частина мікроскопа. У нижній частині тубуса розташований револьвер (3), обертаючи який можна вводити в оптичну систему різні об'єктиви. У верхній частині тубуса розташований окуляр. Звичайні об'єктиви мікроскопів мають збільшення від 6.3 до 100, а окуляри – від 7 до 15. Таким чином, загальне збільшення мікроскопа лежить в межах від 44 до 1500. Макрометричний та мікрометричний гвинти (кремал'єри) (4) призначені для переміщення тубуса мікроскопа, за їх допомогою здійснюється наведення на фокус.

Оптична частина, що розташована, як правило, в тубусі мікроскопа, являє собою центровану оптичну систему, яка складається з двох лінз – об'єктива та окуляра. Хід променів в мікроскопі наведено на мал. 8.18.

Освітлювальна частина мікроскопа складається з дзеркала (5) та конденсора (6), який призначається для концентрування світлових променів. Об'єкт можна освітлювати за допомогою дзеркала та конденсора як штучним, так і природним джерелами світла.

## Порядок виконання лабораторної роботи

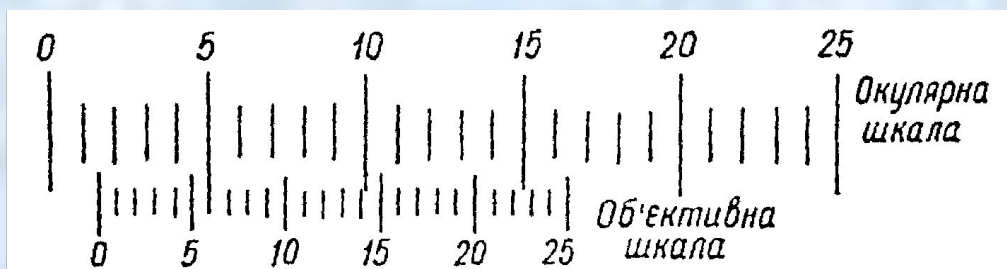
### Завдання 1.

Якщо використовувати ~~природне~~ <sup>Підсвічувати мікроскоп до роботи,</sup> освітлення, мікроскоп необхідно розташувати таким чином, щоб дзеркало (5) було обернене до вікна і відбивало світло від яскравої ділянки неба. Спостерігаючи в окуляр, домогтися рівномірного освітлення поля зору за допомогою конденсора та дзеркала. При використанні штучного освітлення на дзеркало спрямовують світло від лампи.

### Завдання 2.

Для цього на <sup>Визначити ціну поділки  $S$  окулярної шкали</sup> предметному столику розташовують об'єкт-мікрометр, ціна поділки якого дорівнює 0.01 мм. ючи об'єкт-мікрометр зверху (відбитим світлом), Підсвічуванням кремал'ер (4) грубої та тонкої наводки на різкість домогтися чіткого зображення поверхні об'єкт-мікрометра в полі зору мікроскопа (біла шкала), розташувати її вздовж шкали окуляра (паралельними) таким чином, щоб риси обох шкал були

Далі необхідно знайти такі дві риси шкали окуляра, які співпадають з двома будь-якими рисками шкали об'єкт-мікрометра. Довжина відрізка між співпадаючими рисками об'єкт-мікрометра дорівнює  $0.01 \cdot n$  (мм),  $n$  – ілок об'єкт-мікрометра між співпадаючими рисками. Цю цю поділки  $S$  шкали окуляра можна визначити, якщо поділити довжину відрізка шкали об'єкт-мікрометра на число поділок  $m$  окуляра, в котрі укладається цей відрізок в полі зору мікроскопа, тобто  $S = 0.01 \cdot n/m$  (мм) (шкали)



**Мал. 8.54. Розташування шкал об'єкт-мікрометра та окуляра.**

Наприклад, на мал. 8.54 з лівого боку співпали 6-а поділка об'єктивної (нижньої) шкали та 5-а поділка окулярної (верхньої) шкали, тоді як з правого боку співпадають 16-а поділка об'єктивної шкали та 11-а поділка окулярної шкали. Таким чином, в  $m = 6$   $n = 10$

об'єктивної шкали та 11-а поділка окулярної шкали при даному збільшенні мікроскопа дорівнює  $S = 0.01 \cdot 10 : 6 = 0.017$  (мм).

