

Міністерство освіти і науки України
Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника
Кафедра фізики і хімії твердого тіла

В.В. Прокопів

**КОНСПЕКТИ ЛЕКЦІЙ З ФІЗИКИ.
ОПТИКА**

Навчальний посібник для студентів спеціальності «Хімія»

Івано-Франківськ
2014

УДК 53.07
ББК 22.73
П 80

Рекомендовано до друку Вченою радою фізико-технічного факультету Прикарпатського національного університету імені Василя Стефаника

Рецензенти:
кандидат фізико-математичних наук, професор **М.М. Яцура**
кандидат фізико-математичних наук, доцент **Г.Д. Матеїк**

Прокопів В.В.

П 80 Конспекти лекцій з фізики. Оптика. Навчальний посібник / Володимир Васильович Прокопів. – Івано-Франківськ : Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, 2014. – 28 с.

В навчальному посібнику викладені у формі конспектів основні питання що стосуються фізичної природи, інтерференції, дифракції та поляризації світла.

Посібник призначений для студентів спеціальності «Хімія» заочної форми навчання. Також буде корисним для студентів нефізичних спеціальностей, що вивчають фізику.

УДК 53.07
ББК 22.73

© Прокопів В.В., 2014
© Прикарпатський національний університет імені Василя Стефаника, 2014

4.1. Фізична природа світла

4.1.1. Загальні відомості про світло

Розділ фізики, який називається оптикою, займає важливе місце в системі фізичних знань. Чимало фізичних методів оптики використовують в хімії для з'ясування інформації про будову речовини, а також між- і внутрішньомолекулярної взаємодій (рентгенівська дифракція, спектри оптичного випромінювання і поглинання молекул, рідин і твердих тіл, поляризаційний метод та ін.)

Оптикою називають розділ фізики, який вивчає властивості світла і взаємодію його з речовиною.

Під світлом в даному випадку розуміють електромагнітні хвилі, довжина яких – від 1 до 10^5 нм.

Розглянемо **шкалу електромагнітних хвиль** (рис. 4.1).

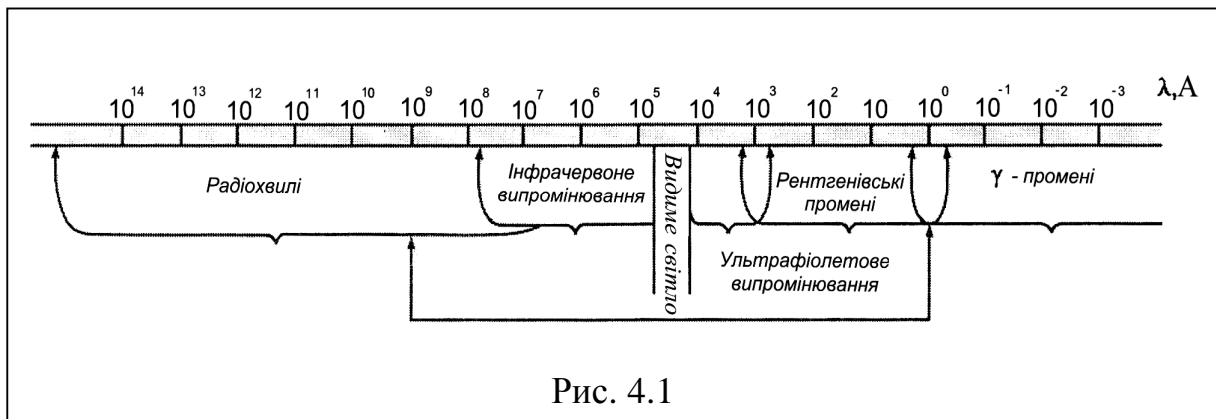


Рис. 4.1

Загалом світло є складним явищем, зокрема в одних випадках воно веде себе як електромагнітні хвилі, в інших – як потік частинок (фотонів або квантів світла), тобто для світла характерний корпускулярно-хвильовий дуалізм.

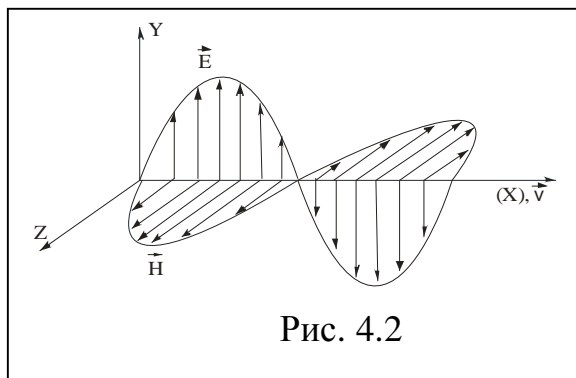


Рис. 4.2

Світлові хвилі є поперечними (рис. 4.2). Світло – це сукупність змінних електричного і магнітного полів, які розповсюджуються в просторі.

Ми будемо розглядати тільки хвильову оптику, а є ще геометрична і фізична або квантова оптика.

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

Тоді відношення

$$n = \frac{c}{u} \quad (4.1)$$

називається **абсолютним показником заломлення світла**.

В теорії електромагнітних хвиль доведено таке співвідношення:

$$n = \sqrt{\epsilon\mu}, \quad (4.2)$$

де ϵ і μ – відповідно діелектрична і магнітна проникності.

Для більшості речовин $\mu = 1$ (тільки для феромагнітних $\mu \geq 1$), тобто

$$n = \sqrt{\epsilon}. \quad (4.3)$$

Тому кажуть, що (4.2) пов'язує оптичні і електричні властивості світла.

Показник заломлення світла характеризує оптичну густину **світла**. Чим він більший, тим середовище більш густе і навпаки.

Довжина хвилі у вакуумі визначається за формулою:

$$\lambda_0 = \frac{c}{\nu}, \quad (4.4)$$

а у середовищі ця формула матиме вигляд:

$$\lambda = \frac{v}{\nu}, \quad (4.5)$$

де ν – частота світла у вакуумі, а λ – довжина хвилі.

Використовуючи формули (4.1) і (4.4), одержуємо:

$$\lambda = \frac{\lambda_0}{n}. \quad (4.6)$$

Світлові хвилі – це коливання векторів \vec{E} і \vec{H} . Зауважимо, що джерелом електромагнітних хвиль, а отже, і світла, є атоми і молекули.

4.1.2 Енергетичні і фотометричні характеристики світлового потоку

Світло, падаючи на предмети, чинить певну дію на них. Така дія світла на око людини чи фізичний прилад полягає в передачі їм енергії. Розділ оптики, який займається вимірюванням світлових потоків і величин, пов'язаних з цими потоками, називається **фотометрією**.

Потік променевої енергії Φ – це кількість енергії, яка переноситься через площадку за одиницю часу.

$$\Phi = \frac{E}{t} \text{ [Вт]}. \quad (4.7)$$

Виявляється, що величина потоку залежить від довжини хвилі. Роз-

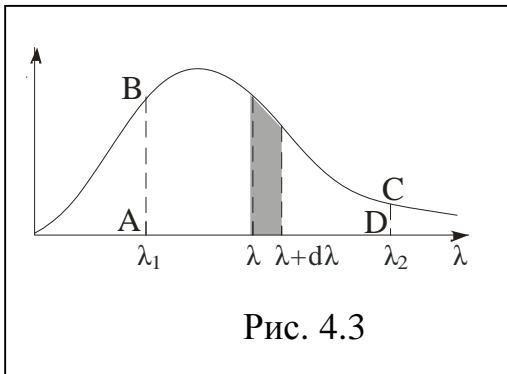


Рис. 4.3

поділ енергії за довжиною хвилі зображено на рис. 4.3. Тоді розподіл за довжиною хвилі прийнято характеризувати функцією розподілу:

$$\varphi(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda}, \quad (4.8)$$

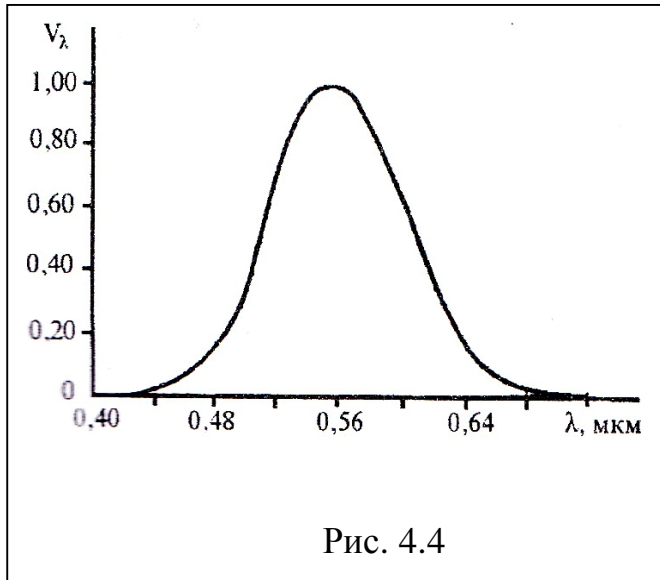
де $d\Phi_e$ – потік, що припадає на інтервал $[\lambda; \lambda + d\lambda]$.

Знаючи $\varphi(\lambda)$, можна знайти сумар-

ний енергетичний потік світла:

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) d\lambda \quad (4.9)$$

Дія світла на око у великій мірі залежить від довжини хвилі (рис. 4.4). Око найбільш чутливе до зеленого світла.



Для характеристики інтенсивності світла вводять величину, яку називають **світловим потоком** Φ_c . Якщо

$$d\Phi = v(\lambda) \cdot d\Phi_e, \quad (4.10)$$

то

$$\Phi_c = \int V(\lambda) \varphi(\lambda) d\lambda, \quad (4.11)$$

де $V(\lambda)$ – функція видності.

Отже, світловий потік – це променевий потік, оцінений за зоровими відчуттями. Розмірність

$$[\Phi_c] = 1 \text{ лм (люмен)}.$$

Для характеристики джерел світла використовують таку величину, як сила світла. У випадку точкового джерела світла, яке випромінює сферичну хвилю, сила світла, що позначається I , визначається формулою:

$$I = \frac{d\Phi_c}{d\Omega}, \quad (4.12)$$

де Ω – тілесний кут, в якому розповсюджується світло. Отже, сила світла – це величина світлового потоку, що припадає на одиницю тілесного кута.

При рівномірному розподілі світлового потоку у всіх напрямках:

$$I = \frac{\Phi_c}{\Omega}, \quad (4.13)$$

Тоді на площину dS падає світловий потік, що дорівнює $d\Phi_{\tilde{n}} = Id\Omega$.

Отже $d\Omega = \frac{dS}{R^2}$.

