Міністерство освіти і науки України Національний технічний університет «Дніпровська політехніка»

І.П.Гаркуша, В.П.Курінний

# Хвильова оптика

Фізика. Навчальний посібник у 7 частинах. Частина 5.

Дніпро НТУ «ДП» 2020 0

УДК 53(075.4) ББК 22.3я72 Г52

Рекомендовано Вченою радою Національного технічного університету «Дніпровська політехніка» як навчальний посібник для студентів всіх технічних спеціальностей, за якими здійснюється підготовка у НТУ «ДП» за ступенем «Бакалавр»

## Гаркуша І.П., Курінний В.П.

Г 52 Фізика. Ч. 5. Хвильова оптика. [Текст]: Навчальний посібник у 7 частинах.: - Д. НТУ «Дніпровська політехніка», 2020. - 58 с. -

Навчальний посібник складено відповідно до програми нормативних дисциплін «Фізика», «Загальна фізика» та є п'ятою частиною курсу лекцій тих же авторів, призначених для бакалаврів усіх технічних спеціальностей, за якими здійснюється підготовка у НТУ «ДП».

Виклад супроводжується прикладами розв'язання задач, які полегшують розуміння теоретичного матеріалу. Посібник може бути корисним студентам, а також викладачам інших вищих технічних навчальних закладів освіти.

ISBN 966-8271-44-1 Національний технічний університет «Дніпровська політехніка» 2020

# Зміст Частина 5. ХВИЛЬОВА ОПТИКА

# ГЛАВА 1. ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ПРИРОДА СВІТЛА. ДЕЯКІ ВІДОМОСТІ 3 ГЕОМЕТ-РИЧНОЇ ОПТИКИ

§ 1. Світлові хвилі. Оптичний спектр. Інтенсивність світла	4
§ 2. Закони геометричної оптики. Принцип Гюйгенса	5
§ 3 Повне внутрішнє відбивання	7
§ 4. Тонкі лінзи	8
8 5. Леякі оптичні прилали	9

# ГЛАВА 2. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

§ 6. Накладання світлових хвиль. Принцип суперпозиції. Когерентність і інтерференція	12
§ 7. Оптична довжина шляху. Умова інтерференційних максимумів і мінімумів	14
§ 8. Дослід Юнга. Розрахунок інтерференційної картини від двох когерентних джерел	16
§ 9. Інтерференція світла при відбитті від тонких плівок	18
§ 10. Інтерферометри. Просвітлення оптики	21

# ГЛАВА З. ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

5
~

# ГЛАВА 4. ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

§ 18. Природне і поляризоване світло	
§ 19. Поляризація світла при подвійному променезаломленні	
§ 20. Поляризаційні прилади	
§ 21. Закон Малюса	42
§ 22. Отримання еліптично поляризованого світла	42
§ 23. Поляризація світла при відбиванні та заломленні	
§ 24. Штучна оптична анізотропія	

# ГЛАВА 5. ПОШИРЕННЯ СВІТУ В РЕЧОВИНІ

§ 25. Дисперсія світла. Нормальна і аномальна дисперсія	49
§ 26. Електронна теорія дисперсії світла	50
§27. Фазова і групова швидкості світла	51
§ 28. Поглинання світла	53
§ 29. Розсіяння світла	54

# Глава 1. ЕЛЕКТРОМАГНІТНА ПРИРОДА СВІТЛА. ДЕЯКІ ВІДОМОСТІ З ГЕОМЕТРИЧНОЇ ОПТИКИ

# § 1. Світлові хвилі. Інтенсивність світла

Світло являє собою складне явище. В одних умовах воно веде себе як електромагнітні хвилі, в інших - як потік частинок (фотонів). Розділ фізики, що вивчає явища, в яких світло виявляє хвильову природу, називається *хвильової оптикою*.

Діапазон електромагнітних хвиль, що вивчаються в оптиці, складають видиме світло і діапазони, що примикають до нього УФ і ІЧ випромінювання. Відимий діапазон - це електромагнітні хвилі, що сприймаються людським оком.

Оптичний діапазон довжин хвиль виглядає наступним чином:

IK випромінювання  $\lambda = 1$  мм ÷ 0,76 мкм; Видиме випромінювання (світло)  $\lambda = 0,76$  мкм ÷ 0,40 мкм;

УФ випромінювання  $\lambda = 0,40$  мкм  $\div 0,01$  мкм;

Відповідно, частота видимих світлових хвиль  $v = \frac{c}{\lambda}$  лежить в межах

$$v = (0,39 \div 0,75) \cdot 10^{15}$$
 Гц

Частота коливань вектора *E* напруженості електричного поля світлової хвилі і густини потоку енергії настільки є великою, що око не встигає слідувати за зміною цих величин, воно реєструє середні значення. Модуль середнього за часом значення густини потоку енергії світлової хвилі називається *інтенсивністю світла I*:

$$\mathbf{I} = |\langle \mathbf{S} \rangle|, \tag{1.1}$$

де S - вектор Пойнтінга, що визначає густину потоку електромагнітної енергії,

$$\boldsymbol{S} = [\boldsymbol{E}, \boldsymbol{H}]. \tag{1.2}$$

3 огляду на те, що в разі плоскої монохроматичної хвилі  $E = E_m \cos(\omega t - k, r)$ .

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= E_m \cos\left(\omega t - k, r\right), \\ H &= H_m \cos\left(\omega t - k, r\right), \end{aligned} \tag{1.3}$$

де k - хвильовий вектор, спрямований по нормалі до хвильової поверхні, модуль хвильового вектора виражається числом  $k = 2\pi/\lambda$ , r - радіус-вектор даної точки, середня за часом густина потоку енергії

$$I = \left| \langle S \rangle \right| = E_m H_m \langle \cos^2(\omega t - \mathbf{k}, \mathbf{r}) \rangle$$
(1.4)

Середнє за часом значення квадрата косинуса дорівнює ½. Тоді

$$I = \frac{1}{2}E_m H_m. \tag{1.5}$$

Модулі амплітуд векторів Е і Н в електромагнітній хвилі пов'язані співвідношенням

$$E_m \sqrt{\varepsilon_0 \varepsilon} = H_m \sqrt{\mu_0 \mu} \,. \tag{1.6}$$

Практично для всіх прозорих речовин  $\mu \approx 1$ , тому

$$E_m H_m = \sqrt{\varepsilon} E_m^2 \sqrt{\frac{\varepsilon_0}{\mu_0}} = \sqrt{\varepsilon} E_m^2 \varepsilon_0 c , \qquad (1.7)$$

де  $c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0 \mu_0}}$ -- швидкість світла у вакуумі.

Відношення швидкості світла у вакуумі до фазової швидкості *v* в деякому середовищі називається абсолютним показником заломлення

$$n = \frac{c}{v} \tag{1.8}$$

Відповідно до теорії Максвелла  $n = \sqrt{\varepsilon \mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$ 

Остаточно маємо

$$I = \frac{1}{2} n c \varepsilon_0 E_m^2. \tag{1.9}$$

Отже, інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди напруженості електричного поля світлової хвилі і показникові заломлення.

**Приклад.** Оцінимо амплітуди напруженостей електричного поля плоских електромагнітних хвиль в повітрі з інтенсивностями  $I_1 = 10^{14}$  Br / см<sup>2</sup> (сфокусоване випромінювання потужного лазера) і  $I_2 = 0,135$  Br / см<sup>2</sup> (потік сонячної енергії в верхніх шарах атмосфери, так звана сонячна постійна).

$$\begin{split} E_{m1} &= \sqrt{\frac{2I_1}{c\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 10^{18}}{3 \cdot 10^8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 0,27 \cdot 10^{11} \text{ B/m}, \\ E_{m2} &= \sqrt{\frac{2I_2}{c\varepsilon_0}} = \sqrt{\frac{2 \cdot 1350}{3 \cdot 10^8 \cdot 8,85 \cdot 10^{-12}}} = 1,01 \text{ kB/m}. \end{split}$$

Для порівняння, внутрішньоатомне електричне поле, під дією якого рухається валентний електрон,  $E_{\rm a} \approx 10^{11}$  В/м.

# § 2. Закони геометричної оптики. Принцип Гюйгенса

Електромагнітна теорія світла пояснює цілий ряд явищ - інтерференцію, дифракцію, поляризацію і ін.

Однак до створення класичної електродинаміки у вченні про світлі панувала геометрична оптика - теорія, заснована на малому числі понять і законів (уявлення про промені світла і закони відбивання і заломлення), але яка дала багато практично важливих результатів.



Після створення класичної електродинаміки було показано, що формули геометричної оптики можуть бути отримані з рівнянь Максвелла як граничний випадок. Проте, в силу простоти розрахунків оптичних систем і практичної важливості геометрична оптика зберегла своє призначення.

Нагадаємо деякі відомості геометричній оптики, які можуть знадобитися при розгляді ряду розділів хвильової оптики.

Геометрична оптика використовує уявлення про *світлові промені* як лінії, уздовж яких переноситься світлова енергія.

Чотири основних закони геометричної оптики (закони прямолінійного поширення світла, незалежності світлових пучків, відбивання світла від дзеркальних поверхонь і заломлення світла на межі поділу двох прозорих середо-

вищ) були встановлені на основі дослідних даних задовго до з'ясування природи світла.

1. Закон прямолінійного поширення світла: в однорідних середовищах світло поширюється прямолінійно. 2. Закон незалежності поширення світлових променів. Світлові промені, поширюючись в просторі, при перетинанні не впливають один на одного.

3. Закон відбивання світла: промінь падаючий, промінь відбитий і перпендикуляр до межі поділу двох середовищ у точці падіння, лежать в одній площині, а кут падіння дорівнює куту відбивання, i = i (рис. 2.1).

3.Закон заломлення світла: промінь падаючий, промінь заломлений і перпендикуляр до границі розділу двох середовищ у точці падіння, лежать в одній площині (рис. 2.1); при будьякому куті падіння відношення синуса кута падіння *i* до синуса кута заломлення *r* є величина стала для даних двох середовищ і називається відносним показником заломлення другого середовища відносно першого:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_{21} \tag{2.1}$$

Всі оптичні середовища характеризуються *абсолютним показником заломлення n*<sub>i</sub> - відношенням синуса кута падіння до синуса кута заломлення за умови, що промінь йде з вакууму (на практиці - з повітря) в середовище. Можна показати, що відношення показників заломлення для двох середовищ дорівнює відношенню їх абсолютних показників заломлення:



 $\frac{n_2}{n_1} = n_{21}$  . (2.2)

В основі побудов геометричної оптики лежить *принцип Ферма*: світло поширюється таким шляхом, для проходження якого потрібний мінімальний час.