Після визначення ціни поділки окулярної шкали можна приступити до вимірювання лінійних розмірів будь-якого предмету.

### Завдання 3.

ооб'єктів.

Якщо предмет розміщений на предметному столику і його можна спостерігати в світлі, що проходить крізь нього, необхідно налаштувати мікроскоп для роботи. Для цього світло від освітлювача необхідно направити на освітлювальне дзеркало (5) мікроскопа (мал. 8.53) і, обертаючи дзеркало, домогтися на рівномірному освітленні поля зору мікроскопа. Після того, як предмет на предметному столику мікроскопа розмістився, предметне скло з вимірювальним об'єктом і домагаються його чіткого зображення.

а) *Вимірювання товщини волосини.* аження поперек шкали окуляра і відлічити повернути зображення шкали окуляра, що укладаються в зображення об'єкта. Помноживши кількість поділок на ціну поділки, одержати величину діаметра волосини.

б) *Визначення сталої дифракційної решітки.* вши чітке зображення фрагмента дифракційної решітки (у відерді темних та світлих смуг, що чередуються), домогтися співпадання будь-якої смуги дифракційної решітки з будь-якою рисою шкали окуляра, а потім знайти наступну смугу, що співпадає з рисою шкали і порахувати кількість поділок між рисками на шкалі та решітці. Знаючи ціну поділки шкали окуляра, визначити постійну дифракційної решітки (задача, що є оберненою до задачі завдання 2).

### Завдання 4.

ктивна,

визначити межув розрізнення маркувальних рисок зображення.



## Контрольні питання та задачі

1. Скільки кардинальних точок та площин має ЦОС? Як змінюється їх кількість для тонкої лінзи?
2. Яке значення має максимальне корисне збільшення в звичайному оптичному мікроскопі?
3. Чому корисне збільшення мікроскопа не може стати нескінченно великим?
4. Як зміниться межа розрізнення мікроскопа, якщо збільшити оптичну силу об'єктива?
5. Які деталі препарату розрізняє мікроскоп, якщо освітлювати його зеленими променями ( $\lambda = 500 \text{ нм}$ )? а) ахунки проведи для а) "розр" мікроскопа з масляною імерсією ( $n = 1.5$ ) та б) мікр. кута прийняти рівним 0.94.
6. Мікроскоп дає 400-кратне збільшення, якщо використовувати окуляр з фокусною відстанню 16.7 мм. Яке збільшення даватиме цей мікроскоп, якщо окуляр буде мати оптичну силу 20 діоптрій?



## 8.8.2. ЛАБОРАТОРНА РОБОТА «Визначення оптичного показника розчину заломленням світла рефрактометричним методом»

### Мета роботи:

Визначити оптичний показник заломлення рідини рефрактометричним методом. Дослідити залежність показника заломлення розчину від його концентрації та навчитися визначати концентрації розчинів.

### Прилади та матеріали:

рефрактометр, набір розчинів відомої концентрації, розчин невідомої концентрації, розчин цукру, термометр.

### *Контрольні питання для підготовки до лабораторної роботи*

1. Закони відбивання та заломлення світла. Показник заломлення світла – абсолютний та відносний.
2. Дисперсія показника заломлення (дисперсія світла).
3. Повне внутрішнє відбиття. Граничний кут для повного внутрішнього відбиття.
4. Рефрактометрія. Будова та принцип дії рефрактометра. Застосування рефрактометрії для аналітичних цілей.
5. Волоконна оптика та її застосування в медичній практиці.