Кут Ω , що обмежує сферичну поверхню, дорівнює 4π , бо $S = 4\pi R^2$, а тому

$$\Omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi. \quad (4.14)$$

Для точкового ізотропного джерела, у якого сила світла не залежить від напрямку, ця сила визначається так:

$$I = \frac{\Phi_c}{\pi}. \quad (4.15)$$

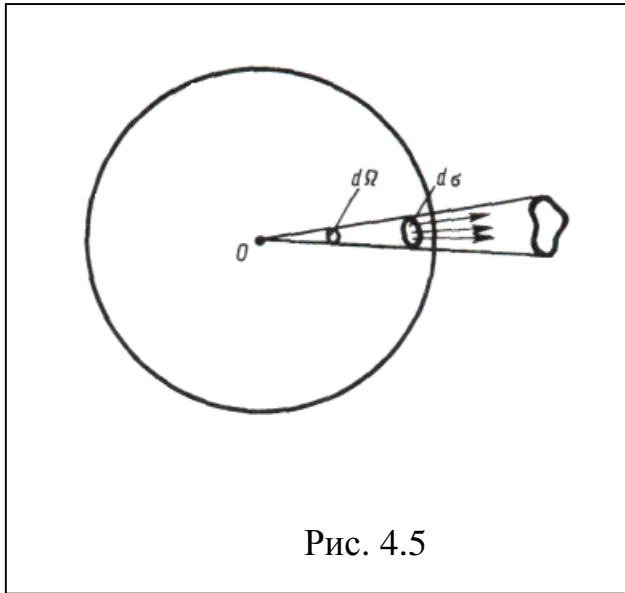


Рис. 4.5

Одиниця сили світла джерела у СІ:

$$[I]=1 \text{ кд (кандела).}$$

Використовують ще одну величину для характеристики світла, яку називають **освітленістю** E , що визначається відношенням світлового потоку до величини поверхні, на яку він падає:

$$E = \frac{d\Phi_c}{dS}, \text{ 1лк (люкс),} \quad (4.16)$$

$$[1 \text{ лк}=1\text{мм}/\text{м}^2].$$

Знайдемо величину освітленості, що залежатиме від відстані, сили світла і напрямку розповсюдження світла.

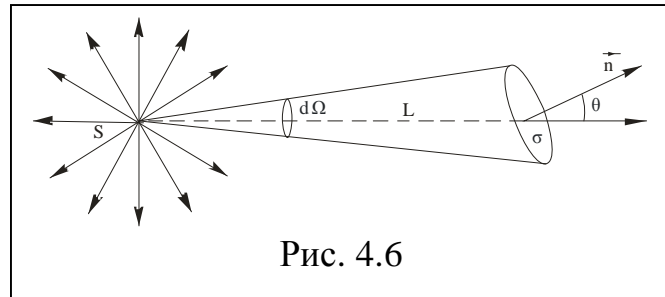


Рис. 4.6

$$d\Phi_c = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \alpha \cdot dS, \quad (4.17)$$

$$d\Omega = \frac{dS \cdot \cos \alpha}{r^2}, \quad (4.18)$$

$$E = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \alpha, \quad (4.19)$$

де r – відстань від джерела до площадки, а α – кут падіння. Зауважимо, що остання формула є **законом освітленості**.

4.2. Інтерференція світла

4.2.1. Когерентність хвиль

Нехай дві світлові хвилі однакової частоти накладаються одна на одну і в деякій точці простору збуджують сумарні коливання.

Нехай світловий вектор для першої хвилі змінюється з часом за законом

$$A_1 \cos \alpha(\omega t + \alpha_1), \quad (4.20)$$

а для другої хвилі

$$A_2 \cos \alpha(\omega t + \alpha_2). \quad (4.21)$$

Знайдемо амплітуду A результуючого коливання:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \delta, \quad (4.22)$$

Використаємо теорему косинусів: $\delta = \alpha_2 - \alpha_1$ – різниця фаз.

Якщо для двох хвиль частота або довжина хвилі є однаковою і різниця фаз залишається незмінною в часі, то такі хвилі називають **когерентними**. У випадку некогерентних хвиль, які б неперервно змінювались,

приймаючи з рівною імовірністю будь-яке значення, середнє значення $\cos \delta = 0$, $I = I_1 + I_2$.

Амплітуда пов'язана з інтенсивністю таким співвідношенням:

$$I = \frac{1}{2} \sqrt{\frac{\epsilon_0 \epsilon}{\mu_0 \mu}} A^2. \quad (4.23)$$

При накладанні когерентних хвиль, враховуючи, що інтенсивність I пропорційна квадрату амплітуди A^2 , формула (4.22) матиме вигляд:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta. \quad (4.24)$$

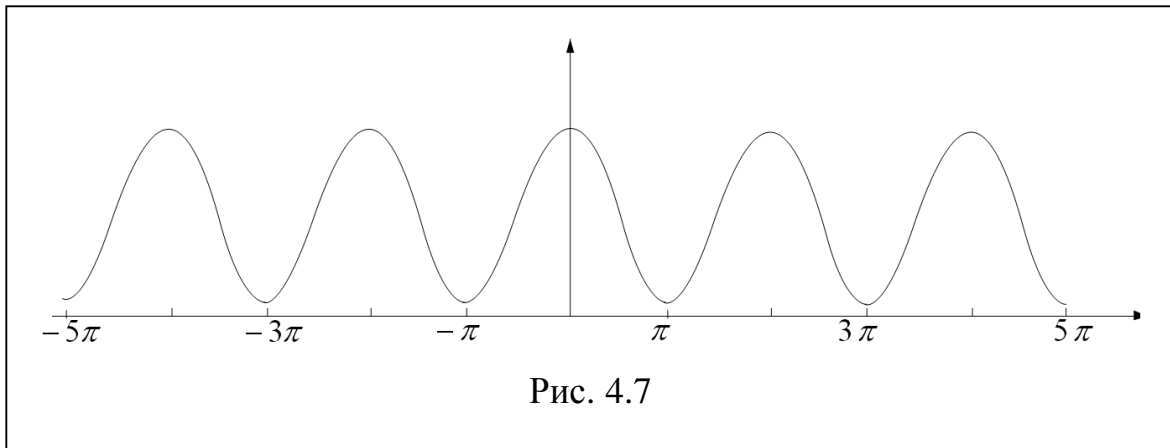


Рис. 4.7

Сумарна інтенсивність залежить від різниці фаз і може набувати будь-якого значення: від максимального, коли $\delta = 2\pi k$, де $k = 0, 1, 2, \dots$, до мінімального, коли $\delta = (2k + 1)\pi$, де $k = 0, 1, 2, \dots$

Оскільки різниця фаз залежить від координат точки спостереження, інтерференційна картина характеризується чергуванням у просторі стійких максимумів і мінімумів освітленості.

Отже, **інтерференція** – це явище накладання двох когерентних хвиль, в результаті якого спостерігається максимум і мінімум.

Звичайні або природні джерела світла дають некогерентне випромінювання, тому що атоми в таких джерелах випромінюють світло неузго-

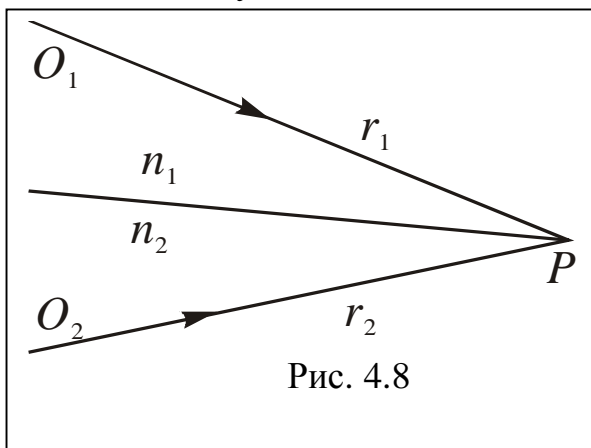


Рис. 4.8

джено. Штучним джерелом, яке дозволяє отримати когерентні хвилі, є лазер. Також когерентні хвилі світла можна отримати шляхом розділення на дві або кілька з допомогою відбивання чи заломлення.

Оптична різниця ходу. Нехай маємо точкове джерело світла і припустимо, що від цього джерела ідуть дві когерентні хвилі (рис. 4.8). Рів-

няння хвиль мають вигляд:

$$A_1 = A_{01} \cos \omega \left(t - \frac{S_1}{v_1} \right), \quad (4.25)$$

$$A_2 = A_{02} \cos \omega \left(t - \frac{S_2}{v_2} \right). \quad (4.26)$$

Знайдемо різницю фаз:

$$\delta = \omega(S_2 / v_2 - S_1 / v_1) = \omega / c (S_2 n_2 - S_1 n_1) = 2\pi\nu / c (S_2 n_2 - S_1 n_1) = 2\pi\Delta / \lambda_0,$$

де S_1, S_2 – шлях, який проходять перша і друга хвилі відповідно. Величину $\Delta = S_2 n_2 - S_1 n_1$ називають *оптичною різницею ходу*.

4.2.2. Інтерференція від двох когерентних джерел

Нехай маємо два когерентні джерела світла S_1 та S_2 , які знаходяться

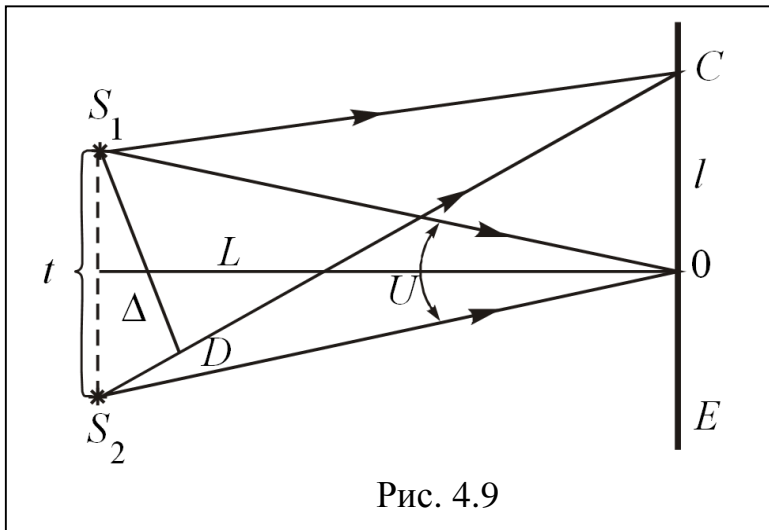


Рис. 4.9

на відстані t . Екран, де будемо спостерігати інтерференційну картину знаходиться на відстані L (рис. 4.9).

Щоб у точці C виникав максимум необхідно, щоб $\delta = 2\pi k$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, тоді

$$\Delta = k\lambda. \quad (4.27)$$

Отже, оптична різниця ходу дорівнює парному або цілому

числу хвиль. Якщо $\delta = (2k + 1)\pi$, $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$, то

$$\Delta = \left(k + \frac{1}{2} \right) \lambda. \quad (4.28)$$

Формула (4.28) – умова мінімуму. Отже, мінімуми виникають там, де оптична різниця ходу хвиль дорівнює непарному числу півхвиль.

4.2.3. Методи здійснення інтерференції

Інтерферувати можуть тільки когерентні світлові хвилі. Оскільки природні джерела світла некогерентні, то існують два штучні способи для отримання когерентних світлових хвиль:

- а) спосіб поділу фронту хвилі;
- б) спосіб поділу амплітуди.

Розглянемо метод поділу фронту хвилі за допомогою досліду Юнга.