Голландський фізик Х. Гюйгенс, основоположник хвильової теорії світла, запропонував в 1690 р простий спосіб знаходження положення фронту хвилі в будь-який момент часу. Це чисто геометричний спосіб побудови, не пов'язаний з фізичною природою хвиль, пригодний як для механічних, так і електромагнітних хвиль.

Суть *принципу Гюйгенса* такий. Нехай в момент часу *t* фронт хвилі займає деяке положення. Кожну точку цього фронту можна розглядати як са-

мостійне точкове джерело вторинних хвиль, які в однорідному та ізотропному середовищі являють собою сфери радіуса  $v \Delta t$ . Побудувавши хвильові поверхні елементарних джерел, слід провести їх обвідну, яка дійсно буде фронтом хвилі, що поширюється, в момент  $t + \Delta t$ .

На рис. 2.2 показані застосування принципу Гюйгенса для плоского (*a*) і сферичного (*б*) фронту хвилі в однорідному середовищі. Промені світла являють собою прямі лінії, перпендикулярні фронту хвилі. У разі неоднорідного середовища швидкість хвилі в різних місцях неоднакова, і форма фронту хвилі не зберігається.

Користуючись принципом Гюйгенса, можна пояснити закони відбивання і заломлення світла на основі хвильових уявлень про природу світла.

Виведемо, наприклад, закон заломлення світла, виходячи з принципу Гюйгенса.

Нехай, наприклад, плоска хвиля, обмежена паралельними променями AM і CF, поширюється в першому середовищі зі швидкістю  $v_1$ , доходить до межі розділу середовищ, заломлюється і поширюється зі швидкістю  $v_2$  (рис. 2.3). Використовуємо принцип Гюйгенса. Побудуємо вторинні сфери в такий момент часу, коли крайня точка D фронту хвилі досягне межі розділу в точці F. Положення фронту хвилі в момент торкання ним межі поділу було MD на відстані DF від точки *F*. Таку відстань хвиля пройде за час

 $t = \frac{DF}{...}$ . За цей же час друга сферична хвиля,

яка збуджена в точці М, пройде в другому середовищі зі швидкістю  $v_2$  відстань  $ML = v_2 t$ . Дотична, проведена до сфери такого радіуса через точку F, утворює з межею поділу кут r, який є кутом заломлення.

З прямокутного трикутника MLF:

$$\sin r = \frac{ML}{MF} = \frac{tv_2}{MF} = \frac{DF \cdot v_2}{MF \cdot v_1}.$$

Але.  $\frac{DF}{MF} = \sin i$ , тому  $\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2}$ 

З теорії Максвелла виразимо фазові швидкості

хвиль: 
$$v_1 = \frac{c}{\sqrt{c}} = \frac{c}{n}$$
, і відповідно  $v_2 = \frac{c}{n}$ .

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = n_{21}$$

Тоді.

Ми отримали закон заломлення світла. Аналогічно доводиться закон відбивання світла..

# § 3. Повне внутрішнє відбивання

При переході світла з оптично менш густого середовища в середовище з великим показ-



Рис. 3.1.

мінь світла наближається до нормалі (r < i, рис. 2.1). На підставі принципу оборотності світлових променів робимо висновок, що промінь, пущений в зворотному напрямку з оптично густішого середовища в оптично рідше  $(n_1 > n_2)$ , відхиляється від перпендикуляра, тобто кут заломлення r буде більше кута падіння i. На рис 3.1 як приклад показаний хід

променів світла, що йдуть зі скла ( $n_1 = 1,5$ ) в повітря ( $n_2 \approx 1$ ).

Зі збільшенням кута падіння і, при деякому  $i = i_{\text{гран}}$  можна отримати кут заломлення  $r = \pi / 2$ , тобто заломлений промінь буде ковзати по поверхні розділу цих середовищ. При *i* > і гран промінь не заломлюється, а повністю відбивається в першу середу. Це явище називаєть-

ся повним внутрішнім відбиванням. Кут і гран, що задовольняє умові

$$\frac{n_2}{n_1} = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin i_{npe\partial}}{1},\tag{3.1}$$

при якому  $r = \pi / 2$ , sin r = 1, називається граничним кутом.

ником заломлення (оптично більш густе) про-

Рис. 2.3

E

R

M

Явище повного відбивання світла знайшло застосування в пристроях для спрямованої передачі світла. Передавати світлову енергію криволінійними трасами можна за допомогою так званих світловодів. Світловод (рис. 3.2) складається з великої кількості тонких ниток (діаметром близько 20 мкм) з оптично прозорого матеріалу, часто зі скла. Кожна нитка оточена оболонкою з показником заломлення менше, ніж сама нитка.



Світло зазнає безліч повних відбивань від бічної поверхні (рис. 3.3) і, поширюючись тільки уздовж серцевини, виходить з протилежного торця.

Волоконні світловоди знаходять застосування в си-

стемах оптичного зв'язку, в обчис-

лювальній техніці, для передачі потужного лазерного випромінювання для медичних і технологічних цілей і т.д.

**Приклад**. Промінь світла переходить зі скла в воду. За якого найменшого кута падіння *i* <sub>гран</sub> спостерігається повне внутрішнє відбивання?

Згідно (3.1) маємо:

$$\sin i_{epah} = \frac{n_{eodu}}{n_{c\kappa na}} = \frac{1.33}{1.5} = 0.89; i_{epah} = 62^{\circ}52'$$



# § 4. Тонкі лінзи

Лінза є одним з основних елементів оптичних систем. Вона являє собою прозоре (зазвичай, скляне) тіло, обмежене двома сферичними пове-

рхнями (рис. 4.1). Лінза називається тонкою, якщо її товщина (відстань між вершинами заломлюючих поверхонь) мала в порівнянні з радіусами кривизни поверхонь і діаметром лінзи (апертурою).

Головною оптичною віссю лінзи називають пряму, що проходить через центри кривизни сферичних поверхонь, що обмежують лінзу. Якщо показник заломлення середовищ, що знаходяться по обидва боки тонкої лінзи, однаковий, то будь-який промінь, що йде через центр лінзи О, не змінює свого напрямку (рис. 4.2).

Промені, паралельні оптичній осі, збираються в точці, що лежить на оптичній осі, і називається *фокусом F* лінзи (рис. 4.1). Площина, що проходить через фокус перпендикулярно до





осі. називається фокальною. Паралельний пучок променів, що падають на лінзу під кутом до оптичної осі, збирається в точці, яка лежить в фокальній площині лінзи (рис. 4.2).

Щоб визначити положення цієї точки, потрібно продовжити промінь, який йде через центр лінзи, до перетину



Рис. 4.1.

його з фокальною площиною.

Лінзи, які товщають до середини, відносяться до збиральних, лінзи, які в середині тонше, - до розсіювальних (рис. 4.4).

Існують три характерних променя в тонких збиральних лінзах, хід яких відомий (рис.

4.3):

- промінь *AB*, паралельний головній оптичній осі лінзи, після заломлення в ній йде через її фокус *F*;
- промінь, що йде через передній фокус *F* ' лінзи, після заломлення в ній йде паралельно її головній оптичній осі;
- промінь *AO*, що проходить через оптичний центр тонкої лінзи (побічна оптична вісь), йде далі, чи не заломлюючись.

За допомогою будь-яких двох променів з трьох характерних можна побудувати зображення будь-якої точки і тим самим - предмета, як сукупності точок.

Падаючий на *розсіювальну лінзу* (рис. 4.4) пучок променів, паралельних оптичній осі, після заломлення розходиться так, нібито промені виходили з фокусу F, що лежить перед лінзою. (рис 4.4, а). Зображення, утворене розсіювальною лінзою, при будь-якому положенні предмета є уявним, прямим, зменшеним (рис. 4.4, б).



# § 5. Деякі оптичні прилади - лупа, телескоп

Коли ми розглядаємо будь-який предмет, то його удаваний розмір визначається розміром зображення на сітківці ока. Розмір зображення на сітківці ока залежить від кута θ, під яким видно предмет (рис. 5.1).



Кут зору θ не може бути менше однієї хвилини, в іншому випадку око не зможе побачити роздільно дві точки.

Кут зору можна збільшити, наближаючи око до предмету. Для нормального ока відстань найкращого зору, найбільш зручна для розглядання деталей предмета, становить 25 см. При менших відстанях акомодація ока відбувається насилу, норма-

льне людське око сильно напружується. Але якщо перед оком помістити збиральну лінзу (лупу), то розглянутий предмет можна наблизити до ока і тим самим збільшити кут зору.

Лупа є найпростішим оптичним приладом, яким користуються для розглядання дрібних предметів. Вона є тонкою збиральною лінзою, яка, діючи сумісно з оком, збільшує кут зору. Зазвичай лупу утримують біля ока, а предмет, що розглядається, поміщають між фокусом і лінзою поблизу фокуса (рис. 5.2). При цьому зображення предмета буде уявним, прямим і збіль-

шеним. Здійснюючи деяке переміщення ока з лупою, зображення отримують на відстані 250 мм, тобто на відстані найкращого бачення.

... Як видно з рис. 5.2, лінійне збільшення зображення, що дає лупа



Вона складається з двох лінз - об'єктива  $L_{06}$  і окуляра  $L_{0\kappa}$ . Пучок паралельних променів йде від верхньої крайньої точки нескінченно віддаленого предмета. Нижня точка предмета лежить на головній оптичній осі. Кут між пучком і головною оптичною віссю дорівнює  $\omega$ . Очевидним є те, що око без телескопічної системи побачив би цей нескінченно віддалений предмет під тим же кутом  $\omega$ .

Об'єктив перетворює великий, але віддалений предмет в маленьке, але близьке зображення, не змінюючи кута зору ω. Окуляр же в ролі лупи збільшує це зображення. Кут зору ω ', під яким спостерігач розглядає зображення віддаленого предмета *FE*, стає набагато більшим, ніж кут ω.

Об'єктив  $L_{o6}$  - збиральна система - дає дійсне, зменшене і зворотне зображення предмета, яке знаходиться в фокальній площині об'єктива *EF*. Передня фокальна площина окуляра  $L_{ok}$ , який в даному випадку теж є збиральною системою, поєднана з задньою фокальною площиною об'єктива.