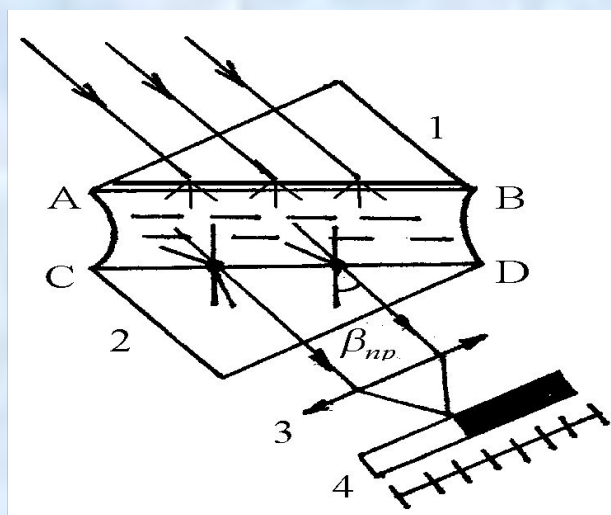
### *Додаткова література*

1. Ливенцев Н.М. Курс фізики. – М.: Высшая школа, 1978. – Ч. 1.
2. Ремизов А.Н. Медицинская и биологическая физика. – М.: Высшая школа, 1996.

## Короткі теоретичні відомості

Рефрактометр – пристрій, який призначений для визначення показника заломлення рідини. У медицині рефрактометр застосовується для визначення концентрації речовини в розчині (наприклад, вмісту білка в сироватці крові). Покладено метод визначення показника заломлення досліджуваного розчину за значенням граничного кута заломлення, або кута повного внутрішнього відбивання.

Оптична схема рефрактометра наведена на мал. 8.55. Досліджуваний розчин розміщується між гранями двох призм: освітлювальної (1) та вимірювальної (2). На освітлювальну призму від джерела світла через конденсор спрямовують паралельний пучок променів світла. Грань АВ освітлювальної призми зроблена матовою, вона розсіює світлові промені, які, проходячи крізь шар досліджуваної рідини, потрапляють на грань CD призми 2 під кутами від 0 до  $90^\circ$ . Показник заломлення рідини, крім того, більше від показника заломлення призми 2, промені, які падають на будь-які точки грані CD вимірювальної призми, заломлюючись, не виходять за граничний кут заломлення  $\beta_{gr}$  ( $\beta_{gr} < 90^\circ$ ), досліджуваної рідини та призми 2. Надаємо, що граничний кут заломлення  $\beta_{gr}$  – ідеє куту падіння світла, що прямує до  $90^\circ$ .



**Мал. 8.55. Оптична схема рефрактометра.**

Величину граничного кута можна визначити, використовуючи закон заломлення світла для двох даних середовищ:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = \text{const},$$

де  $\alpha$  – кут падіння,  $\beta$  – кут заломлення,  $v_1$  – швидкість поширення світла в першій середовищі,  $v_2$  – швидкість поширення світла в другій середовищі,  $n_1$ ,  $n_2$  – абсолютні показники заломлення якого.

Для нашого випадку

$$\frac{\sin 90^\circ}{\sin \beta_{\text{гр}}} = \frac{n_{\text{ск}}}{n_{\text{д.р.}}}, \quad \sin \beta_{\text{гр}} = \frac{n_{\text{д.р.}}}{n_{\text{ск}}},$$

звідки

де  $n_{\text{ск}}$  – абсолютний показник заломлення скла призми 2,  $n_{\text{д.р.}}$  – абсолютний показник заломлення досліджуваної рідини.

Оскільки показник заломлення вимірювальної призми залишається незмінним, то  $\beta_{\text{гр}}$  буде визначатися лише показником заломлення досліджуваної рідини. В середині кута, який доповнює  $\beta_{\text{гр}}$  до  $90^\circ$ , світлових променів не буде. Світлові промені, що виходять з призми 2, потрапляють у лінзу 3, яка збирає всі паралельні один одному промені в одній точці. На екрані 4, який міститься в фокальній площині лінзи 3, буде спостерігатися границя розділу світла та тіні (границя світлотіні), створена променями, які йдуть під граничним кутом  $\beta_{\text{гр}}$ .