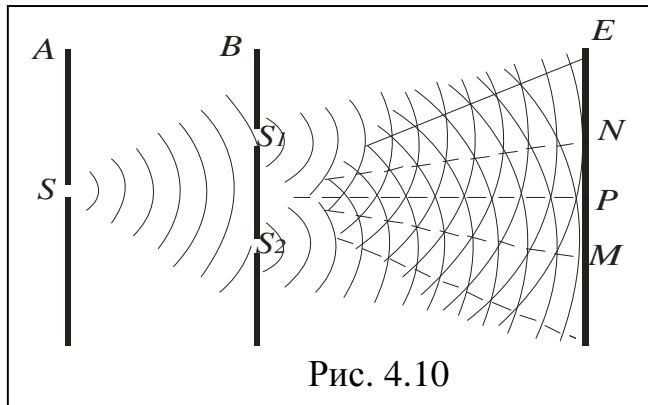


Рис. 4.10

Юнг вперше провів розділення одного пучка світла на два когерентних і отримав стійку інтерференційну картину (рис. 4.10).

Згідно принципу Гюйгенса, щілини стають вторинними джерелами когерентних хвиль. Використаємо геометрію цього рисунка, знайдемо розміщення

максимуму і мінімуму інтерференцій на екрані.

$$S_1^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2, \quad (4.29)$$

$$S_2^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2. \quad (4.30)$$

Тоді

$$S_2^2 - S_1^2 = (S_2 + S_1)(S_2 - S_1) = 2xd. \quad (4.31)$$

Оскільки відстань до екрану l набагато більша за d ($l \gg d$), то

$$S_2 + S_1 \approx 2l, \quad S_2 - S_1 = \frac{xd}{l}, \quad \Delta = \frac{nx d}{l}. \quad (4.32)$$

Для того, щоб в точці P спостерігався максимум, треба, щоб:

$$\Delta = \pm m \lambda_0, \quad \lambda_0 = \frac{nx_{max} d}{l}, \quad x_{max} = \frac{ml \lambda_0}{dn} = \frac{ml \lambda}{d}. \quad (4.33)$$

$$x_{max} = \frac{ml \lambda_0}{dn} = \pm \frac{ml \lambda}{d}. \quad (4.34)$$

Мінімум буде спостерігатися, якщо:

$$\Delta = \pm \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0, \quad \left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda_0 = \frac{x_{min} dn}{l}, \quad (4.35)$$

$$x_{min} = \frac{\left(m + \frac{1}{2}\right) l \lambda}{d}. \quad (4.36)$$

Відстань між сусідніми максимумами називається **відстанню між інтерференційними смугами**, а між двома сусідніми мінімумами – **шириною інтерференційної смуги**. З цього факту та з формул (4.34) і (4.36) випливає, що відстань між сусідніми смугами дорівнює

$$\Delta x = \frac{l \lambda}{d}, \quad (4.37)$$

а ширина смуг є однаковою.

Розділити точкове джерело на два уявні джерела, які дають когерентні хвилі, можна ще з допомогою дзеркал Френеля або біпризми Френеля.

4.2.4. Інтерференція в тонких плівках

При падінні світлового променя на тонку прозору плівку проходить відбивання світлової хвилі від двох поверхонь, тобто в результаті утворюється з однієї хвилі принаймні дві, які зустрівшись, можуть накладатись.

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_2, \quad \sin \beta < \sin \alpha, \quad (4.38)$$

$$\Delta(\alpha) = S_2 n_2 - S_1. \quad (4.39)$$

Промені 1 і 2 будуть інтерферувати, тому що є когерентними. Крім променів 1 і 2 за рахунок трьохкратного, чотирьохкратного і так далі, відбивань можуть виникнути і інші промені, однак інтенсивність їх є досить малою (5%) і на інтерференційну картину вони не впливають.

Дослід показує, що для спостереження такої картини в білому світлі товщина пластини має дорівнювати 0,06 мкм.

Для обчислення різниці фаз між коливаннями в променях 1 і 2 крім оптичної різниці ходу треба ще врахувати можливість зміни фази хвилі при відбиванні.

В точці O фаза хвилі змінюється на π (якщо $n_2 > n_1 = 1$). Коли $n_1 < n_2$, фаза хвилі не змінюється. В оптичній різниці ходу це можна врахувати, якщо до (4.39) додати $\frac{\lambda_0}{2}$, тобто

$$\Delta = \Delta(\alpha) + \frac{\lambda_0}{2} = S_2 n_2 - S_1 + \frac{\lambda_0}{2}. \quad (4.40)$$

При падінні вихідної хвилі під кутом, для якого виконується умова:

$$\Delta(\alpha) + \frac{\lambda_0}{2} = m\lambda_0, \quad (4.41)$$

якщо

$$\Delta(\alpha) = \left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0, \quad (4.42)$$

то буде спостерігатися максимум, а якщо

$$\Delta(\alpha) = m\lambda_0, \quad (4.43)$$

то – мінімум.

Це означає, що відбиті хвилі, які падають під такими кутами, будуть гаситись.

4.2.4. Інтерференція в тонких шарах, смугах рівної товщини і рівного нахилу

Нехай тонка плоскопаралельна пластинка освітлюється розсіяним монохроматичним світлом (світло падає під різними кутами). Розмістимо па-

паралельно пластинці збірну лінзу, в фокальній площині якої поставимо екран.

Промені, які падають на пластину під кутом, після відбивання від поверхні збираються лінзою в одній точці і створюють освітленість, яка залежить від оптичної різниці ходу. Промені, які ідуть в інших площинах, але під таким самим кутом, збираються лінзою в інших точках, які розміщуються від центра екрану на такій же відстані, як і перша точка, тобто по колу.

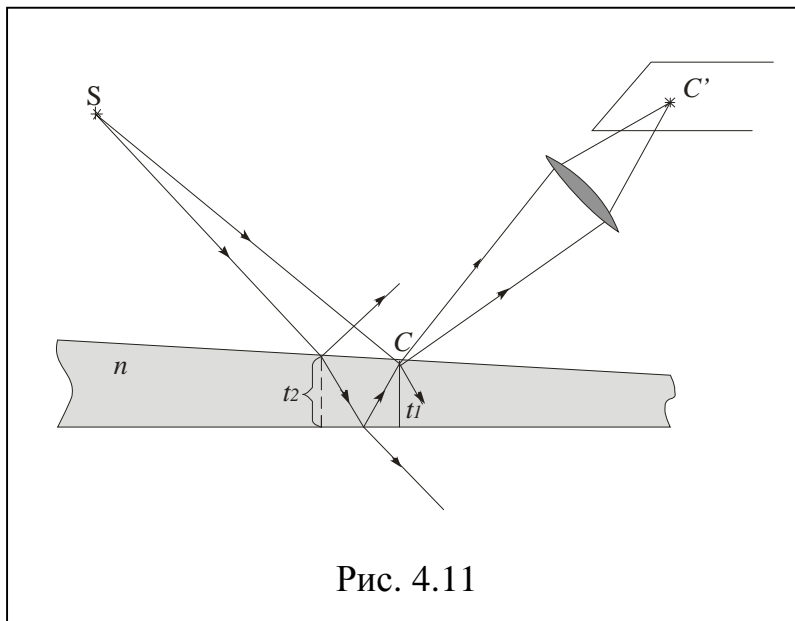


Рис. 4.11

Промені, які падають під кутом на площину, створюють так само сукупність однакових освітлюючих точок, розміщених по колу. Освітленість цих кіл буде різна, оскільки різна оптична різниця ходу. Отже, на екрані виникає система світлих і темних кругових смуг. Такі смуги утворюються променями, що падають під однако-

вим кутом, тому їх називають **смугами рівного нахилу**. Оптична різниця ходу залежить від n , а отже, і від λ_0 , тому, якщо пластину освітлюється білим світлом, то на екрані буде система кіл з кольоровим забарвленням.

Розглянемо прозору пластинку змінної товщини.

Нехай на пластину падає паралельно пучок монохроматичних променів. Тепер промені, відбиті від поверхні, не будуть паралельними. Різниця ходу для променів, відбитих від різних ділянок пластинки, буде неоднакова, тому на екрані виникає нерівномірне освітлення у вигляді темних і світлих кольорових смуг. Кожна з цих смуг є результатом відбивання від ділянок пластинки з однаковою товщиною, тому такі смуги називаються **смугами рівної товщини**. Якщо освітлювати пластинку білим світлом, то смуги матимуть райдужне забарвлення.

В реальних умовах при спостереженні інтерференції від мильних плівок спостерігаються, як смуги рівної товщини, так і смуги рівного нахилу.

4.3. Дифракція світла

Дифракція – це здатність хвилею оминати перешкоди, це сукупність явищ, що спостерігаються при розповсюдженні світла в середовищі з різ-

ними неоднорідностями поблизу границь прозорих і не прозорих тіл, через малі отвори або щілини.

При цьому відбувається відхилення променів від прямолінійного поширення. За рахунок цього дифракція приводить до огинання світловими променями перешкод і проникнення їх в область геометричної тіні.

Як і у випадку інтерференції, дифракція полягає у перерозподілі світлового потоку, і у відхиленні світлових хвиль від прямолінійного поширення.

4.3.1. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля

Згідно принципу Гюйгенса, кожна точка хвильового простору в отворі є вторинним джерелом світлових хвиль. Новим положенням фронту хвилі в будь-який момент часу є огинаюча поверхня до таких хвиль (рис. 4.12).

Принцип Гюйгенса не дає ніякої інформації про інтенсивності хвиль, що розповсюджуються в різних напрямках. На це питання відповів Френель, запропонувавши метод знаходження розподілу інтенсивностей.

Проілюструємо метод Френеля: розглянемо проходження світла через круглий отвір (рис. 4.13).

Щоб з'ясувати інтенсивність освітлення в точці P від точкового джерела S після проходження через перешкоду, Френель запропонував роз-

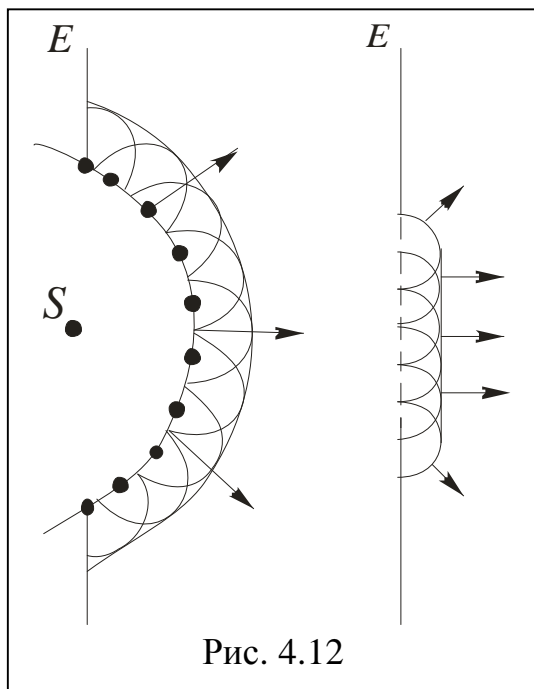


Рис. 4.12

бити хвильову поверхню, що знаходиться в межах перешкоди, на зони (зони Френеля). Ці зони побудовані так, щоб відстань від їх країв до точки P відрізнялась на $\frac{\lambda}{2}$, тобто

$$b_m = b + m \frac{\lambda}{2}, \quad (4.44)$$

де b_m – відстань від краю m -ої смуги до точки P .