Тоді падаючий на об'єктив паралельний пучок променів від будь-якої точки віддаленого предмета виходить з окуляра також паралельним побічній оптичній осі окуляра (вказаний штриховою лінією), і спостереження ведеться ненапруженим (акомодованим на нескінченість) оком. В око потрапляє пучок паралельних променів під кутом зору ω '.

Око спостерігача бачить зображення предмета *nid більшим кутом зору*, ω '> ω, тобто предмет *здається наближеним* до спостерігача.

З рис.5.3 видно, що кутове збільшення зорової труби - відношення кута  $\omega$  ', під яким видно предмет в трубу, до кута  $\omega$ , під яким цей предмет видно неозброєним оком, - дорівнює відношенню фокусних відстаней об'єктива  $f_{\rm of}$  і окуляра  $f_{\rm okc}$ 

$$\Gamma = \omega / \omega' = f_{\rm ob} / f_{\rm ok}. \tag{5.1}$$

Для отримання великого збільшення потрібен довгофокусний об'єктив і короткофокусний окуляр.

Фокальну площину окуляра потрібно кожен раз поєднувати із зображенням предмета, що дається об'єктивом. Тому оправу зорової труби влаштовують таким чином, щоб була можливість легко переміщати окуляр.

Розглянутий телескоп, в якому об'єктив і окуляр є збиральними лінзами, називається *трубою Кеплера*. У трубі Кеплера отримують перевернуте зображення предмета, тому для розглядання наземних предметів вона є незручною.

Для розглядання наземних предметів зручніша *труба Галілея*. У ній об'єктив є збиральною лінзою, а окуляр - розсіювальною лінзою. Як видно з рис. 5.4, окуляр розміщується на такій відстані від об'єктива, щоб дійсне зображення предмета A'B', яке могло б утворитися від об'єктива, не утворювалось, оскільки роз-



Рис. 5.4.

сіювальна лінза окуляра перехоплює пучок світла від точки В предмета і перетворює його в такий,що розходиться. Тоді ми бачимо пряме уявне зображення предмета *А''В* "

# Контрольні питання

1. Чим відрізняються електромагнітні хвилі, які випромінюються антеною радіопередавача, і світлові хвилі, що випромінюються розжареним тілом?

2. Які електромагнітні хвилі викликають зорове відчуття?

3. Коливаннями яких векторів характеризується електромагнітна хвиля?

4. Яким співвідношенням пов'язані в електромагнітній хвилі модулі векторів *E* і *H*?

5. Що називається фронтом хвилі? Променем ? Що називається інтенсивністю світла? Як пов'язана інтенсивність світла з амплітудою вектора *E* ?

6. Сформулюйте принцип Гюйгенса. У чому його переваги і недоліки? Як їх усунув Френель?

7. Чи є елементарні сферичні хвилі в принципі Гюйгенса реальними або віртуальними?

8. Що спостерігається на досліді - світлові пучки або промені світла?

9. Що відбувається з променями світла при їх перетині?

10. Від чого залежить швидкість світла в речовині?

11. Що називається кутом падіння? Відбивання? Заломлення?

12. Як користуючись принципом Гюйгенса можна отримати закони відбивання і заломлення світла?

13. Чому дорівнює абсолютний показник заломлення n?

14. Що називається побічною оптичною віссю лінзи?

15. Що називається головним фокусом лінзи; фокальною площиною; побічним фокусом лінзи?

16. Яке зображення в лінзі називають дійсним, а яке - уявним?

17. У чому полягає різниця зорові труби Кеплера і Галілея?

## Глава 2. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

# § 6. Накладання світлових хвиль. Принцип суперпозиції. Когерентність і інтерференція

Нехай в деяку точку простору одночасно надходить монохроматичне випромінювання від двох джерел світла  $S_1$  і  $S_2$  (рис.6.1).



Рис. 6.1.

Дослід показує, що при накладенні хвиль справедливий принцип суперпозиції: результуюча напруженість принесеного хвилею електричного поля E є просто сумою напруженостей  $E_1$ і  $E_2$ , що створюються кожною хвилею окремо

 $\boldsymbol{E} = \boldsymbol{E}_1 + \boldsymbol{E}_2.$ 

При цьому коливання вектора *E*, що збуджуються кожною хвилею окремо, взаємно не впливають один на одного. У рівності (6.1)  $E_1$  - це напруженість, яку створювало би перше джерело, якби другої хвилі не було, так само як  $E_2$  - це напруженість, яку створювало би друге джерело при відсутності першого.

Приклад. Принцип суперпозиції справедливий для всіх лінійних хвиль, незалежно від їх природи. Термін «лінійних» випливає з лінійності рівнянь руху, наприклад, рівнянь Максвелла для електромагнітного поля.

Ось деякі приклади. Радіохвилі, що заповнюють оточуючий нас простір, не впливають одна на одну. Світло від одного джерела не заважає поширюватися світлу від іншого джерела. Звуки голосів багатьох людей, що розмовляють в кімнаті, не спотворюються. Звуки музичних інструментів в оркестрі такі ж, як якби інструмент звучав окремо.

Однак в сильних полях (гравітаційних, електромагнітних), коли інтенсивність хвиль стає дуже великою, принцип суперпозиції порушується.

Нехай електромагнітні хвилі, які накладаються, мають однакову частоту

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1)$$

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1) = A_1 \cos(\omega t + \alpha_1).$$
(6.2)

$$E_2 = A_2 \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2) = A_2 \cos(\omega t + \alpha_2)$$

Тут через α<sub>1</sub> і α<sub>2</sub> позначені величини, які визначаються початковими фазами φ коливань і відстанями r, пройденими хвилями до точки накладення.

Якщо вектори напруженості електричних полів цих хвиль  $E_1$  і  $E_2$  мають однаковий напрямок, то, згідно з розглянутим раніше в ч.4 § 11 додаванням однаково спрямованих коливань рівній частоти амплітуда результуючого коливання визначається виразом

$$A^{2} = A_{1}^{2} + A_{2}^{2} + 2A_{1}A_{2}\cos(\alpha_{2} - \alpha_{1}).$$
(6.3)

Тут (α<sub>2</sub> - α<sub>1</sub>) - різниця фаз коливань,що додаються.

Нагадаємо, що інтенсивність *I* - середнє значення густини потоку енергії, яка переноситься хвилею, - пропорційна квадрату амплітуди коливань:  $I \sim A^2$ .

Тоді (6.3) можна переписати

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\alpha_2 - \alpha_1).$$
(6.5)

Рівність (6.5) показує, що в просторі, де накладаються дві хвилі, відбувається перерозподіл потоків енергії хвиль: в деяких точках простору результуюча інтенсивність виявляється більшою суми інтенсивностей  $I_1 = A_1^2$  і  $I_2 = A_2^2$  хвиль; які додаються, в інших точках, навпаки, результуюча інтенсивність менше суми інтенсивностей. Результат залежить від останнього доданка у формулі (6.5), який називається інтерференційним членом.

У тих точках, де  $\alpha_2$  -  $\alpha_1 = 2 \pi m$ , інтенсивність є максимальною. Покладемо, наприклад, для зручності, що інтенсивності обох хвиль однакові,  $I_1 = I_2$ . Тоді максимальна інтенсивність стає рівною  $I = 4 I_1$ .

(6.4)

Там, де  $\alpha_2$  -  $\alpha_1 = (2m + 1) \pi$ , виникає мінімум інтенсивності, а при рівних інтенсивностях обох хвиль I = 0.

У разі видимого світла цей ефект перерозподілу енергії проявляється у вигляді світлих (максимум) і темних (мінімум) смуг на екрані спостереження, які чергуються, наприклад, так звані кільця Ньютона (рис. 6.2).



Рис. 6.2.

Для того, щоб картина посилення і ослаблення хвиль була стійкою в часі, тобто не змінювалася з плином часу, необхідно, щоб різниця фаз коливань у всіх точках додавання хвиль залишалася незмінною. Такі хвилі, які мають однакову частоту і постійну різницю фаз, називаються когерентними або узгодженими.

Явище стійкого в часі посилення або ослаблення коливань в різних точках простору (просторовий перерозподіл енергії), яке виникає при накладанні двох або декількох когерентних хвиль, називається **інтерференцією хвиль**.

Ідеальний варіант когерентності являють собою дві монохроматичні хвилі однакової частоти. У монохроматичних хвиль частота є визначеною і строго сталою, а амплітуда і початкова фаза необмежено довго залишаються постійними.

Тому різниця фаз двох монохроматичних хвиль однакової частоти в кожній точці також залишається постійною.

Однак реальні світлові хвилі не є монохроматичними хоча б тому, що монохроматичні хвилі, за визначенням, мають нескінченну тривалість за часом - ясно, що в природі вони не існують.

З повсякденного досвіду відомо, що при накладанні світлових хвиль від двох звичайних джерел світла, наприклад від двох лампочок, ніякої інтерференційної картини з характерним чергуванням світлих і темних смуг не спостерігається, в будь-якій точці інтенсивності світла (освітленості) просто додаються.

Отже, природні джерела світла не є когерентними. Фізична причина некогерентності реальних джерел лежить в механізмі випускання світла.

Джерелом випромінювання світла є атом або молекула, а світне тіло - це сукупність великої кількості таких джерел. В кожному атомі процес випромінювання триває дуже короткий час ( $\tau \approx 10^{-8}$  с) і обривається в результаті втрати енергії на випромінювання і взаємодії з іншими атомами. Після «висвітлювання» атом може знову збудитися і почати випромінювати хвилю з іншою початковою фазою. Тому різниця фаз між випромінюванням яких-небудь двох незалежних атомів буде змінюватися через дуже короткі проміжки часу. Такі джерела дають некогерентні хвилі, і миттєва картина накладання таких хвиль змінюється швидко і хаотично. Протягом секунди сотні мільйонів разів одна система інтерференційних смуг буде змінюватися іншою. Око не в змозі стежити за цією зміною інтерференційних картин. Око (або фотоелемент) зафіксує в точці спостереження усереднене значення інтенсивності.

Оскільки косинус в інтерференційному члені приймає з однаковою ймовірністю випадкові значення від + 1 до - 1, середнє за часом його значення дорівнює нулю, і з формули (6.5) випливає, що інтенсивність, яка спостерігається при накладенні некогерентних хвиль у всіх точках, є просто сумою інтенсивностей двох хвиль

$$I = I_1 + I_2. (6.6)$$

Ми будемо спостерігати тільки середню і рівномірну освітленість.