Таким чином, положення границі світлотіні визначається величиною граничного кута заломлення, тобто залежить від показника заломлення досліджуваної рідини. На екрані нанесено шкалу, яка проградуйована в поділках показника заломлення. Крім того, в рефрактометрах цільового призначення існує шкала концентрацій розчинів відповідної речовини (наприклад, цукру). Тоді у полі зору спостерігача маємо дві шкали, границю світлотіні, а також візирну лінію у вигляді трьох штрихів.



***Завдання 1. Ознайомитись з будовою приладу, загальний вигляд якого подано на мал. 8.56.***

Прилад має корпус (1), колонку (2), основу (3). До корпусу прикріплені камери: нижня (4) з вимірювальною призмою та верхня (5) з лувальною призмою. До нижньої камери прикріплено рухомий освітлювач (6), світло від якого можна спрямовувати у віконце камери. На передній кришці корпусу приладу розміщено шкали (7) та рукоятку (8) з окуляром (9). На вісі рукоятки знаходиться шкала (10) з гвинтом (11). Гвинт фіксує рухому шкалу (10), отіні. До якої призначена для усунення спектра на границі світла. Для з'ясування будови приладу підключіть за допомогою штепсельної вилки (12).

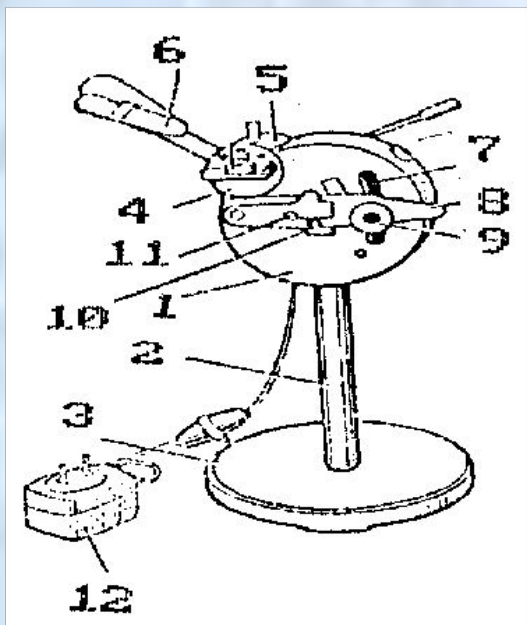
***Завдання 2. Перевірити правильність установки нуля приладу.***

Для цього необхідно відкинути обойму з освітлювальною призмою і нанести 2-3 краплини дистильованої води на поверхню вимірювальної призми та опустити обойму на місце. Потім включити в електричну мережу прилад, направити світло від освітлювача (6) у вікно в обоймі освітлювальної призми. Далі, обертаючи оправу окуляра (9), досягти різкого зображення шкали приладу. Повертаючи рукоятку з окуляром (8), знайти границю розділу світла та тіні та сполучити візир окуляра – три пунктирних лінії – з границею розділу світла та тіні. Якщо ця границя має кольорове забарвлення, повертаючи ручку (10), усунути його. Знайти значення показника заломлення дистильованої води за шкалою (показник заломлення дистильованої води 1.333, концентрація – 0).

***Завдання 3. Виміряти показник заломлення досліджуваної речовини стілі в залежності від концентрації. показника заломлення***

Для цього треба виміряти показники заломлення розчинів відомих концентрацій (порядок вимірювання дивись у завданні 2). Виміряти показник заломлення розчину невідомої концентрації. Результати подати у вигляді таблиці.





Мал. 8.56. *вигляд рефрактометра.*  
Зовнішній

Таблиця. Залежність показника заломлення від концентрації.

$C, \%$	0	10	20	30	40	$X$
$n$	1.333					

За даними таблиці побудувати графік залежності  $n = f(C)$ .

За графіком визначити показник заломлення розчину цукру по вісі концентрацій брати 0%, а по вісі показника заломлення – 1.33.

Щодо масштабу вісі показника заломлення по вісі концентрацій – 5%, а по вісі показника заломлення – 0.001.