У результаті коливань, що приходять в точку P від аналогічних точок двох сусідніх зон, які знаходяться в протифазі, або по іншому, коливання, що створюються кожною із сусідніх зон, відрізняються на π . Можна довести, що при невеликому числі зон n площі їх

практично однакові, крім того амплітуди хвиль від зон, що доходять до точки P , монотонно спадають, але результуюча амплітуда хвиль виражається формулою:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_k, \quad (4.45)$$

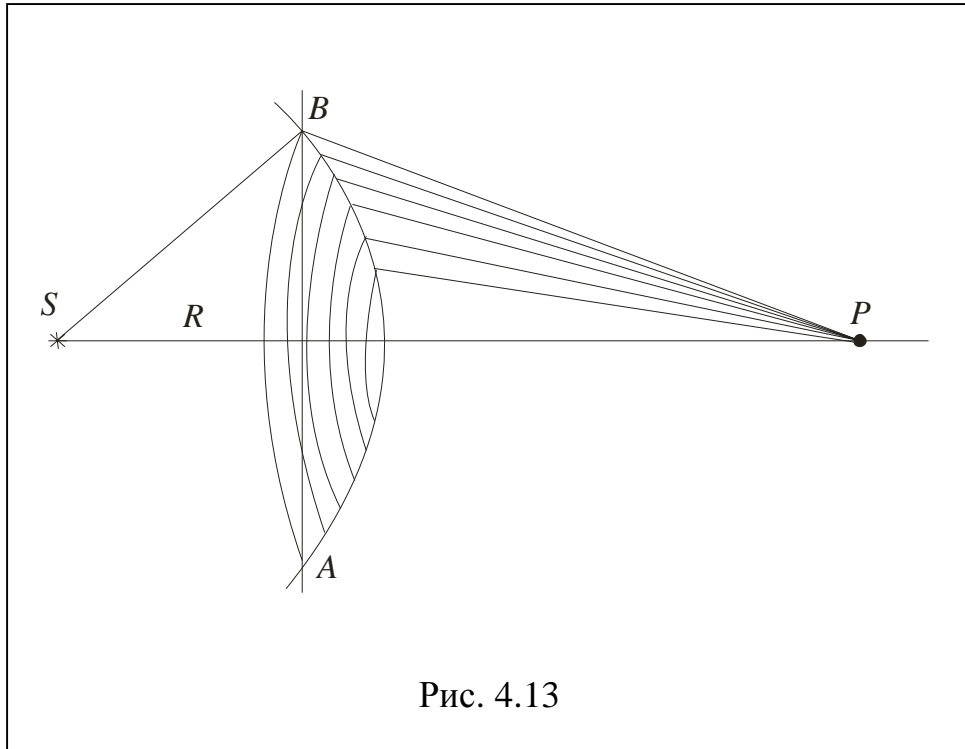


Рис. 4.13

Причому

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots > A_k > A_{k+1} > \dots, \quad (4.46)$$

Амплітуда коливань, спричинена k -тою зоною дорівнює півсумі амплітуд коливань, спричинених $(k-1)$ -ою і $(k+1)$ -ою зонами:

$$A_k = \frac{1}{2}(A_{k-1} + A_{k+1}), \quad k = 2, 3, \dots \quad (4.47)$$

Тоді

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_2}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2} \right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2} \right) + \dots + \left(\frac{A_{k-2}}{2} - A_{k-1} + \frac{A_k}{2} \right) + \frac{A_k}{2}. \quad (4.48)$$

У такому випадку амплітуда коливань у точці P буде дорівнювати $A = \frac{A_1}{2}$, а це половина амплітуди від першої зони Френеля.

Якщо на шляху хвилі поставити неперервний екран, який відкриває лише першу зону, то в точці P освітленості не буде. Якщо кількість відкритих зон буде m , то амплітуда коливань буде дорівнювати $\frac{A_1}{2}$.

Якщо на шляху хвиль поставити пластинку, яка б перекривала всі парні або непарні зони, то інтенсивність коливань в точці P різко зросте. Така пластина носить назву **фазової пластинки** (рис. 4.14) і діє подібно до збірної лінзи.

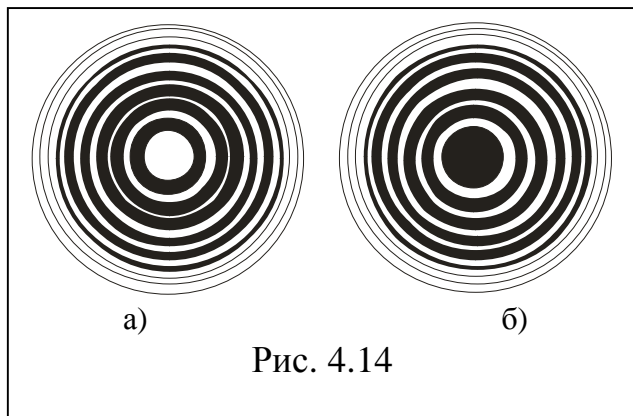


Рис. 4.14

Пластинка з світлим центром (рис. 4.14,а) буде закрити всі парні зони хвильового фронту, а пластинка з темним центром (рис. 4.14,б) – всі непарні зони Френеля.

4.3.2. Види дифракції

Якщо джерело світла знаходиться на скінченній відстані від перешкоди, то дифракцію можна

спостерігати без оптичних пристроїв. Таку дифракцію називають **дифракцією Френеля**.

Дифракція, що виникає, коли джерело світла знаходиться нескінченно далеко від точки Р, називається **дифракцією в паралельних променях** або **дифракцією Фраунгофера**.

Для прикладу розглянемо дифракцію Френеля на невеликому круглому отворі і на круглому екрані.

Нехай світло від точкового джерела S падає на прозорий екран з круглим отвором (рис. 4.15,а). При цьому ми спостерігаємо дифракційну картину. Розподіл інтенсивності на екрані з відстанню показано на рис. 4.15,б для непарного k і рис. 4.15,в – для парного k .

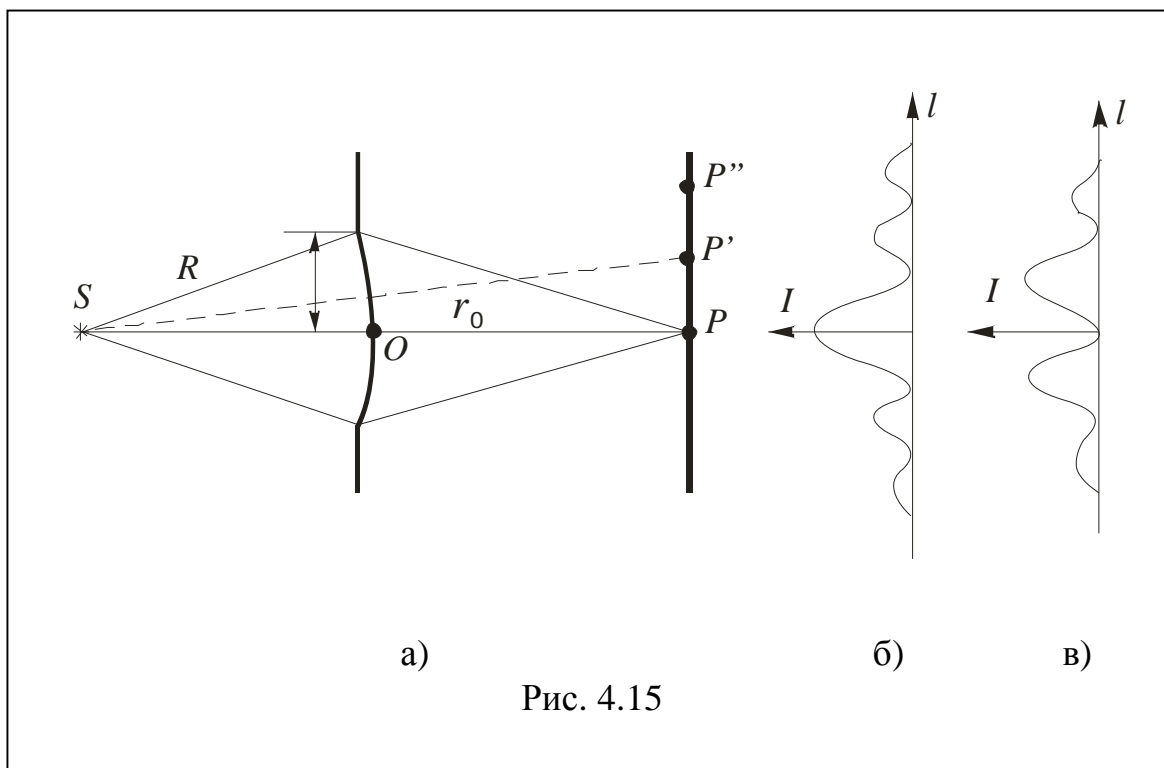


Рис. 4.15

Результуюча амплітуда в точці Р залежить від числа зон Френеля.

Якщо число зон – непарне, то $A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}$, а якщо парне, то $A = \frac{A_1}{2} - \frac{A_m}{2}$.

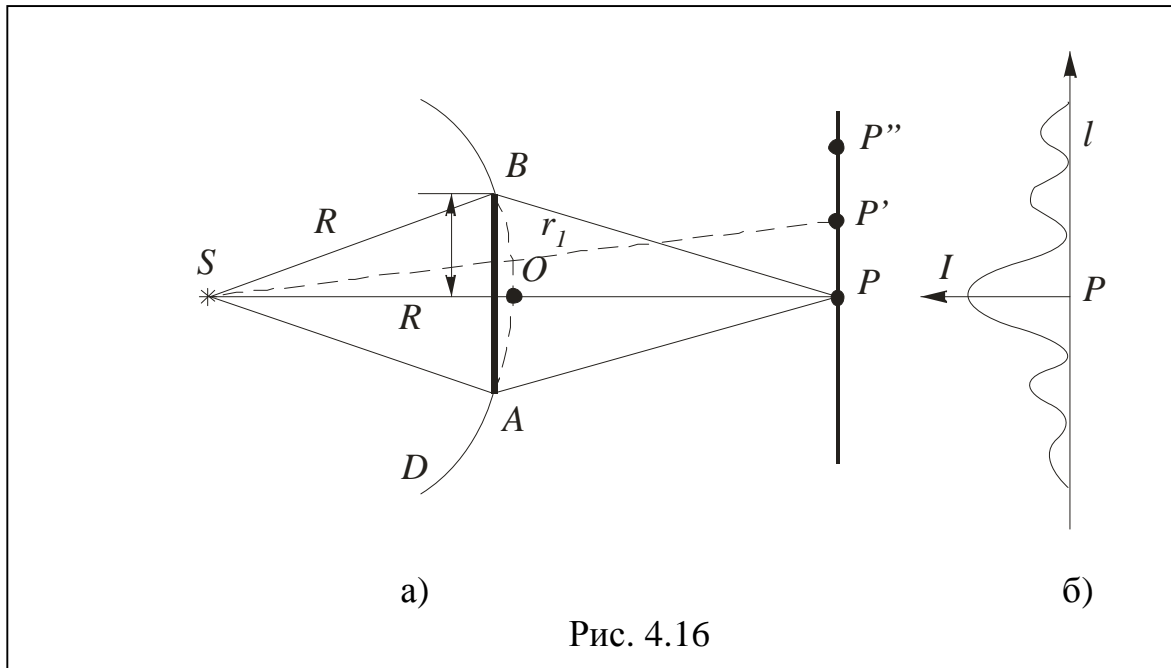


Рис. 4.16

Розглянемо дифракцію на круглому екрані. Розмістимо між джерелом і точкою спостереження P непрозорий круглий екран (рис. 4.16а). Круглий екран закриває k перших зон Френеля. Тоді результуюча амплітуда визначається:

$$A = \frac{A_{k+1}}{2}. \quad (4.49)$$

Залежність інтенсивності світла від відстані від центра екрана показана на рис. 4.16,б.