Фаза хвилі, що випромінюється реальним джерелом світла, залишається приблизно сталою тільки протягом часу порядку тривалості випромінювання атома т. Окремі «відрізки» монохроматичної хвилі, випущені за час т, називаються *цугами*. Цуги мають довжину, яка дорівнює *с*т, де *с* - швидкість світла.

Коливання в різних цугах не узгоджені між собою. Тому реальна світлова хвиля являє собою послідовність хвильових цугів з фазою, що змінюється безладно. Інтервал часу  $\tau_{\kappa}$ , =  $\tau$ ,

протягом якого фаза коливань залишається приблизно постійною, називають *часом когерентності*.

Фаза хвилі, утвореної накладенням великої кількості цугів, змінюється випадковим чином. Тому часом когерентності називають також час  $\tau_{\kappa}$ , за який випадкова зміна фази хвилі досягає значення близько  $\pi$ .

Шлях *l*<sub>к</sub>, що проходить світлова хвиля за час когерентності, називається *довжиною когерентності*:

$$l_{\rm K} = c \ \tau_{\rm K} \ . \tag{6.7}$$

Природно вважати *довжиною когерентності* довжину окремих хвильових цугів, а пропроміжок часу, протягом якого цуг хвиль проходить через точку спостереження, назвати *часом когерентності*.

**Приклад.** Як приклад наведемо типові значення довжини когерентності  $l_{\kappa}$ : біле світло  $\approx 1,5$  мкм; кращі нелазерні джерела світла (спектральні лампи)  $\approx 1$  мм - 20 см; напівпровідниковий лазер GaAlAs  $\approx 150$  м; гелій-неоновий лазер стабілізованої частоти  $\approx 2$  км.

# § 7. Оптична довжина шляху. Умова інтерференційних максимумів і мінімумів

Для отримання двох систем когерентних хвиль найзручніше пучок світла від будь-якого джерела розділити на два пучка і звести їх разом після того, як вони пройдуть різні оптичні шляхи (рис. 7.1).

В інтерференційних схемах завжди використовують одне джерело світла, а дві (або декілька) хвилі, які інтерферують, отримують шляхом ділення (розщеплювання) однієї хвилі, що випромінюється джерелом.

Інтерференцію світла можна здійснити багатьма шляхами: 1) методом Юнга (з проколами в непрозорих екранах); 2) методами Френеля (з біпризмою, з дзеркалами); 3) методом кілець Ньютона; 4) методом Ллойда (відбиття від плоского дзеркала); 5) в тонких плівках; 6) в тонких



клинах і ін.

На рис. 7.1 наведені приклади кількох інтерференційних схем (схеми Юнга, Майкельсона, Жамена будуть розглянуті пізніш), що застосовуються в оптиці: а) дзеркало Ллойда; б) біпризма Френеля; в) білінзи Біє. У всіх схемах випромінювання джерела *S* потрапляє на екран по двох різних шляхах.

Добуток геометричній довжини *s* шляху світлової хвилі на показник *n* заломлення цього середовища називається *оптичною довжиною шляху* L, а  $\Delta = L_2 - L_1$  - різниця оптичних довжин пройдених хвилями шляхів - називається *оптичною різницею ходу*.

Хоча в кожному з цих двох пучків фазові співвідношення між різними цугами безперервно хаотично змінюються, ці зміни будуть однаковими для обох пучків в силу спільності походження. При цьому інтерференційна картина буде стійкою, якщо оптична різниця ходу між пучками не перевищуватиме довжини окремого цугу. Отримання хвиль для реалізації інтерференції здійснюється двома способами:

Перший спосіб - це спосіб *поділу фронту хвилі*. Він полягає у виділенні на фронті хвилі двох різних ділянок і подальшому зведенню випромінювання цих ділянок в одне місце після проходження різних оптичних шляхів (Рис. 7.2).



Другий спосіб отримання когерентних хвиль - спосіб поділу амплітуди. За допомогою певних пристосувань поділяють енергію коливань однієї ділянки фронту хвилі на дві частини. При аналізі явищ інтерференції, які виникли внаслідок поділу хвильового фронту, необхідно враховувати кореляцію фаз уздовж фронту хвилі в один і той же момент часу. Ця кореляція описується поняттям просторової когерентності.

Максимальна відстань, що є перпендикулярною до напрямку поширення хвилі, на який можливі прояви інтерференції, називається *довжиною просторової когерентності або радіусом когерентності*  $\rho_{\kappa}$ . Інше визначення: радіус когерентності  $\rho_{\kappa}$  - це відстань між точками, між якими випадкова зміна фази досягає значення близького  $\pi$ .

Якщо джерело світла має форму диска, діаметр якого видно з даної точки під кутом  $\phi$ , то як показують розрахунки,

$$\rho_{\kappa} \sim \lambda \, / \, \phi \tag{7.1}$$

**Приклад**. Кутовий розмір Сонця ф становить приблизно 30 ' тобто близько 0,01 радіан, довжину світлових хвиль приймемо 500 нм. Отже, радіус когерентності сонячних світлових хвиль має значення порядку

$$\rho_{\rm k} \sim 500$$
 нм /  $0.01 = 5 \cdot 10^4$  нм =  $0.05$  мм

Роздільна здатність людського ока становить ≈ 0,1 мм. Отже, безпосередньо спостерігати інтерференцію сонячних променів неможливо.

У 1801 р англійський фізик Т. Юнг вперше спостерігав інтерференцію, пропустивши попередньо випромінювання Сонця через вузьку щілину S в непрозорому екрані. Цим він істотно зменшив кутовий розмір джерела, і збільшив радіус когерентності світлової хвилі, так що світлові пучки, що йдуть від освітлюваних двох вузьких щілин  $S_1$  і  $S_2$  в другому по ходу променів екрані (рис. 8.1), були когерентними. Зрозуміло, два століття тому Юнг не міг користуватися поняттям когерентності і формулою (7.1), розташування джерел в його методі було результатом геніальної інтуїції.

У лазера просторова когерентність спостерігається у всьому поперечному перерізі світлового пучка. Дослід Юнга з лазерним пучком світла можна здійснити без вхідної щілини в схемі інтерференції.

Припустимо, що поділ на дві когерентні хвилі відбувається в точці O (рис. 7.2). До точки P перша хвиля проходить в середовищі з показником заломлення  $n_1$  шлях  $s_1$ , друга хвиля проходить в середовищі з показником заломлення  $n_2$  шлях  $s_2$ . Якщо в точці O фаза коливання дорі-

внює  $\omega t$ , то в точці P перша хвиля збуджує коливання  $A_1 \cos \omega (t - \frac{s_1}{v_1})$ , а друга хвиля - коли-

вання  $A_2 \cos \omega (t - \frac{s_2}{v_2})$ , де  $v_1 = \frac{c}{n_1}$ ,  $v_2 = \frac{c}{n_2}$ - фазові швидкості першої та другої хвилі.

Різниця фаз двох когерентних хвиль від одного джерела

$$\delta = \omega(\frac{s_2}{v_2} - \frac{s_1}{v_1}) = \frac{\omega}{c}(n_2 s_2 - n_1 s_1)$$
(7.2)

15

Оскільки  $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi v}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$ , де  $\lambda_0$  - довжина хвилі у вакуумі, то

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta , \qquad (7.3)$$

де

$$\Delta = n_2 s_2 - n_1 s_1 = L_2 - L_1. \tag{7.4}$$

Якщо оптична різниця ходу дорівнює цілому числу довжин хвиль у вакуумі

$$\Delta = \pm m \lambda_0, \tag{7.5}$$

то  $\delta = \pm 2\pi m$  і коливання, що збуджуються в точці *P* обома хвилями, перебувають в однаковій фазі.

$${
m Tомy}\,\,\Delta=\pm m\lambda_0\,\,\epsilon$$
 умовою інтерференційного максимуму

Якщо оптична різниця ходу

$$\Delta = \pm (m+1/2)\lambda_0, \qquad (7.6)$$

то  $\delta = \pm (m + 1/2)\pi$ , і коливання, що збуджуються в точці *P* обома хвилями, знаходяться в протифазі і

$$\Delta = \pm (m+1/2) \lambda_0^{}$$
 -  ${
m \epsilon}$  умовою інтерференційного мінімуму.

# § 8. Дослід Юнга. Розрахунок інтерференційної картини від двох когерентних джерел

Схема експериментальної установки Т. Юнга показана на рис. 8.1. Пучок світла від Сонця падає на екран A з малим отвором (або вузькою щілиною) S. Світлова хвиля огинає краї цієї щілини внаслідок дифракції та висвітлює дві вузькі щілини  $S_1$  і  $S_2$ , симетрично розташовані від-



носно S. Отвори або щілини в екранах A і B відповідно до принципу Гюйгенса, грають роль вторинних джерел світла, яким відповідають сферичні або циліндричні хвильові фронти. Оскільки хвилі, що йдуть від  $S_1$  і  $S_2$  отримані шляхом поділу хвильового фронту, який поширюється від S, то вони є когерентними. Ділянка перекривання цих пучків NOM називається полем інтерференції.

На екрані Е видно систему інтерференційних максиму-

мів і мінімумів, що мають вигляд світлих і темних смуг. У правій частині рис. 8.2 показаний хід інтенсивності *I* в залежності від відстані *x* від центра інтерференційної картини. Очевидно, що в точці *O* спостерігається максимум (центральна світла смуга), так як до цієї точки хвилі від обох джерел проходять однакові шляхи і приходять в цю точку в однаковій фазі.

В установці Юнга обидві щілини  $S_1$  і  $S_2$  лежать на одному фронті хвилі. Тому з обох щілин виходять когерентні хвилі. Якщо ж щілину S прибрати, то джерело світла (Сонце) стане безпосередньо освітлювати щілини  $S_1$  і  $S_2$ . Щілини  $S_1$  і  $S_2$  будуть збуджуватися різними цугами, що виходять із різних ділянок джерела світла. Хвилі виявляться некогерентними і інтерференційна картина зникає.

Для розрахунку інтерференції необхідно знайти різницю ходу променів. Нехай d - відстань між джерелами (рис. 8.2). Початок координат помістимо в точці O на екрані, вісь Ox направимо паралельно лінії джерел  $S_1$  і  $S_2$ .

Якщо х - абсциса точки спостере-

P, то  

$$s_1^2 = l^2 + (x - d/2)^2$$
,  
 $s_2^2 = l^2 + (x + d/2)^2$ .  
Звідси  
 $s_2^2 - s_1^2 = 2xd$   
i, отже,  
 $s_2 - s_1 = 2xd/(s_1 + s_2)$ .