**Завдання 4.** *Визначити показник заломлення та концентрацію розчину цукру.*

Ці величини визначаються безпосередньо по шкалам приладу, бо рефрактометр РП-3 призначений саме для аналізу на сахарозу.

### Завдання для самостійної роботи та самоконтролю

1. Як залежить показник заломлення розчину від концентрації в нашому досліді?
2. З якою метою освітлювач в рефрактометрі доповнюється фільтром?
3. Визначити показник заломлення 20% розчину речовини у воді, якщо показник заломлення 30% розчину дорівнює 1.547 ( $n_{\text{води}} = 1.333$ ).

### 8.8.3.

## ЛАБОРАТОРНА РОБОТА "Визначення методом"

### Мета роботи:

вивчення принципу вивчення устроя поляриметра типу СУ-3, визначення питомої сталої обертання, визначення концентрації розчину оптично активної речовини.

### Прилади та матеріали:

СУ-3, поляриметричні кювети, поляриметр, напівтіньовий розчин цукру відомої концентрації, розчин цукру невідомої концентрації.

### *Контрольні питання для підготовки до лабораторної роботи*

1. Електромагнітні хвилі. Хвильова природа світла. Світло природне та поляризоване.
2. Поляризація світла при подвійному променезаломленні променів. Призма Ніколя, поляроїди. Закон Малюса.
3. Оптична активність речовин, обертання площини поляризації.
4. Дисперсія оптичної активності. Поляриметрія, спектрополяриметрія. Дослідження біологічних структур в поляризованому світлі.

### *Додаткова література*

1. Ливенцев Н.М. Курс фізики. – М.: Высшая школа, 1978. – Ч. 1.
2. Ремизов А.Н. Медицинская и биологическая физика. – М.: Высшая школа, 1996.

## Короткі теоретичні відомості

Поляриметричними звать методи, що засновані на вимірюванні кута обертання площини поляризації світлової хвилі при її проходженні крізь оптично активні речовини. Обертання площини поляризації світлової хвилі при її взаємодії з речовиною пов'язане з наявністю певної асиметрії в будові молекули оптично активної речовини або з певними особливостями в будові кристалічної ґратки (наприклад, ґратки кварцу).

Величина кута обертання площини поляризації  $\varphi$  залежить від природи речовини (тобто будови її молекул), від кількості молекул, з якими взаємодіє хвиля на своєму шляху, а також від довжини хвилі у вакуумі. Кількісно цю залежність для оптично активної речовини можна виразити формулою:

$$\varphi = \varphi_0 L,$$

а для розчину оптично активної речовини формулою:

$$\varphi = [\varphi_0] CL,$$

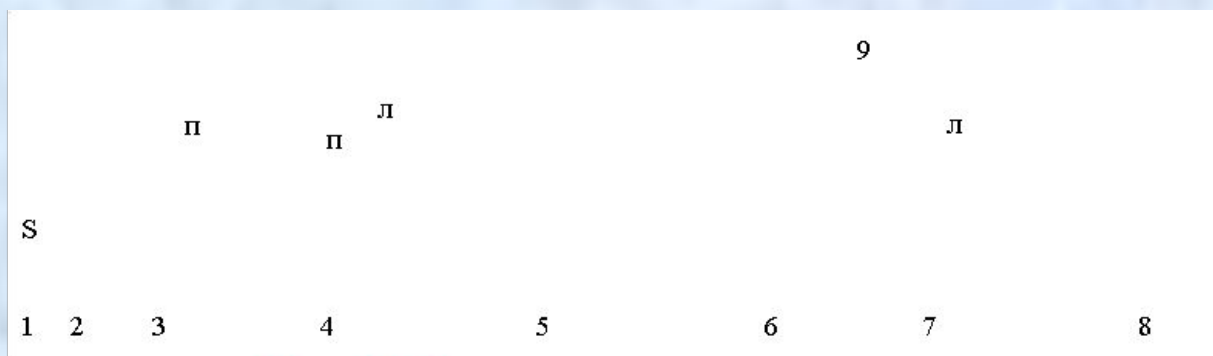
де  $\varphi$  – кут обертання площини поляризації (в градусах чи радіанах),  $\varphi_0$  – стала обертання оптично активної речовини,  $L$  – довжина шляху хвилі в оптично активній речовині,  $C$  – концентрація оптично активної речовини.