Розглянемо дифракцію Фраунгофера.

Нехай на вузьку довгу щілину шириною b падає паралельно пучок світла (рис. 4.17).

Після щілини розмістимо лінзу, в фокальній площині якої розміститься екран. Згідно принципу Френеля, елементарні ділянки щілини стають вторинним джерелом коливань.

Розіб'ємо щілину на N зон Френеля шириною $\frac{b}{N}$. Тоді

$$\Delta = \frac{b}{N} \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}, \quad (4.50)$$

а отже,

$$b \sin \varphi = \frac{\lambda}{2} N. \quad j \quad (4.51)$$

Від кількості зон Френеля N залежить різниця ходу. Якщо число відкритих зон Френеля є парним $N = 2k$ ($k = 1, 2, 3, \dots$), то $b \sin \varphi = k\lambda$ – умова мінімумів. Якщо число відкритих зон Френеля – непарне $N = 2k + 1$ ($k = 0, 1, 2, \dots$), то $b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ – умова максимумів.

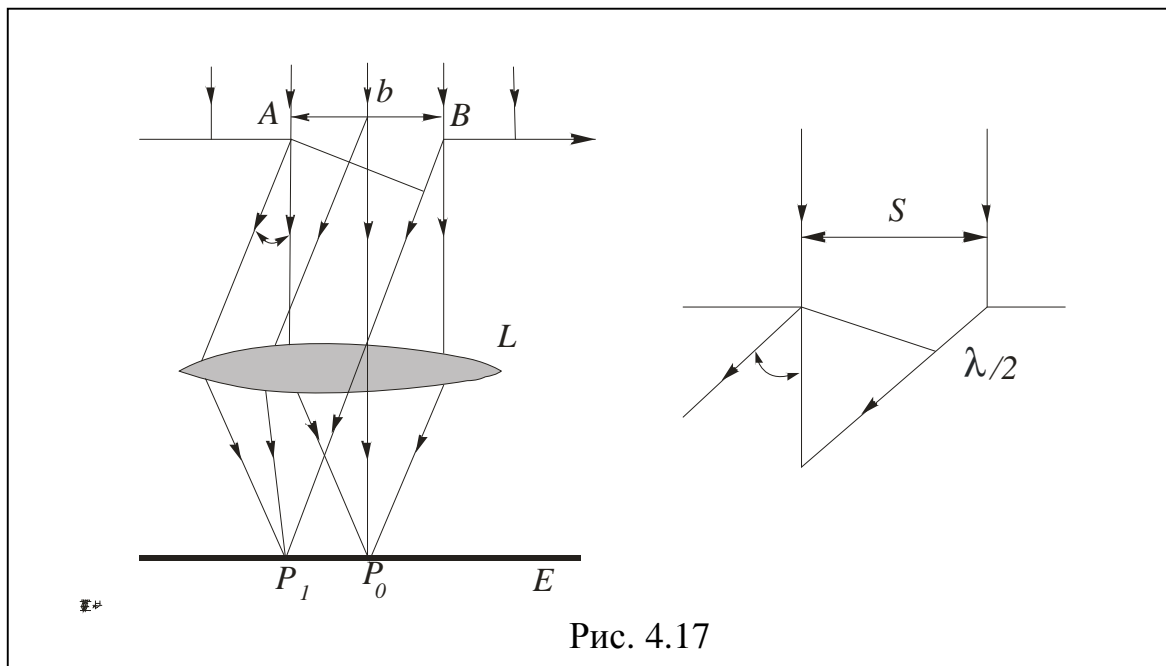


Рис. 4.17

4.3.3. Дифракційна решітка

Дифракційна решітка – це оптичний прилад, який складається з великого числа однакових щілин, розміщених на однакових відстанях.

Нехай на дифракційну решітку падає паралельно пучок світла (рис. 4.18). Умова виникнення головних максимумів визначається форму-

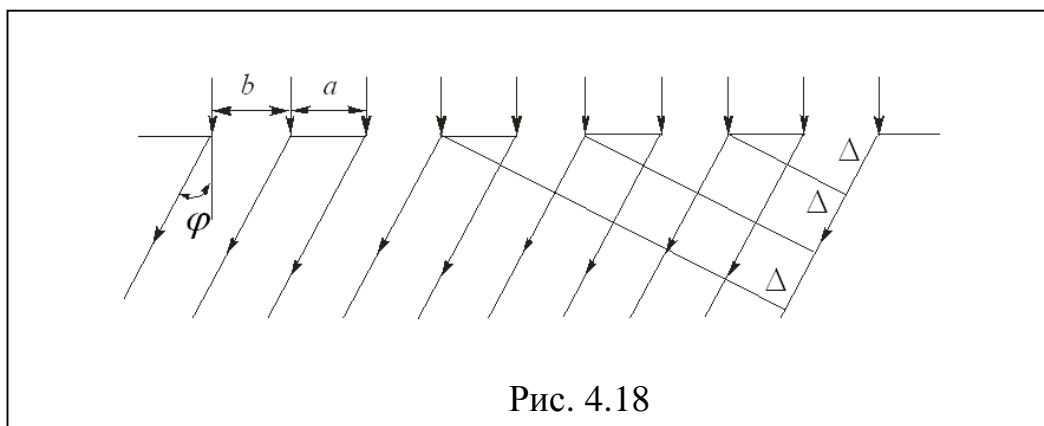


Рис. 4.18

лою:

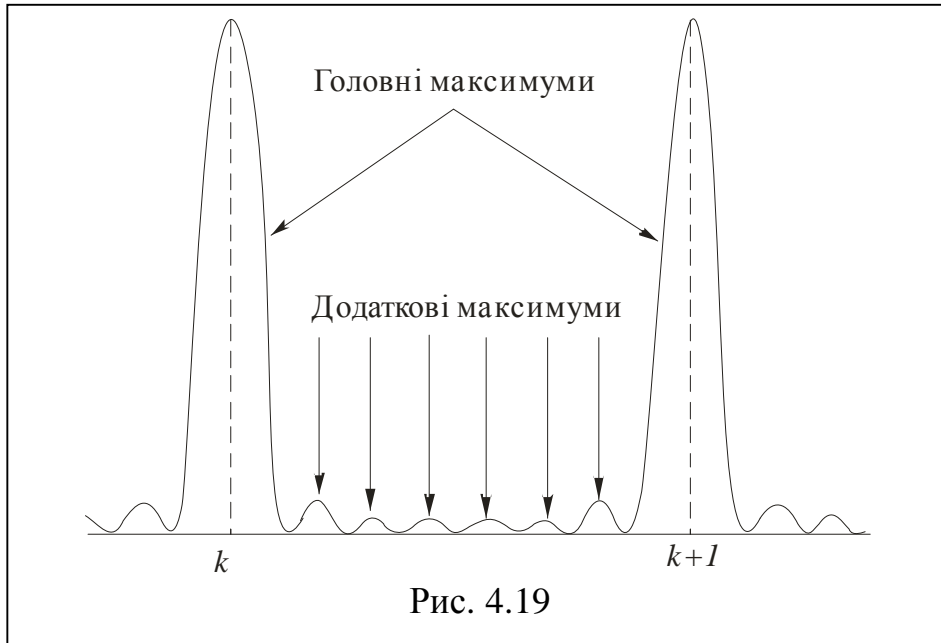
$$d \sin \varphi = \pm k \lambda . \quad (4.52)$$

Ширину щілини позначають через b , ширину проміжку між щілинами – через a . Величина $d = b + a$ називається сталою дифракційної решітки. У даному випадку ми маємо справу з дифракцією світла та інтерференцією світла від N щілин. Між головними максимумами розмістяться $N - 2$ додаткові максимуми від кожної із щілин, положення яких визначається:

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

Розподіл інтенсивності в дифрагованому світлі має вигляд, зображений на рис. 4.19.

Розміщення головних максимумів залежить від довжини хвилі. Для кожного λ має місце не один дифракційний максимум, а декілька. Вони визначаються числом k . Сукупність головних максимумів при даному k називається *дифракційним спектром*. Якщо дифракційну решітку освіт-



лити білим світлом, то кожен порядок спектра буде забарвлений у різні кольори веселки, причому так, що внутрішній край його забарвлений у фіолетовий колір, а зовнішній – у червоний (рис. 4.20).

4.3.4. Роздільна здатність і дисперсія дифракційної решітки

Дифракційна решітка, подібно до скляної призми, розкладає світло в спектр. Тому вона є оптичним приладом, який характеризується дисперсією і роздільною здатністю.

Дисперсія залежить від показника заломлення та від довжини світлової хвилі. Дисперсія визначає кутову або лінійну відстань між двома спектральними лініями, які відрізняються за довжиною на 1 нм.