ження

Оскільки довжини джерел і лінійні розміри екрану малі в порівнянні з відстанню l ( $x \ll l$ ), то без суттєвої помилки знаменник  $s_1 + s_2$  можна замінити на 2l. Тоді різниця ходу

$$s_2 - s_1 = \frac{xd}{l},\tag{8.1}$$

а оптична різниця ходу дорівнює



 $\Delta = (s_2 - s_1)n = \frac{xd}{l}n.$ 

Підставивши це значення в умову інтерференційного максимуму, отримаємо

$$\frac{xd}{l}n = \pm m\lambda_0, \text{ abo}$$
$$\frac{xd}{l} = \pm m\frac{\lambda_0}{n} = \pm m\lambda.$$

Тут  $\lambda = \lambda_0 / n$  - довжина хвилі в середовищі, що заповнює простір. Звідси координати інтерференційних максимумів

$$x_m^{\max} = \pm m \frac{l}{d} \lambda$$
 (*m* = 0, 1, 2, ...). (8.3)

Аналогічно знайдемо координати інтерференційних мінімумів

$$x_m^{\min} = \pm (m + \frac{1}{2}) \frac{l}{d} \lambda \qquad (m = 0, 1, 2, ...).$$
(8.4)

Шириною інтерференційної смуги називається відстань між двома сусідніми мінімумами інтенсивності, тобто

$$\Delta x = x_{m+1}^{\min} - x_m^{\min} = \frac{((m+1) + \frac{1}{2})l\lambda}{d} - \frac{((m+\frac{1}{2})l\lambda}{d} = \frac{l\lambda}{d}.$$
 (8.5)

Відстань між інтерференційними максимумами називається відстанню між інтерференційними смугами, яка також дорівнює

$$\Delta x = \frac{l\lambda}{d}.$$
(8.6)

З цієї формули випливає, що відстань між смугами зростає при зменшенні відстані *d* між джерелами S<sub>1</sub> і S<sub>2</sub>.

Величини  $\Delta x$ , *l*, *d*, які входять у формулу (8.6), можуть бути виміряні на досліді. Отже, можна на досліді визначити довжину світлової хвилі  $\lambda$ . Це вперше вдалося зробити Т.Юнгу.

(8.2)

**Приклад.** В одному з експериментів на установці Юнга було отримано: l = 3 м, d = 1 мм,  $\Delta x = 2,1$  мм. Установка освітлювалася червоним світлом. Яка довжина хвилі червоного світла, що знайдена в цьому досліді?

$$\lambda = \frac{d}{l}\Delta x = \frac{1 \cdot 2, 1}{3000} = 7 \cdot 10^{-4} \,\text{MM} = 700 \,\text{HM}.$$

# § 9. Інтерференція світла при відбиванні від тонких плівок



Коли на тонку плоскопаралельну прозору пластинку або плівку падає світлова хвиля, відбувається часткове відбивання як від зовнішньої, так і від внутрішньої поверхні. Виникають дві когерентні світлові хвилі, які можуть інтерферувати. Поділ хвилі на першій поверхні на дві частини і визначає спосіб отримання когерентних хвиль, який називається *поділом амплітуди* світлової хвилі.

Інтерференція таких хвиль називається інтерференцією в тонких плівках.

Нехай на прозору плоскопаралельну пластинку товщиною b з показником заломлення n падає плоска світлова хвиля, яку можна розглядати як паралельний пучок променів. Показник заломлення середовища, що оточує пластинку, для простоти вважаємо рівним одиниці. На рис. 9.1 такий пучок показаний одним променем O.

Пластинка в точці *А* внаслідок часткового відбивання світла поділяє хвилю на дві когерентні частини, з яких одна частина (1) відбивається від верхньої поверхні, а друга частина (2) - від ниж-

ньої. Під час входу до пластинки і при виході з неї другий пучок зазнає заломлення.

Крім цих двох пучків пластинка відбиває вгору промені після трьох-, п'яти-, *n* - кратного відбивання від поверхонь пластинки. Однак з огляду на їх малу інтенсивність ці пучки можна не брати до уваги.

Якщо на шляху пучків 1 і 2 поставити збиральну лінзу L, вони зійдуться в одній з точок фокальної площині лінзи і будуть інтерферувати. Проведемо площину *BD*, перпендикулярну променям 1 і 2. Від цієї площини до точки *P* різниця ходу між променями не змінюється, тому що лінза не дає додаткової різниці ходу.

Оптична різниця ходу виникає на ділянці від точки А до площини BD і дорівнює

$$\Delta = (AC + CB)n - AD. \qquad (9.1)$$

Теорія і експеримент показують, що при відбиванні світла від оптично більш густого середовища відбитий промінь змінює фазу на протилежну, тобто на  $\pi$  (змінюється фаза коливань вектора *E*).

З цієї причини між променями *I* і 2 виникає додаткова різниця фаз, що дорівнює π. Її можна врахувати, додавши до Δ (або віднявши від неї) половину довжини хвилі в вакуумі:

$$\Delta = (AC + CB)n - AD \pm \frac{\lambda_0}{2}$$
(9.2)

3 рис. 9.1 маємо:

$$AC = CB = \frac{b}{\cos r}; AD = AB\sin i = 2btgr\sin i.$$
(9.3)

З огляду на знайдені співвідношення і закон заломлення

 $\sin i / \sin r = n,$ 

можна різницю ходу переписати так

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \frac{\lambda_0}{2}.$$
(9.4)

У точці *P* спостерігатимуться максимуми, якщо -  $\Delta = m \lambda_0$ , а при  $\Delta = (m + \frac{1}{2}) \lambda_0$  - мінімуми інтенсивності (*m* - ціле число або нуль).

Таким чином, умова максимуму інтенсивності відбитих променів має вигляд

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (m + \frac{1}{2})\lambda_0 \qquad (m = 0, 1, 2, ...),$$
(9.5)

а в разі

$$2b\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda_0 \qquad (m = 0, 1, 2, ...), \tag{9.6}$$

у відбитому світлі спостерігається мінімум.

**Приклад 1**. На мильну плівку з показником заломлення n = 1,3 падає по нормалі біле світло. За якої найменшої товщини плівки вона буде в відбитому світлі виглядатиме зеленою ( $\lambda = 5 \cdot 10^{-7}$ м)?

Для того, щоб плівка виглядала зеленою, хвилі з відповідним значенням довжини хвилі λ повинні при відбиванні максимально підсилювати один одного, тобто має задовольнятися умова максимуму (9.5), яка для нормального падіння (*i* = 0) набуде вигляду

$$2bn = (m + 1/2)\lambda_0$$
 (IIp 9.1)

Оскільки *m* має бути цілим числом включаючи нуль, очевидно, що мінімальній товщині плівки відповідає значення *m* = 0, тоді з (Пр. 9.1) отримуємо

$$b_{\min} = \lambda_0 / (4n) = 5 \cdot 10^{-7} / (4 \cdot 1,3) = 0.96 \cdot 10^{-7} \text{ M} = 96 \text{ MKM}.$$

З формули (9.5) випливає, що при заданому *n* варіюватися можуть величини *b* (товщина плівки) та *i* (кут падіння променів).

Якщо кут падіння *i* залишається постійним, а змінюється товщина плівки *b*, то виникають інтерференційні *смуги рівної товщини*. Найпростішою плівкою змінної товщини є плос-



При падінні на плівку паралельного пучка променів кожна з інтерференційних смуг утворюється за рахунок відбивання від місць плівки, що мають однакову товщину. Тому в даному випадку інтерференційні смуги називають смугами рівної товщини. Для клина інтерференційні смуги є паралельними до ребра клина (рис. 9.2).

Рис. 9.2.

Кожен промінь, падаючий на клин, розділяється на два промені внаслідок відбивання від верхньої і нижньої повер-

хонь. Кожна пара променів має свою точку перетину - Q або Q '(рис. 9.3). У таких точках промені певної пари мають деяку різницю ходу, оскільки їх оптичні шляхи до точки перетину є різними.

Теорія і дослід показують, що видимість інтерференційної картини максимальна поблизу поверхні плівки (кажуть, що смуги рівної товщини локалізовані поблизу верхньої поверхні плівки). За допомогою лінзи інтерференційна картина проектується на екран *PP* '(рис. 9.3). При візуальному спостереженні таких інтерференційних картин роль лінзи виконує кришталик ока, а роль екрану - його сітківка.



При спостереженні в білому світлі смуги будуть забарвлені, так що поверхня плівки має райдужне забарвлення.

Окремим видом смуг рівної товщини є так звані «*кільця Ньютона*», що представляють собою також історичний інтерес. Вони утворюються в клиноподібному зазорі між сферичною поверхнею плоско-опуклої лінзи та плоскопаралельною пластинкою.

Опукла поверхня лінзи з великим радіусом кривизни (R = 1 - 100 м) дотикається в певній точці *О* плоскої поверхні добре відполірованої плоскопаралельної пластинки так, що повітряний (або з іншої речовини) прошарок поступово і нелінійно збільшує товщину від точки дотику до країв (рис. 9.4). Роль тонкої клиноподібної плівки відіграє повітряний шар. При нормально-



му падінні монохроматичного світла смуги рівної товщини мають вигляд концентричних кілець (рис. 6.2).

**Приклад 2.** В установці для спостереження кілець Ньютона світло з довжиною хвилі  $\lambda = 0,6$  мкм падає нормально на плоско-опуклу лінзу. Визначити радіус кривизни *R* опуклої поверхні лінзи, якщо радіус 2-го світлого кільця, що спостерігається у відбитому світлі,  $r_2 = 0,6$  мм.

Оптична різниця ходу  $\Delta$  між променями, відбитими від верхньої і нижньої поверхонь повітряного зазору на деякій відстані *r* від *OC*:

$$\Delta = 2h + \frac{\lambda}{2} , \qquad (\Pi p \ 9.2)$$

де h - товщина повітряного шару,  $\lambda/2$  - втрата півхвилі при відбиванні в точці E від оптично більш густого середовища. З прямокутного трикутника *ABC* визначимо h через радіус кільця *AB* = r і радіус кривизни лінзи *R*:

$$R^2 = r^2 + (R-h)^2 = r^2 + R^2 - 2Rh + h^2$$
 (Пр 9.3)  
Звідки, нехтуючи  $h^2$ , отримаємо

$$h \approx \frac{r^2}{2R^2}.$$
 (IIp. 9.4)

Умова максимуму у відбитому світлі (тобто для світлих смуг)

$$\Delta = 2m\frac{\lambda}{2} = \frac{r^2}{R} + \frac{\lambda}{2},$$

і радіус *т*-го світлого кільця

$$r_m = \sqrt{(2m-1)rac{R\lambda}{2}}$$
 (m = 1, 2, 3, ...).  
В даному випадку  $r_2 = \sqrt{3Rrac{\lambda}{2}}$ , звідки  $R = rac{2r_2^2}{3\lambda} = 0, 4M.$ 

З формули (9.5) випливає, що для даних  $\lambda_0$ , *b* і *n* кожному куту *i* падіння променів відповідає своя інтерференційна смуга.