Величина  $[\varphi_0]$  залежить від природи речовини, температури, а також від частоти електричних коливань (довжини світлової хвилі). Залежність  $[\varphi_0]$  від довжини хвилі дисперсією оптичного обертання від довжини хвилі дисперсією і визначається законом Біо:  $[\varphi_0] \sim 1/\lambda^2$ . Розмірність  $[\varphi_0]$  та  $C$  та  $L$ .

У природі існують оптично активні речовини як право-, так і лівообертаючі.

Поляриметричні методи використовують не тільки для визначення концентрації, але й для вивчення структури біологічних об'єктів. Для проведення поляриметричних досліджень використовують прилади, що зветься поляриметрами (сахариметрами). Принцип такої приладу може бути визначення концентрації сахарози в розчинах. Оптична схема СУ-3 наведена на мал. 8.57.





**Мал. 8.57.**

**Оптична схема поляриметра.**

Потік звичайного світла від лампи (1) крізь світлофільтр (2) падає на призму поляризатора (3). Після цього розсіяне світло падає на бікварц (4), який складається з двох пластинок кварцу: лівообертаючого ( $l$ ) і правообертаючого ( $n$ ). Ці пластинки розділяють світловий потік на дві половини. Площини поляризації обох половин світлового потоку утворюють однакові кути з головною площиною аналізатора (7). Згідно з законом Малюса, аналізатор однаково пропускає однакові долі потоку до зорової труби, при цьому спостерігається рівномірно освітлене поле зору, яке розділене тонкою лінією.

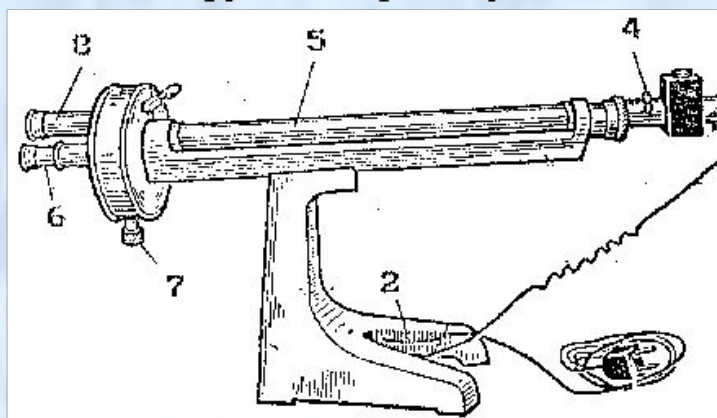
Якщо між бікварцем (4) та аналізатором (7) розташувати кювету (5) з речовиною, що обертає площину коливань, то рівність кутів між площинами поляризації двох половин світлового потоку та площиною аналізатора порушується. У цьому випадку аналізатор по-різному пропускає ліву та праву частини потоку. Внаслідок цього поле зору різко розділяється на дві по-різному освітлені половини. Щоб вирівняти освітленість поля зору, необхідно повернути площини поляризації обох половин світлового потоку назад на той самий кут  $\varphi$ , який повернулася площина коливань речовини. Це можна здійснити за допомогою компенсатора (6), що складається з нерухомого кварцового клину та рухомого, з яким пов'язане зміщення стрілки відносно шкали (9). Зміщенням одного клину відносно іншого можна підібрати товщину кварцової пластинки, яка потрібна для компенсації кута обертання площин поляризації.



## Порядок виконання лабораторної роботи:

### Завдання 1.

Конструкція приладу схематично показана на мал. 8.58.