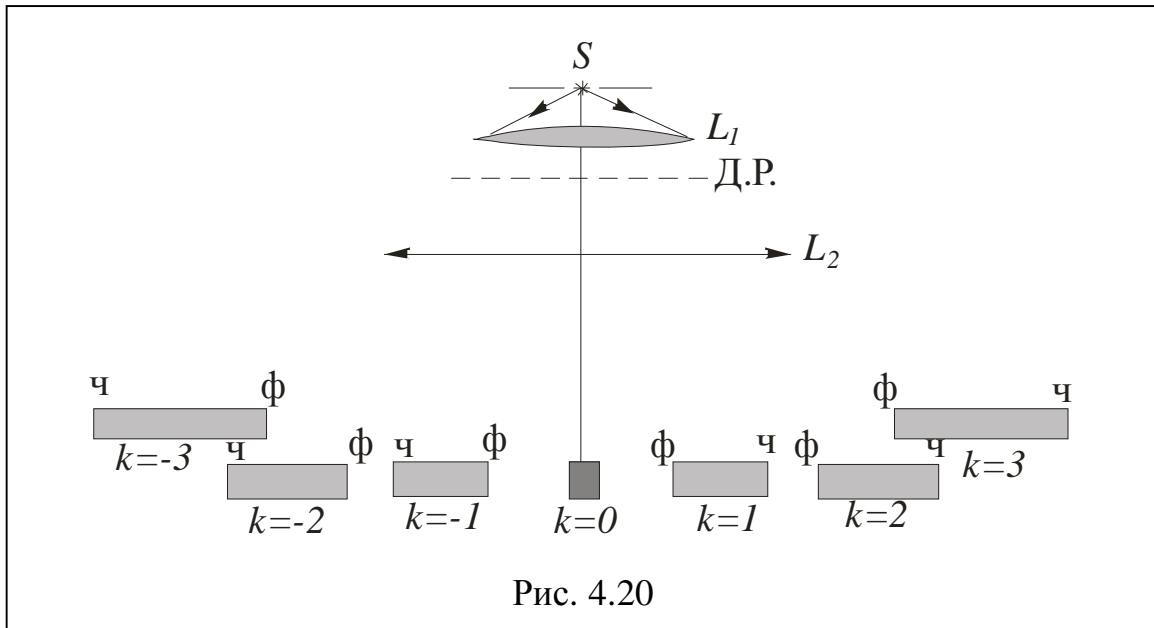
Кутова дисперсія визначається як відношення величини кута до кутової відстані.

$$D_{\varphi} = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (4.53)$$

Знайдемо кутову дисперсію, продиференціювавши по λ умову головних максимумів (4.52):

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = D = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (4.54)$$

Лінійна дисперсія визначається за формулою:



$$D_1 = \frac{d\mathbf{1}}{d\lambda}, \quad (4.55)$$

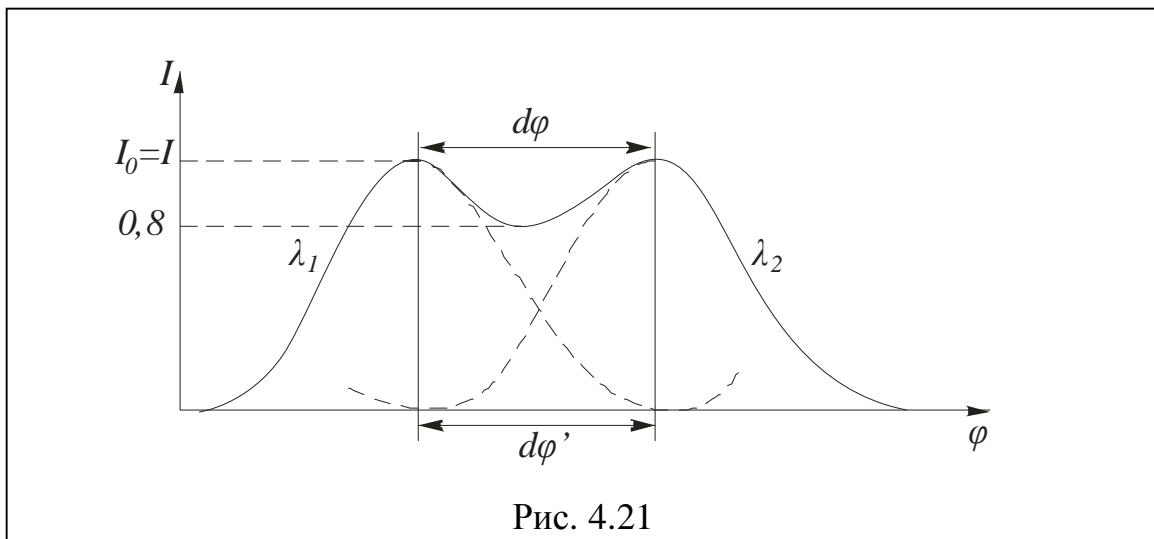
де $d\mathbf{1}$ – відстань на екрані або фотопластинці між спектрами, довжина яких $d\lambda$.

Роздільну здатність визначає мінімальна різниця довжини хвилі, при якій дві лінії у спектрі сприймаються роздільно.

Роздільна здатність визначається так:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda}, \quad (4.56)$$

де $\delta\lambda$ – мінімальна різниця довжин хвиль двох ліній, при якій ці лінії сприймаються роздільно.



Для визначення цієї величини користуються критерієм Релея, згідно якого дві спектральні лінії сприймаються роздільно, якщо максимум однієї з них співпадає з мінімумом іншої (рис. 4.21).

Знайдемо роздільне значення для дифракційної решітки. Для максимумів ліній запишемо

$$d \sin \varphi_{min} = k(\lambda + \delta\lambda). \quad (4.57)$$

Для мінімуму першої лінії маємо таке:

$$d \sin \varphi_{min} = k\lambda + \frac{\lambda}{N}. \quad (4.58)$$

Згідно критерію Релея,

$$k\lambda + k\delta\lambda = k\lambda + \frac{\lambda}{N}, \quad (4.59)$$

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (4.60)$$

Дифракційну решітку виготовляють шляхом нанесення алмазним різцем на поверхню складеної пластини рівновіддалених штрихів. Роль прозорих щілин відіграють при цьому проміжки між штрихами.

Сучасні решітки мають число штрихів, що дорівнює 1200 на 1мм, при цьому $d = 800$ нм., а лінійний розмір – 200 мм, тобто 20 см.

4.3.5. Дифракція рентгенівських променів. Формула Вульфа-Брегга

Рентгенівські випромінювання виникають при гальмуванні заряджених частинок в твердих тілах.

Розглянемо дві дифракційні решітки, які розміщені на відстані одна від одної і штрихи у них взаємно перпендикулярні (рис. 4.22). Перша решітка з вертикальними штрихами

при попаданні на неї світла дасть ряд максимумів, розміщених горизонтально, які визначаються умовою:

$$d_1 \sin \varphi_1 = \pm k_1 \lambda. \quad (4.61)$$

Друга решітка з горизонтальними штрихами розіб'є кожний із утворених слідів першої решітки на розміщенні по вертикалі максимуми згідно умови:

$$d_2 \sin \varphi_2 = \pm k_2 \lambda. \quad (4.62)$$

У результаті дифракції картина буде мати вигляд правильно

розміщених плям, кожна з яких характеризується індексом k_1 та k_2 відповідно.

Така ж дифракційна картина буде одержана, якщо замість двох окремих решіток взяти одну з нанесеними взаємно перпендикулярними

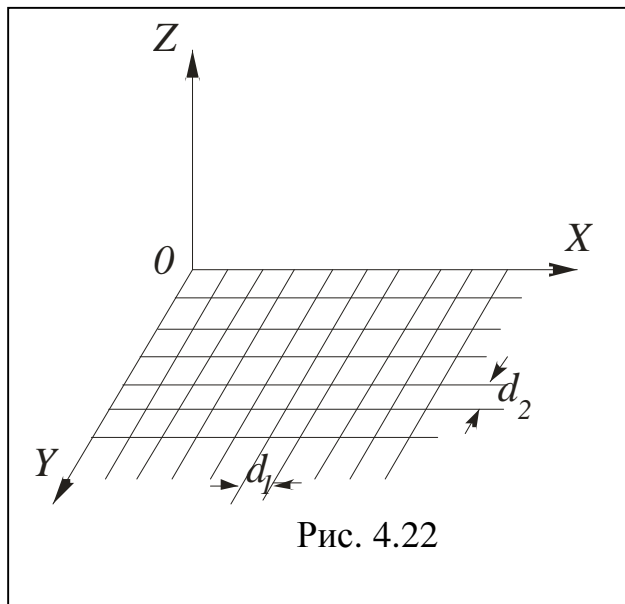


Рис. 4.22

штрихами. Таку пластину називають **двовимірною структурою**, коли звичайна решітка – одновимірною.

Вимірявши кути φ_1 та φ_2 і знаючи довжину хвилі падаючого випромінювання, можна знайти d_1 і d_2 – двовимірні періоди структури.

Дифракції також можна спостерігати і на 3-х вимірних структурах. Такими трьохвимірними структурами є всі кристалічні тіла. В цих тілах атоми розміщуються на відстані 0,1 нм. Тоді виходить, що для спостереження дифракції на кристалічних ґратках треба використати випромінювання з довжиною хвилі меншою ніж 0,1 нм. Якраз такою довжиною володіють рентгенівські промені. Російський вчений Вульф і англійський Бреґг

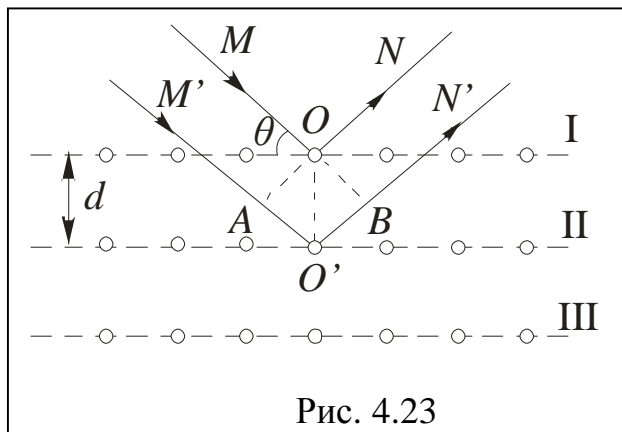


Рис. 4.23

зробили розрахунок дифракційної картини для кристалічних ґраток.

Проведемо на кристалі довільну атомну площину, на якій достатньо густо розміщуються атоми (рис. 4.23). При опроміненні площини вважається, що рентгенівське випромінювання когерентне. Нехай промінь падає і відбивається від площини. Різниця ходу двох променів визначається

$\Delta = 2d \sin \theta$, де θ – кут ковзання між падаючим променем і площиною.

$$2d \sin \theta = \pm k\lambda, \quad k = 0, 1, 2, \dots \quad (4.63)$$

Остання формула називається **формулою Вульфа-Бреґга**.

4.4. Поляризація світла

4.4.1. Природне і поляризоване світла

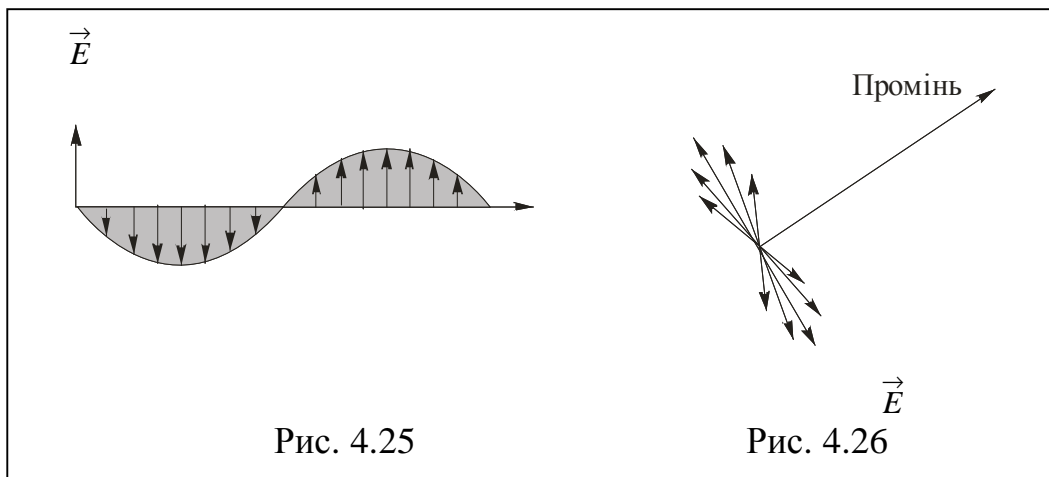
За своєю природою світлові хвилі є поперечними. У природного світла коливання вектора напруженості електричного поля різних перпендикулярних до променя напрямів швидко і хаотично змінюються. Тому всі напрямки коливань цього вектора рівно ймовірні (рис. 4.24).