*Смуги рівного нахилу* утворюються при освітленні пластинки постійної товщини (b = const) розсіяним світлом, в якому містяться промені різних напрямків, тобто кут *i* падіння варіюється в широких межах (рис. 9.5). Для спостереження смуг рівного нахилу застосовують збиральну лінзу і екран, тому говорять, що локалізовані смуги рівного нахилу в нескінченності.

В реальних умовах спостереження змінюється як кут падіння променів, так і товщина плівки. Тому спостерігаються смуги змішаного типу.

Райдужне забарвлення мильних бульбашок, тонкого шару бензину або мінерального масла, розлитих на поверхні води, так звані кольори мінливості на поверхні загартованих сталевих

(Пр. 9.5)

деталей, покритих тонким шаром оксиду, різнокольорове забарвлення крил деяких метеликів - все це приклади інтерференції в тонких плівках в природних умовах.

Такі інтерференційні кольори відрізняються від звичайного кольору тим, що їх можна спостерігати в прозорих тілах, і вони змінюються в залежності від геометричних умов освітлення і спостереження.

Для того, щоб хвилі могли інтерферувати, їх оптична різниця ходу повинна бути меншою довжини когерентності падаючої світлової хвилі. Розрахунок дає, що при освітленні сонячним світлом максимальна товщина плівки, при якій можлива інтерференція, не повинна перевищувати декількох сотих часток міліметра.





# § 10. Інтерферометри. Просвітлення оптики

Інтерферометр Майкельсона є одним з найбільш поширених і давно відомих приладів. Його спрощена схема приведена на рис. 10.1. Світло від джерела *S* падає на напівпрозоре дзеркало *A* і розділяється на два пучки: відбитий *I* і той, що пройшов 2. Після відбивання від дзер-



Рис. 10.1.

кал  $M_1$  і  $M_2$  ці пучки знову падають на напівпрозоре дзеркало A і частково відбиваються, а частково проходять через нього.

В результаті на екрані *Р* можна спостерігати інтерференцію променів *1* ' і 2 '. Картина інтерференції залежить від різниці ходу променів, яка визначається різницею «плечей» інтерферометра.

Одне з дзеркал  $(M_2)$  може переміщатися за допомогою мікрометричного гвинта, залишаючись паралельним самому собі. При його переміщенні змінюється різниця ходу і інтерференційні смуги на екрані Pзміщуються. Зсув інтерференційної картини на одну смугу відбувається при переміщенні дзеркала  $M_2$  на відстань, що дорівнює половині довжини хвилі.

Інтерферометр Майкельсона використовується для точних вимірювань дов-

жини. Наприклад, за допомогою рухомого дзеркала  $M_2$  визначали кількість довжин хвиль, які укладалися на довжині еталону метра (діяв до 1960 р.), виконаного у вигляді твердого стрижня. На еталоні метра мало вкладатися 1 650 763,73 довжин хвиль помаранчевої спектральної лінії криптону-86.

Зауважимо, що в 1983 р було прийнято інше визначення метра: це відстань, яку проходить світло у вакуумі за час 1/299 792 458 секунд. Тобто постульовано, що швидкість світла точно дорівнює  $c = 2,99792458 \cdot 10^8$  м / с.

Приклад. Як інший приклад розглянемо принцип дії шахтного інтерферометра.

Шахтний інтерферометр використовує схему інтерферометра Жамена. Він складається з двох однакових плоскопаралельних скляних пластин  $P_1$  і  $P_2$  (рис. 10.2). Пластини встановлюють паралельно. Зовнішні поверхні



пластин покриті непрозорим дзеркальним шаром.

Після відбивання від передньої і задньої поверхонь першої скляної пластини  $P_1$  пучок світла розділяється на два пучки Iі 2. Пройшовши через кювети  $K_1$  і  $K_2$  і відбившись від поверхонь скляної пластини  $P_2$ , пучки потрапляють в зорову трубу T, де інтерферують.

На шляху одного з променів, що інтерферують розміщується кювета з чистим повітрям, а в другу кювету за допомогою гумової груші засмоктують рудничне повітря. При цьому оптична різниця ходу між променями зміниться в залежності від концентрації метану в шахтній атмосфері.

Дія приладу заснована на вимірі зсуву інтерференційної картини, що відбувається внаслідок зміни складу досліджуваного рудникового повітря, який міститься на шляху другого променя. Величина зміцілжуваної сазової суміщі і атмосферного

щення є пропорційною різниці між показниками заломлення світла досліджуваної газової суміші і атмосферного повітря.

Вимірюючи зсув смуг інтерферометра, можна визначити процентний вміст метану.

**Просвітлення оптики**. При проходженні світла через лінзу частина світлового пучка відбивається. Сучасні оптичні системи (телескопи, біноклі, фотоапарати, відеокамери і т.д.) містять велику кількість поверхонь, що відбивають, тому втрати енергії на відбиття світла стають

істотними. Наприклад, в призмовому біноклі втрати світла за рахунок відбивання сягають понад 50%. Крім того, відбите світло створює так звані «відблиски», які демаскують спостерігача, котрий має бінокль, стереотрубу або перископ. Це створює серйозні проблеми у військовій справі.



Щоб зменшити втрати світла на відбиття, за допомогою спеціальної обробки на скляній поверхні лінзи утворюють тонку тверду прозору плівку (рис. 10.3).

Якщо товщина плівки і її показник заломлення підібрані так,

вій нітеду Рис. 10.3. гак.

щоб відбиті від зовнішньої і внутрішньої поверхонь плівки промені *I* і *2* (рис. 10.3) завдяки інтерференції гасили один одного, то за законом збереження енергії частка енергії, що проходить всередину лінзи, стане більшою. Такий прийом, заснований на явищі інтерференції світла, широко застосовується в сучасній оптиці і називається «просвітленням оптики».

Нехай на поверхню скла, показник заломлення якого  $n_0$ , нанесено прозорий шар з показником заломлення n і то-

вщиною *b* (рис. 10.4). Показник заломлення зовнішнього середовища  $n_1$  (для повітря  $n_1 \approx 1$ ). Для простоти обмежимося випадком нормального падіння світла на плівку.

Щоб хвилі, відбиті від передньої  $(E_1)$  і задньої  $(E_2)$  поверхонь плівки, послаблювали одна одну внаслідок інтерференції, необхідно, щоб оптична різниця ходу між ними дорівнювала б непарному числу півхвиль.

Нехай  $n_1 < n < n_0$ . Хвиля  $E_2$  двічі проходить товщину шару (оптична довжина шляху дорівнює 2bn) і втрачає півхвилі за рахунок відбивання від оптично більш густого середовища на межі плівка - скло, а хвиля  $E_1$  відповідно втрачає півхвилі на межі повітря-плівка.

У підсумку отримуємо оптичну різницю ходу хвиль *E*<sub>1</sub> і *E*<sub>2</sub>, рівну

$$\Delta = \left(2bn + \frac{\lambda_0}{2}\right) - \left(\frac{\lambda_0}{2}\right) = 2bn \,.$$

Умова взаємного ослаблення хвиль  $E_1$  і  $E_2$ :

$$\Delta = 2bn = (2m+1)\frac{\lambda_0}{2}, \qquad (m = 0, 1, 2, ...) \quad (10.1)$$

Для того щоб гасіння було ще більш ефективним, необхідно додатково зрівняти амплітуди обох відбитих хвиль. Окремо доводиться, що умова рівності амплітуд досягається підбором матеріалу плівки з показником заломлення  $n = \sqrt{n_0}$ . Як випливає з (10.1), мінімальна товщина плівки, при якій на зовнішній поверхні виконується умова гасіння відбитих світлових пучків, повинна бути

$$b_{\min} = \frac{\lambda_0}{4n}.$$
 (10.2)

Оскільки умова гасіння містить в собі довжину хвилі, то товщину плівки можна підібрати *тільки для якоїсь однієї довжини хвилі*. Зазвичай це робиться для найбільш чутливої для ока довжини хвилі в середині видимій області  $\lambda = 550$  нм зеленого світла. Тоді для інших довжин хвиль - країв видимого спектру - відбиті хвилі, навпаки, підсилюють одна одну, і поверхня просвітленого об'єктива набуває пурпурового кольору (суміш червоного і фіолетового).

У приладах нічного бачення плівку підбирають такої товщини, щоб всередину навпаки максимально проходили хвилі червоної (інфрачервоної) ділянки спектра. При відбиванні від таких об'єктивів гасяться червоні, зате підсилюються відбиті зелені промені. Тому об'єктиви приладів нічного бачення мають зеленуватий відтінок.

# Контрольні питання

- 1. Які хвилі називаються когерентними? Як отримати когерентні світлові хвилі?
- 2. Чому не виникає інтерференційна картина від двох електричних лампочок?
- 3. Чи буде відбуватися інтерференція, якщо хвилі не є когерентними?
- 4. Який вигляд має інтерференційна картина?
- 5. Що називається оптичною довжиною шляху?
- 6. Що таке час і довжина когерентності?
- 7. Сформулюйте умови інтерференційних максимумів і мінімумів.
- 8. Яка характеристика світла вперше була визначена в досліді Юнга?
- 9. Що таке смуги рівної товщини і де вони локалізовані?
- 10. Що таке смуги рівного нахилу і де вони локалізовані?
- 11. Як пояснити райдужне забарвлення мильних бульбашок?

12. Яку роль відіграє повітряний зазор між лінзою і плоскопаралельною пластиною в установці для спостереження кілець Ньютона?

13. Що можна визначити за допомогою кілець Ньютона?

14. Чи можна отримати інтерференційну картину за допомогою прозорої плоскопаралельної пластинки - віконного скла - і сонячного світла?

15. Якого порядку має бути товщина прозорої плівки, щоб при освітленні її сонячним світлом спостерігалася інтерференція?

16. Які вимоги пред'являються до матеріалу тонкої плівки, який використовується для просвітлення оптики?

17. Чому кратна товщина плівки, що просвітлює оптику?