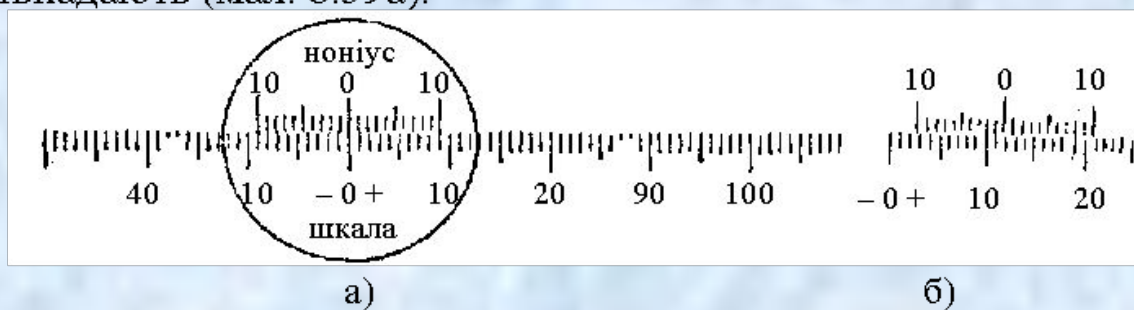


Мал. 8.58. Зовнішній вигляд  
поляриметра

Увімкнути прилад в електричну мережу, тумблером (2) увімкнути освітлювач прибору (3). Обертальну обойму (4) встановити так, щоб на шляху світлового потоку опинився наскрізний отвір.

У відсутності в камері (5)

поляриметричної кювети обертанням оправы окуляра зорової трубки (6) домогтися чіткого зображення тонкої лінії, що розділяє поле зору. Якщо поле зору виявиться неоднорідним, обертанням кремал'єри (7) домогтися повної однорідності поля зору. Одержавши однорідне освітлення поля зору окуляра (6), обертанням оправы здійснити наведення на різкість окуляра (8) відлікової шкали. Якщо налагодження приладу проведено належним чином, нульові поділки ноніуса та відлікової шкали співпадають (мал. 8.59а).



Мал. 8.59. Можливі відносні положення ноніуса та відлікової шкали: а) – правильне, б) – неправильне.

В протилежному випадку треба перевірити знову однорідність поля зору окуляра (6) і якщо однорідність не досягнута, то має місце систематична похибка відліку. Її можна усунути більшою ретельною установкою нуля (це здійснює лаборант). Якщо нуль все ж таки не встановлено, необхідно цю похибку враховувати при проведенні розрахунків.

## Завдання 2. Визначити питоме обертання для цукру.

Розташувати в камері поляриметра (5) (мал. 8.58) кювету з розчином цукру відомої концентрації (концентрація розчину, довжина кювети, а також похибки їх вимірювання наведені в таблиці). Виміряти величину кута обертання площини поляризації кількістю поділок  $n$  шкали. Кут обертання  $\varphi$  визначимо, помноживши кількість поділок  $n$  на ціну поділки шкали, що дорівнює  $0.35^\circ$ . Для вимірювання на ціну поділки шкали, що є однорідності поділок необхідно домогтися за допомогою кремал'єри (7), а потім крізь окуляр (8) провести відлік по шкалі з точністю до 0.1 поділки шкали.

Спосіб відліку показань ноніуса пояснено на мал. 8.59б. Кількість цілих поділок визначають по основній шкалі до нуля шкали ноніуса (11 поділок). Число десятих поділки визначають по шкалі ноніуса: воно дорівнює номеру поділки ноніуса, який найкращим способом співпадає з будь-якою поділкою основної шкали. В наведеному на мал. 8.59б прикладі співпадає восьма поділка, тобто  $n = 11.8$ ,  $\varphi = 11.8 \cdot 0.35^\circ = 4.13^\circ$ .

Вимірювання  $\varphi$  проводиться зурізів, одержані дані занести в таблицю. За даними вимірювань розрахувати середні значення результатів відліку  $n$ , визначення. Питоме обертання розраховують за формулою:

$$[\varphi_0] = \frac{0.35 \cdot n}{C \cdot L_1},$$

де  $\bar{n}$  – середнє значення відліку по шкалі,  $L_1$  – довжина кювети,  $0.35^\circ$  – ціна поділки шкали.