Рис. 4.24

Світло, у якого напрями коливань вектора є впорядковані, називають **поляризованим**. Якщо коливання вектора \vec{E} відбувається тільки в одній площині, що проходить через промінь, то таке світло називають **плоско** або **лінійно поляризованим**

(рис. 4.25).



Впорядкованість може полягати у тому, що вектор \vec{E} при коливанні повертається навколо променя, пульсуючи за величиною так, що кінець його описує еліпс. Таке світло називають **еліптично поляризованим**. Площина, в якій коливається вектор \vec{E} називається **площиною коливань**. Площину, перпендикулярну до площини коливань називають **площиною поляризації**.

Плоско поляризоване світло можна отримати з природного з допомогою приладів, які називають **поляризаторами**. Такі прилади вільно пропускають паралельно до площини, яку ми називаємо **площею поляризатора**, коливання і повністю або частково затримують коливання, перпендикулярні до цієї площини.

Якщо коливання затримуються частково і у результаті коливання одного напрямку переважають над коливаннями іншого, то світло називається **частково поляризоване** (його можна представити як суму поляризованого і природного).

Якщо пропускати світло через поляризатор і обертати поляризатор навколо вектора напрямку поширення променя, то інтенсивність світла буде змінюватися від I_{\max} до I_{\min} . Крайні значення спостерігаються при повороті поляризатора на кут $\frac{\pi}{2}$.

Величина P , що визначається за формулою

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}, \quad (4.64)$$

називається **ступінню поляризації**.

Для плоскополяризованого світла $I_{\min} = 0$, а це означає, що ступінь поляризації дорівнює 1.

Для природного світла $I_{\min} = I_{\max}$, тому $P = 0$. Коливання вектора з амплітудою A , які здійснюються в площині, що утворює з площиною поляризації кут ϕ , можна розкласти на два коливання.

$$A_{\parallel} = A \cos \varphi, \quad (4.65)$$

$$A_{\perp} = A \sin \varphi. \quad (4.66)$$

Коливання з амплітудою A_{\parallel} пройде через поляризатор без затримки, а коливання з A_{\perp} не пройде.

Оскільки інтенсивність I пропорційна A^2 , то вона буде визначатися згідно такого підходу: якщо початкова інтенсивність плоскополяризованого світла була I_0 , то інтенсивність світла, що проходить через поляризатор, дорівнює

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (4.67)$$

Співвідношення (4.4) визначається *законом Малюса*.

4.4.2. Поляризація світла при відбиванні і заломленні

Експерименти показують, що якщо кут падіння світла на межу поділу двох прозорих середовищ не дорівнює нулю, то відбиті і заломлені промені стають частково поляризовані. Зокрема у відбитому світлі вони переважно коливаються перпендикулярно до площини падіння, а загалом паралельно до площини падіння. Ступінь поляризації залежить від кута падіння r . При куті падіння, який задовольняє умову:

$$\operatorname{tg} r_A = n_{21} \quad (4.68)$$

ступінь поляризації заломленого променя досягає найбільшого значення. У співвідношенні (4.68) r_A – кут Брюстера, а n_{21} – відносний показник заломлення.

Виявляється, що якщо світло падає на межу двох прозорих середовищ під кутом Брюстера, то відбитий промінь буде повністю поляризований (рис. 4.27). Співвідношення (4.68) називають *законом Брюстера*.

Відбивання під кутом Брюстера дає змогу отримати на практиці поляризоване світло, однак інтенсивність його невелика. Інтенсивність від-

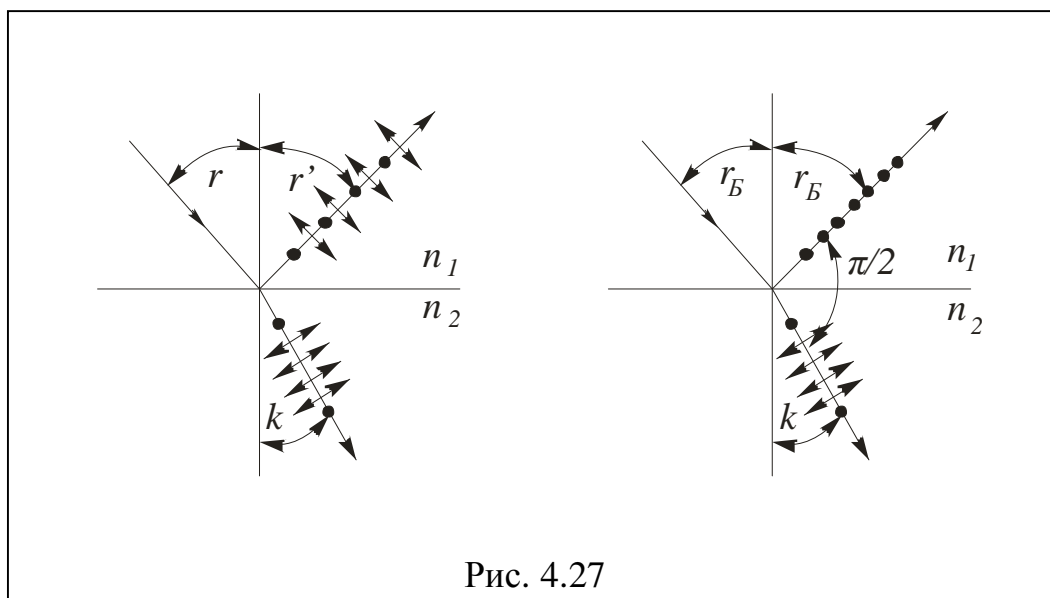


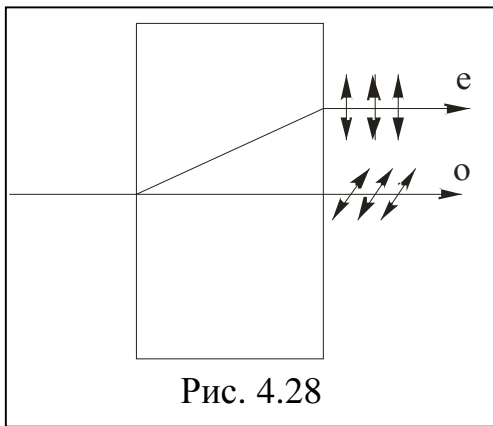
Рис. 4.27

битого променя складає 15% від початкової.

Для збільшення ступеня поляризації заломленого променя, який поляризований неповністю, його пропускають через сукупність скляних пластинок. Таке пропускання променя через 10 пластинок зі скла дає можливість отримати майже повністю поляризований заломлений промінь.

4.4.3. Проходження світла через анізотропне середовище. Подвійне променезаломлення

При проходженні світла через всі прозорі кристали, крім кубічних, спостерігається явище розпадання падаючого променя в середині кристала на два промені (рис. 4.28). Ці два промені розповсюджуються з різними швидкостями і в різних напрямках. Таке явище отримало назву *подвійного променезаломлення*.



Вперше воно спостерігалось на кристалах ісландського шпату. Кристали які володіють подвійним променезаломлення, поділяють на одновісні і двовісні.

Один із заломлених променів підкоряється закону заломлення.

Цей промінь називають *звичайним* і позначають O , для іншого – незвичайного – e , відношення $\frac{\sin \alpha}{\sin \beta}$ не залишиться

постійним при зміні кута падіння. Навіть при нормальному падінні $\alpha = 0$ незвичайний промінь відхилиться від нормалі. Крім того незвичайний промінь лежить не обов'язково в тій же площині, що і звичайний. Такими властивостями володіють крім CaCO_3 кристали кварцу, турмаліну.

У двовісних кристалах, до яких належить слюда і гіпс, два промені є незвичайними. В одновісних кристалах існує напрямок, у якому звичайні і незвичайні промені розповсюджуються з однаковою швидкістю. Цей напрям називають *оптичною віссю кристала*.

Дослідження звичайного і незвичайного променів показує, що вони обидва поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках.

В деяких кристалах один з променів поглинається сильніше за інші, це явище називається *дихроїзмом*. Дуже сильним дихроїзмом у видимих променях володіє кристал турмаліну. В ньому звичайний промінь фактично повністю поглинається при товщині кристалу 1 мм.

В кристалах сульфату йодистого хініну один з променів поглинається на шляху всього 0,1 мм.. Такі властивості можна спостерігати в поляризаційному пристрої – *поляроїді*, який являє собою плівку, в яку введено велику кількість однаково орієнтованих кристалів сульфату йодистого хініну. На явищі подвійного променезаломлення ґрунтується дія ще одного поляризаційного пристрою – *призми Ніколя*. Ця призма скла-

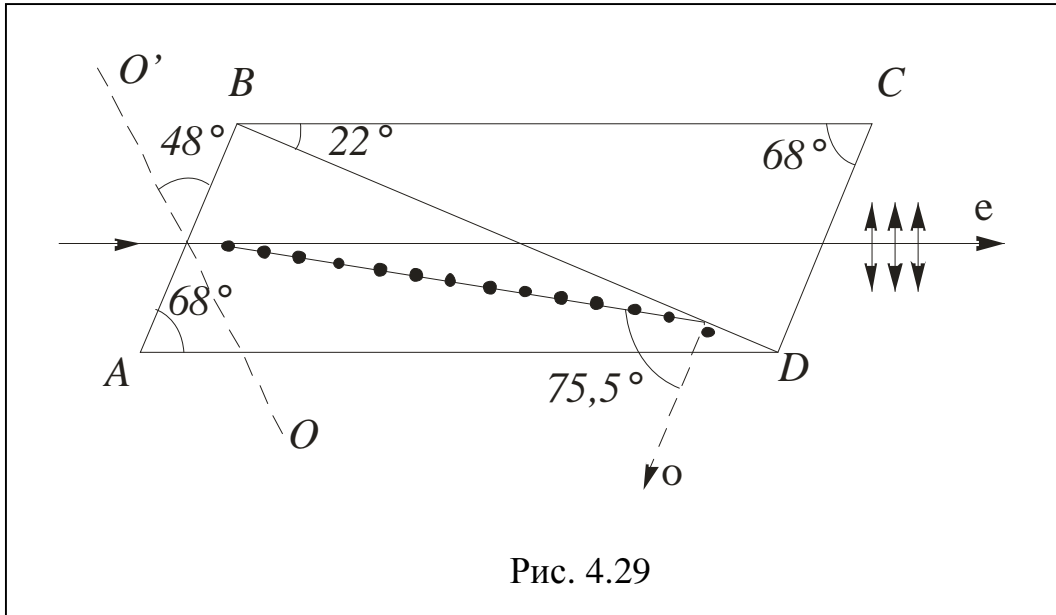


Рис. 4.29

дається з двох частин кристала ісландського шпату склеєних канадським бальзамом (рис. 4.29).