18. Як за допомогою інтерферометра Майкельсона можна досить точно визначити довжину еталону, виконаного у вигляді твердого стрижня?

19. На скільки зміститься інтерференційна картина в інтерферометрі Майкельсона при переміщенні одного з дзеркал на відстань, рівну половині довжини хвилі?

# Глава З. ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

# § 11. Означення дифракції. Принцип Гюйгенса-Френеля

Одне з головних і очевидних властивостей світла - прямолінійність поширення. Промені Сонця, прожектора, лазера ми уявляємо собі як прямі лінії.

Тим часом, ряд дослідних фактів свідчить про порушення закону прямолінійності поши-





виходить досить складна картина, що складається зі світлих і темних (або забарвлених) ділянок смуг, що чергуються.

На рис. 11.3 показаний розподіл освітленості в дифракційній картині, що виникає при освітленні прямолінійного краю перешкоди. Замість очікуваної різко окресленої межі світла і тіні, картина має вигляд темних і світлих смуг, які розміщені паралельно до краю непрозорої перешкоди, а невелика частина світлового потоку відхиляється всередину геометричної тіні (ріс.11.3, а). На межі геометричної тіні інтенсивність світла становить

в цій області. Замість різкого розмежування між світекран непрозора перешкода

Рис. 11.2.

чверть того значення, яке досягалося б за відсутності перешкоди (ріс.11.3, б). При переміщенні в область геометричної тіні інтенсивність убуває до нуля, а в освітленій області виникають дифракційні смуги, паралельні краю перешкоди.

лом і

тінню

Наведені приклади є ілюстраціями дифракції світла. Під дифракцією світла розуміють будь-яке відхилення світлових променів від прямих ліній, яке виникає при проходженні світла поблизу країв непрозорих тіл, а також при поширенні світла через малі отвори і щілини. Диф-



рення світла.

Розглянемо приклади. Нехай світло проходить через малий (тут це важливо!) отвір у непрозорій перешкоді (рис. 11.1) і потрапляє на екран.

Що побачить на екрані спостерігач?

Замість очікуваної картини - світлої плями, обмеженої різкою тінню (лівий малюнок), спостерігається центральна світла пляма, яка оточена концентричними світлими і темними кільцями, що чергуються (правий малюнок).

Нехай тепер світло падає на непрозору перешкоду в формі диска (рис. 11.2). Закон прямолінійного поширення світла передбачає існування різко обмеженої тіні АВ від перешкоди (рис. 11.2). Однак, ретельне дослідження дозволяє виявити структуру світла *ракцією світла* називають огинання світловими хвилями перешкод і проникнення світла в область геометричної тіні.

Як і при інтерференції, при дифракції відбувається перерозподіл світлового потоку в результаті суперпозиції хвиль. Однак, якщо при інтерференції відбувається перерозподіл інтенсивності в результаті суперпозиції хвиль від кінцевого числа дискретних когерентних джерел, то при дифракції - від джерел, розташованих безперервно. Остання обставина використовується



для розрахунку дифракційної картини за принципом Гюйгенса-Френеля.

Як уже зазначалося в розділі «Геометрична оптика», згідно з принципом Гюйгенса передбачається, що при поширенні хвилі кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних сферичних хвиль (рис. 11.4). В точку спостереження (наприклад, за перешкодою, отвором і т.п.) приходять вторинні сферичні хвилі від усіх

елементів хвильової поверхні.

Однак принцип Гюйгенса не дає можливості визначити інтенсивність хвиль, що поширюються в різних напрямках.

Френель доповнив принцип Гюйгенса вимогою враховувати інтерференцію хвиль від всіх вторинних джерел. Всі вторинні (віртуальні) джерела є когерентними. Інтенсивність хвилі, яка спостерігається в довільній точці, буде визначатися як результат інтерференції всіх вторинних хвиль.

Розрізняють два види дифракції. Якщо джерело світла S і точка



Рис. 11.5.

спостереження *P* розміщені настільки далеко від перешкоди, що промені, які падають на перешкоду, і промені, що йдуть в точку *P*, утворюють практично паралельні пучки, говорять про дифракцію в паралельних променях або про *дифракцію Фраунгофера*. В іншому випадку говорять про *дифракцію Френеля*. Дифракцію Фраунгофера можна спостерігати, поміс-



тивши за джерелом світла *S* і перед точкою спостереження *P* по лінзі так, щоб точки *S* і *P* опинялися в фокальних площинах відповідної лінзи (рис. 11.5).

# § 12. Метод зон Френеля. Прямолінійне поширення світла

Задача підсумовування хвиль від кожної точки фронту хвилі, тобто, по суті, від нескінченої кількості вторинних джерел, математично є дуже складною і має аналітичні рішення тільки в деяких найпростіших випадках.

Однак в ряді випадків задачу про інтерференцію вторинних хвиль можна спростити, користуючись так званим методом зон Френеля.

Суть цього методу така.

Нехай *S* - точкове джерело монохроматичного світла, яке випускає сферичну хвилю. В деякий момент часу фронт хвилі займає положення σ (рис. 12.1). Згідно з принципом Гюйгенса - Френеля дію реального джерела можна замінити дією вторинних джерел (фіктивних), взятих на хвильовій поверхні σ. Визначимо інтенсивність світла в точці Р.

Хвильова поверхня σ є симетричною відносно прямої SP. Для такої симетричної задачі Френель запропонував розбити хвильову поверхню на ділянки (кільцеві зони) так, щоб відстань від країв кожної зони до точки *P* відрізнялася на  $\lambda/2$ . Для цього проводять концентричні сфери з центром в точці *P* радіусами *a*,  $a + \lambda/2$ ,  $a + 2\lambda/2$ ,  $a + 3\lambda/2$ ,  $a + 4\lambda/2$ ,... Тоді  $O_1P - OP = O_2P - O_1P$ 



При такому розподілі на зони різниця ходу  $\Delta$  променів від відповідних точок двох сусідніх зон дорівнює  $\lambda / 2$ , а різниця фаз коливань, які приходять в точку Р від цих точок (вторинних джерел), дорівнює π. 3 побудови Френеля ясно, що коливання, які збуджуються в точці Р двома сусідніми зонами, є

зою, так як різниця ходу відповідних хвиль від цих зон до точки спостереження дорівнює  $\lambda/2$ .

Тому при накладанні ці коливання повинні взаємно послаблювати один одного, і їх амплітуди при інтерференції віднімаються.

Амплітуда результуючого коливання в точці Р може бути представлена у вигляді знакозмінного ряду:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 + \dots \pm A_{\rm M}$$
(12.1)

Тут  $A_1$  - амплітуда коливань в точці P, збуджених дією першої (центральної) зони Френеля,  $A_2$  - другою і т.д. Знак останнього члена додатний при непарному *m* і від'ємний - при парному т.

Площі зон є приблизно однаковими. Тому амплітуди коливань, які приходять в точку Р від окремих зон, залежать тільки від відстані зони до точки Р і від кута ф між напрямом на точку Р і нормаллю до зони.

Відстань від зони до точки P, а також кут ф повільно збільшуються з ростом номера зони. Це призводить до того, що амплітуда коливань, збуджених *m*-ою зоною, монотонно спадає з ростом т. Амплітуди хвиль, що приходять від все більш далеких зон, поступово убувають, тобто

$$A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > \dots \tag{12.2}$$

Внаслідок монотонного і повільного зменшення A<sub>m</sub> можна покласти, що амплітуда коливань від зони з номером *т* дорівнює середньому арифметичному амплітуд коливань, викликаних (*m* - 1) -ою і (*m* + 1) -ою зонами:

$$A_m = \frac{A_{m-1} + A_{m+1}}{2} \tag{12.3}$$

Запишемо формулу (12.1) в наступному вигляді

$$A = \frac{A_1}{2} + \left(\frac{A_1}{2} - A_2 + \frac{A_3}{2}\right) + \left(\frac{A_3}{2} - A_4 + \frac{A_5}{2}\right) + \dots$$

$$\dots + \left(\frac{A_{m-3}}{2} - A_{m-2} + \frac{A_{m-1}}{2}\right) + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m$$
(12.4)

На підставі рівності (12.3) всі вирази в дужках дорівнюють нулю. Отже, при непарному

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_m}{2}, \qquad (m \text{ непарне})$$

а при парному т

т

$$A = \frac{A_1}{2} + \frac{A_{m-1}}{2} - A_m. \qquad (m \text{ парне}).$$

 $\frac{A_{m-1}}{2} - A_m \approx -\frac{A_m}{2}$ 

При великому числі зон амплітуди коливань від (m - 1) - ої і m - ої зон мало відрізняються одна від одної, звідки різниця останніх двох членів ряду (2.4)

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2} , \qquad (12.5)$$

де знак плюс відповідає непарному числу, а знак мінус - парному числу зон. Величина  $A_{\rm m}/2$  зі збільшенням кута  $\varphi$  зменшується до нуля.

Отже, амплітуда результуючого коливання в точці *P*, яке виникло внаслідок інтерференції світла *від всіх зон*, дорівнює половині амплітуди коливань, які створюються під дією однієї лише *центральної зони Френеля:* 

$$A \approx \frac{A_1}{2}.$$
 (12.6)

Іншими словами, дія всієї хвильової поверхні еквівалентна половині дії центральної зони Френеля.

Око (або прилад), поміщений в точку *P*, буде сприймати світло від маленької (розміри 1ої зони порядку довжини світлової хвилі) ділянки фронту хвилі, що лежить близько прямої лінії, що з'єднує джерело світла *S* і точку *P*.

Отже, світло від точки *S* до точки *P* поширюється як ніби уздовж дуже вузького прямого каналу, перетин якого дорівнює половині першої (центральної) зони Френеля, тобто практично прямолінійно.

Таким чином, за допомогою принципу Гюйгенса - Френеля може бути подолане одне з ускладнень хвильової теорії світла - доказ прямолінійності поширення світла.

## § 13. Дифракція світла на найпростіших перешкодах

Дифракція Френеля на круглому отворі. Розглянемо дифракцію Френеля сферичної хвилі, яка падає на круглий отвір в непрозорому екрані (рис. 13.1). Амплітуду коливань в розміщеній навпроти центра отвору точці *P* можна визначити, користуючись методом зон Френеля. З урахуванням того, що хвилі, що приходять від сусідніх зон, знаходяться в протифазі, освітленість в даній точці визначається числом *m* зон Френеля, які укладаються на площі отвору.