Відносну похибку розраховують за формулою:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta[\varphi_0]}{[\varphi_0]} = \frac{\Delta\bar{n}}{\bar{n}} + \frac{\Delta\bar{C}}{\bar{C}} + \frac{\Delta\bar{L}_1}{\bar{L}_1},$$

де  $\Delta\bar{n}$ ,  $\Delta\bar{L}_1$ ,  $\Delta\bar{C}$ ,  $\Delta[\varphi_0]$  – абсолютні похибки величин.

Абсолютна похибка середнього значення розраховується за формулою:

$$\Delta[\varphi_0] = \bar{\varepsilon} \cdot [\varphi_0].$$

Остаточний результат для питомого обертання подають у вигляді

$$[\varphi_0] = [\bar{\varphi}_0] \pm \Delta[\varphi_0].$$

### Завдання 3.

Виміряти кути обертання плоскої поляризації цукру кювети з розчином невідомої концентрації. Вимірювання провести також 5 разів. Розрахувати результати занести до таблиці. Одержане при виконанні завдання розчину, застосувавши обертання  $[\varphi_0]$ :

$$C_x = \frac{\varphi}{[\varphi_0] \cdot L} = \frac{0.35 \cdot n}{[\varphi_0] \cdot L_2}$$

Похибку визначення концентрації розрахувати за формулою:

$$\bar{\varepsilon} = \frac{\Delta \bar{C}_x}{\bar{C}_x} = \frac{\Delta \bar{n}}{\bar{n}} + \frac{\Delta [\bar{\varphi}_0]}{[\bar{\varphi}_0]} + \frac{\Delta \bar{L}_2}{\bar{L}_2}$$

Абсолютна похибка визначення концентрації дорівнює

$$\Delta \bar{C}_x = \bar{\varepsilon} \bar{C}_x$$

Остаточний результат для концентрації розчину цукру подати у вигляді

$$C_x = \bar{C}_x \pm \Delta \bar{C}_x$$

Результати занести в таблицю:

Для розчину відомої концентрації $C = (6.5 \pm 0.2) \text{ г} / 100 \text{ см}^2$ $L_1 = (1.000 \pm 0.005) \text{ дм}$						Для розчину невідомої концентрації $C_x$ $L_2 = (2.000 \pm 0.005) \text{ дм}$				
$N$	$n$	$\Delta n$	$L_1$ (дм)	$\Delta L_1$ (дм)	$[\varphi_0]$	$n$	$\Delta n$	$L_2$	$\Delta L_2$	$C_x$
1			1.000	0.005				2.000	0.005	
2			-"-	-"-				-"-	-"-	
3			-"-	-"-				-"-	-"-	
4			-"-	-"-				-"-	-"-	
5			-"-	-"-				-"-	-"-	
Се-ред. знач.			1.000	0.005				2.000	0.005	



## **Завдання для самостійної роботи та самоконтролю**

1. Дайте визначення оптичної вісі кристалу.
2. Як залежить показник заломлення звичайного ( $n_o$ ) та незвичайного ( $n_e$ ) променів від напрямку поляризації відбитого та заломленого променів при зміні кута падіння світла на поверхню діелектрика?
3. Як змінюється кут повороту площини поляризації при збільшенні довжини хвилі світла, що проходить крізь оптично активну речовину?
4. Аналізатор зменшує в 1.3 рази інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор. Нехтуючи втратами інтенсивності світла, визначити кут  $\alpha$  між площинами поляризатора та аналізатора.
5. Питоме обертання цукру становить  $66.5 \text{ град} \cdot \text{см} / \text{д} \cdot \text{г} / \text{см}^3$ . Яку довжину має кювета, якщо кут повороту площини поляризації речовиною з концентрацією  $0.08 \text{ г} / \text{см}^3$  становить  $53.2^\circ$ ?
6. Кут між головними площинами двох поляризаторів складає  $30^\circ$ . скільки разів зменшиться інтенсивність природного світла при його проходженні: 1) крізь один ніколь, 2) крізь обидва ніколя? Вважати, що на поглинання світла в кожному ніколі втрачається 10% падаючого світлового потоку.