Показник заломлення n канадського бальзаму лежить між показниками заломлення звичайного і незвичайного променя, тобто $n_e < n < n_o$. При використанні такої призми кут падіння підбирається так, щоб звичайний промінь на бальзамі зазнав повного внутрішнього відбивання і відхилення, а незвичайний вільно проходив через призму.

Поляризаційні пристрої, які використовують для дослідження характеру поляризації світла, називають *аналізаторами*.

4.4.4. Штучна анізотропія. Ефект Керра.

В прозорих аморфних тілах, а також у кристалах кубічної системи, може виникнути подвійне променезаломлення під впливом зовнішньої взаємодії, зокрема це проходить при механічних деформаціях.

Мірою виникнення оптичної анізотропії служить різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променя. Експериментально показано, що ця різниця пропорційна механічній напрузі:

$$n_o - n_e = k\sigma, \quad (4.69)$$

де k – стала Брюстера, а $\sigma = \frac{F}{S}$ – механічна напруга.

Помістимо скляну пластину, яка має аморфний стан, між схрещеними поляризаторами P_1 і P_2 (рис. 4.30).

Поки скло недеформоване, така система світла не пропускає. Якщо пластинку стиснути, то світло починає проходити, при чому картина проявляється у вигляді кольорових смуг. Кожна смуга відповідає однаково деформованим місцям пластини. За розподілом смуг можна судити про розподіл механічних напруг у пластині. На цьому ґрунтується оптичний спосіб дослідження механічних напруг.

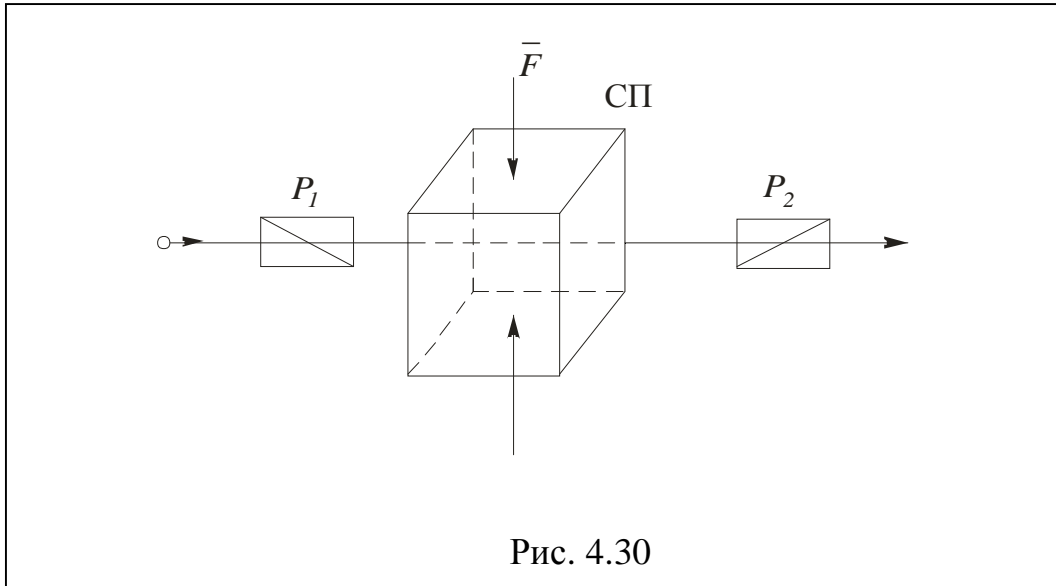


Рис. 4.30

У 1875 р. Дж. Керр виявив подвійне променезаломлення в рідинах під дією електричного поля. Установка для спостереження штучної анізотропії у рідинах складається з так званих комірок Керра (рис. 4.31). Таке явище отримало назву *ефекту Керра*. В 1930 р такий ефект спостерігався і в газах. Комірку Керра поміщають між схрещеними поляризаторами.

При подачі пластинкам конденсатора напруги рідина в комірці набуває властивостей одновісного кристала з оптичною віссю орієн-

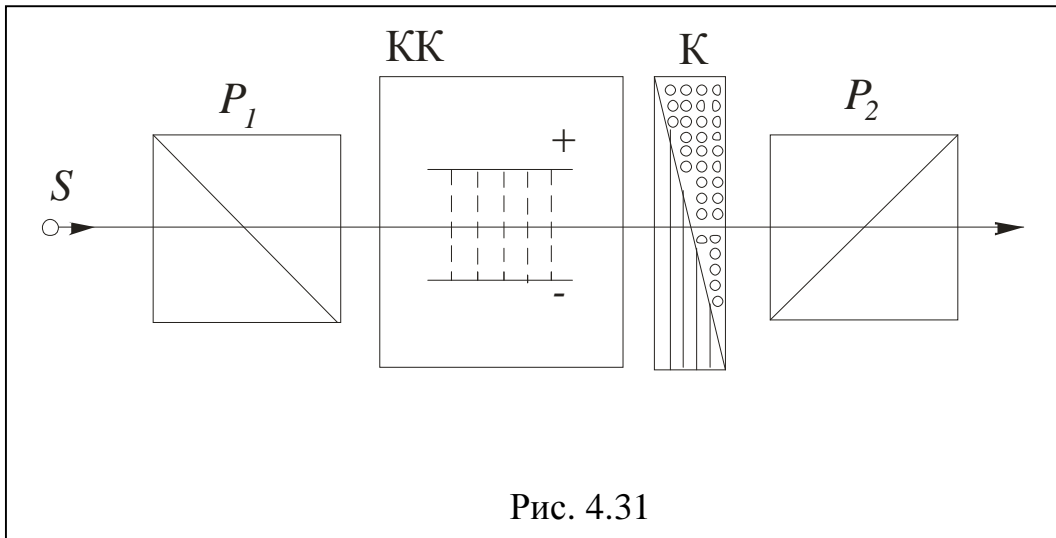


Рис. 4.31

тованою вздовж електричного поля. Різниця, що виникає між показниками заломлення, пропорційна квадрату напруженостей електричного поля.

$$n_0 - n_e = kE^2. \quad (4.70)$$

На ділянці шляху l виникає оптична різниця ходу

$$\Delta = (n_0 - n_e)l = klE^2, \quad (4.71)$$

тоді різниця фаз між двома променями дорівнює

$$\delta = \frac{2\pi\Delta}{\lambda_0} = \frac{2\pi k l E^2}{\lambda_0} = 2\pi E^2 l B. \quad (4.72)$$

Величину $\frac{k}{\lambda_0} = B$ називають **сталю Керра**. Із відомих рідин

найбільше значення сталої B має нітробензол. Експерименти показали, що B залежить від температури речовини і довжини світлової хвилі.

Ефект пояснюється різкою поляризаційною здатністю молекул, що залежить від напрямку. При відсутності поля молекули рідини орієнтовані хаотично, тому рідина при цьому є ізотропною. Під дією поля молекули повертаються так, що їх дипольний момент розміщений вздовж поля. У зв'язку з цим комірки Керра використовують у швидкісній фото- і кінозйомці, в схемах керування лазерами.

У кристалічних тілах і рідинах спостерігається явище, при якому площина коливань вектора світлової хвилі при проходженні через такі речовини повертається на деякий кут. Це явище називається **повертанням площини поляризації** або **оптичною активністю**. Якщо оптична активність проявляється при поміщенні речовин у магнітне поле, то таке явище називається **ефектом Фарадея**.

Природна оптична активність була відкрита на пластині кварцу. Для монохроматичного світла, як показано експериментально, кут повороту площини поляризації пропорційний довжині шляху в кристалі:

$$\varphi = \alpha l, \quad (4.73)$$

де α – обертальна здатність, яка залежить від природи речовини, довжини хвилі і температури.

Для оптично активних рідин та розчинів встановлено, що кут повороту площини поляризації розчину також пропорційний довжині шляху:

$$\varphi = [\alpha] l c, \quad (4.74)$$

де $[\alpha]$ – стала повертання, c – концентрація оптично активних речовин і l товщина шару.

Останнє співвідношення використовують для визначення концентрації розчинених речовин у рідинах. Прилади які працюють на цьому принципі називаються **поляризаторами**. Їх широко використовують у цукрометрії.

Явище оптичної активності лежить в основі досить тонких методів визначення різниці показника заломлення $n_0 - n_e$, зокрема, якщо за інтерференційними методами відносна похибка Δn складає 10^{-6} , то за методами оптичної активності вона складатиме 10^{-11} . Крім названого, використовують оптично активні явища повертання площини поляризації при моделюванні світлових потоків, кодуванні зображень і оптичних сигналів.

ЗМІСТ

4.1. Фізична природа світла	3
4.1.1. Загальні відомості про світло.....	3
4.1.2. Енергетичні і фотометричні характеристики світлового потоку	4
4.2. Інтерференція світла.....	6
4.2.1. Когерентність хвиль	6
4.2.2. Інтерференція від двох когерентних джерел.....	8
4.2.3. Методи здійснення інтерференції.....	8
4.2.4. Інтерференція в тонких плівках	10
4.2.4. Інтерференція в тонких шарах, смугах рівної товщини і рівного нахилу	10
4.3. Дифракція світла	11
4.3.1. Принцип Гюйгнса-Френеля. Метод зон Френеля.....	12
4.3.2. Види дифракції	14
4.3.3. Дифракційна решітка.....	16
4.3.4. Роздільна здатність і дисперсія дифракційної решітки..	17
4.3.5. Дифракція рентгенівських променів. Формула Вульфа-Брегга.....	19
4.4. Поляризація світла.....	20
4.4.1. Природне і поляризоване світла	20
4.4.2. Поляризація світла при відбиванні і заломленні	22
4.4.3. Проходження світла через анізотропне середовище. Подвійне променезаломлення.....	23
4.4.4. Штучна анізотропія. Ефект Керра.	24

Навчальне видання

Володимир Васильович Прокопів

**КОНСПЕКТИ ЛЕКЦІЙ З ФІЗИКИ.
ОПТИКА**
Навчальний посібник

Літературний редактор
Комп'ютерний набір
Дизайнер

Прокопів Л.М.,
Лабачук О.В.,
Туровська Л.В.

Підписано до друку 20.01.2014 р.
Формат 60x84/16. Гарнітура «Times New Roman».
Умов. друк. арк. 1,82.
Наклад 100.

Видавець
Прикарпатський національний університет
імені Василя Стефаника,
вул. С. Бандери, 1, м. Івано-Франківськ, 76000.
Тел. (0342) 71-56-22.
E-mail: vdvcit@pu.if.ua

*Свідоцтво суб'єкта видавничої справи
ДК №2718 від 12.12.2006.*