Окремо доводиться, що радіус *m*-ої зони Френеля дорівнює:

для сферичного хвильового фронту

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m\lambda , (m = 1, 2, 3, ...)$$
(13)

де *a* - відстань діафрагми з круглим отвором від точкового джерела світла, *b* - відстань діафрагми від екрану, на якому ведеться спостереження дифра-

.1)

кційної картини, *m* - номер зони Френеля, λ - довжина хвилі; для плоского хвильового фронту

$$r_m = \sqrt{bm\lambda}$$
. ( $m = 1, 2, 3,...$ ). (13.2)

Ясно, що дифракція буде чітко спостерігатися в тому випадку, якщо *m* невелике (і, отже,  $A_1$  мало відрізняється від  $A_m$ ). Тоді згідно з (12.5) при непарних *m* амплітуда в точці *P* буде приблизно дорівнювати  $A_1$  (світла пляма, рис. 13.1, *a*), при парних *m* - нулю (темна пляма, рис. 13.1, *б*).

Найнесподіванішим результатом є те, що при невеликому парному числі відкритих зон Френеля освітленість в точці Pблизька до нуля (рис. 13.1, б). А з точки зору геометричної оптики освітленість на екрані повинна відповідати формі отвору, тобто в точці P має бути завжди світло, а в області геометричної тіні освітленість повинна дорівнювати нулю.

Якщо непрозорий екран з отвором залищає відкритою тільки центральну (першу) зону Френеля, амплітуда в точці Pбуде дорівнювати  $A_1$ , тобто в два рази перевищить амплітуду (12.6), створювану всім хвильовим фронтом. Такий отвір не тільки не послаблює освітленість в точці P, але навпаки, інтенсивність світла в точці P буде в цьому випадку *в чотири рази більшою*, ніж за відсутності перешкод між точками S і P.



Розрахунок інтерференційної картини для точок екрану, які не збігаються з центром, призводить до висновку, що ця картина має вигляд концентричних світлих і темних кілець, що чергуються.



У тому випадку, якщо m дуже велике (так буде, якщо розміри отвору є великими у порівнянні з довжиною світлової хвилі), слід вважати, що  $A_m << A_1$ , так що інтенсивність практично однакова всюди поза областю геометричної тіні, і явище дифракції можна не враховувати і користуватися законами геометричної оптики.

Рис. 13.1.

На перешкоду з круглим отвором радіусом r = 2мм падає нормально парале-

ватися законами геометричної оптики. *Приклад*. льний пучок світла (плоска монохроматична хвиля) з довжиною хвилі  $\lambda = 0.5$  мкм. На шляху променів, які пройшли через отвір, поміщений екран. Точка спостереження *P* знаходиться на цьому екрані на відстані *b* = 2 м на осі отвору. Скільки зон Френеля вкладається в отворі? Світла або темна пляма вийде в центрі дифракційної картини?

За умовою падаюча хвиля є плоскою. Точка спостереження Р лежить на перпендикулярі, що проведений з центра отвору. Тому перша (центральна) зона Френеля являє собою коло з центром в точці О, всі наступні зони плоскі концентричні кільця. На рис. П.13.1 для наочності зображення зон Френеля розгорнуто на 90° - таким вони виглядають з точки *P*. Число *m* зон Френеля, які укладаються в отворі, знайдемо, прирівнявши радіус *r*<sub>m</sub> зовнішнього краю *m*-ої зони для плоского хвильового фронту, який визначається за формулою (13.2), і радіус отвору:

$$r = r_m = \sqrt{bm\lambda}$$
.  
Звідси.  $m = \frac{r^2}{b\lambda} = \frac{(2 \cdot 10^{-3})^2}{2 \cdot 0.5 \cdot 10^{-6}} = 4$ .

Якщо число зон парне, то в центрі дифракційної картини буде темна пляма. У нашому випадку m = 4, в центрі дифракційної картини буде темна пляма. S



Рис. 13.2.

Відстані, на яких дифракція є суттєвою. Користуючись формулою (13.2) для радіуса зон Френеля, можна оцінити ті умови спостереження, за яких картина розподілу освітленості на екрані відрізняється від тієї, що передбачена геометричною оптикою. Згідно з геометричною оптикою розподіл освітленості на екрані має відповідати формі отвору, причому в центрі освітленої частини екрану освітленість така ж, як і під час відсутності перешкоди. Але як було показано вище, в разі, коли в отворі укладається тільки декілька зон Френеля, освітленість в центрі картини зовсім інша ніж та, яку передбачає геометрична оптика.

Якщо у формулі (13.2) покласти  $m \sim 1$ , а  $r_{\rm m}$  покласти рівним розміру перешкоди (або отвору) d, то відстань b від отвору (перешкоди) до точки спостереження, на який необхідно враховувати дифракційні явища, визначиться так:  $b \sim d^2/\lambda$ 

Дифракція Френеля на круглому диску. Нехай між точковим джерелом світла S і екраном знаходиться кругла непрозора перешкода (диск) (рис. 13.2).

Фронт хвилі поза диском розіб'ємо на зони Френеля.

Якщо диск закриє т перших зон Френеля, амплітуда в точці Р буде дорівнювати

$$A = A_{m+1} - A_{m+2} + A_{m+3} - \dots =$$
  
=  $\frac{A_{m+1}}{2} + \left(\frac{A_{m+1}}{2} - A_{m+2} + \frac{A_{m+3}}{2}\right) + \dots$ 

Вирази в дужках можна покласти рівними нулю, отже

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}.$$
 (13.4)

Амплітуда світлових коливань в точці Р дорівнює половині амплітуди, обумовленій першою відкритою зоною. Отже, інтенсивність в точці Р завжди відмінна від нуля.

У центрі геометричної тіні від диска завжди буде світла пляма, хоча інтенсивність її буде тим меншою, чим більшими є розміри диска.

Якщо розмір диска невеликий (охоплює малу кількість зон), то дія першої відкритої зони практично не відрізняється від дії центральної зони хвильового фронту. Таким чином, освітленість в точці Р буде такою ж, як і під час відсутності екрану.

Висновок, що суперечить «здоровому глузду», в силу якого в самому центрі геометричної тіні має знаходитися світла точка, був свого часу висунутий членом Французької Академії Наук Пуассоном як доказ неспроможності міркувань Френеля. Однак інший французький академік – Араго - здійснив відповідний дослід і довів, що дійсно при дифракції світла від диска в центрі тіні виникає світла пляма, передбачена теорією Френеля. Світла пляма в центрі геометричної тіні, передбачена Пуассоном як уявне спростування хвильової природи світла, отримала назву *плями Пуассона*.

#### Дифракція Фраунгофера на щілині.

Розглянемо дифракцію паралельного пучка світла, що падає на непрозорий екран AD, в якому прорізана вузька довга щілина BC завширшки a (рис. 13.3). Як було зазначено раніше, така дифракція в паралельних променях називається дифракцією Фраунгофера. Щоб спостерігати дифракцію в паралельних променях, слід або екран спостереження розмістити нескінченно далеко, або за щілиною помістити збиральну лінзу.

Помістимо за щілиною збиральну лінзу  $L_2$ , а в її фокальній площині екран *MM* (ріс.13.3).

Згідно з принципом Гюйгенса - Френеля точки щілини є джерелами вторинних хвиль. В побічному фокусі  $F_{\varphi}$  лінзи  $L_2$  збираються всі паралельні промені, які падають на лінзу під кутом  $\varphi$  до її оптичної осі.

Відкриту частину хвильової поверхні *BC* можна розбити на зони Френеля, які мають вигляд тонких смуг, паралельних краям щілини (рис. 13.4). Нехай *BE* - перпендикуляр, опущений з точки *B* на промінь *CN* (рис. 13.4).

Тоді оптична різниця ходу  $\Delta$  між крайніми променями *CN* і *BM*, які йдуть від щілини в напрямку кута  $\varphi$ , дорівнює



Ширина кожної зони вибирається так, щоб різниця ходу від країв цих зон дорівнювала

 $\Delta = CE = a \sin \varphi.$ 

 $\Delta_1 = \lambda/2$ , тобто всього на ширині щілини поміститься  $n = \frac{\Delta}{\Delta_1} = \frac{\Delta}{\lambda/2}$ зон. Ширина кожної зони



кількість зон парна, то

дорівнює  $a_1 = \frac{\lambda/2}{\sin \varphi}$ , і їх площі однакові.

Всі зони в заданому напрямку випромінюють світло абсолютно однаково. При інтерференції світла від кожної пари сусідніх зон амплітуда результуючих коливань дорівнює нулю, тому що ці зони спричиняють коливання з однаковими амплітудами, але протилежними фазами.

Отже, результат інтерференції світла в точці *F*ф визначиться тим, *скільки зон Френеля вкладається в щілині*. Якщо

$$\sin\varphi_{\min} = \pm 2k\frac{\lambda}{2},\tag{13.6}$$

і в точці  $F_{\varphi}$  виходить *дифракційний мінімум*,  $\varphi_{\min}$  - кут, що визначає напрямок на дифракційний мінімум. Знак мінус у правій частині (13.6) відповідає променям світла, що поши-

a

рюються від щілини під кутом –  $\phi$  і збираються в побічному фокусі  $F_{\phi}$  лінзи, який є симетричним до  $F_{\varphi}$  відносно головного фокуса  $F_0$ .

Якщо кількість зон непарна, то



$$a\sin\varphi_{\max} = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}, \quad (13.7)$$

і в точці *F*<sub>Ф</sub> буде *дифракцій*ний максимум, який відповідає дії однієї зони Френеля, k - порядок дифракційного максимуму, ф<sub>max</sub> кут, що визначає напрямок на дифракційний максимум.

У напрямку падаючої хвилі  $(\phi = 0)$  буде спостерігатися найінтенсивніший центральний максимум нульового порядку; коливання, які спричиняються в точці  $F_0$  всіма лілянками шілини, злійснюються в одній фазі.

Розрахунок дифракційної картини, заснований на використанні методу зон Френеля, є наближеним і дає значення інтенсивності тільки в центрі екрана.

Строгий розгляд дає такий розподіл інтенсивності світла в будь-якій точці екрана:

$$I_{\varphi} = I_0 \frac{\sin^2 \left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\left(\frac{\pi a}{\lambda} \sin \varphi\right)^2}.$$
(13.8)

Тут  $I_0$  - інтенсивність в середині інтерференційної картини,  $I_{\phi}$  – інтенсивність в точці, положення якої визначається кутом дифракції ф.

З ростом порядку дифракційних максимумів їх інтенсивності, як випливає з (13.8), швидко зменшуються. Залежність відношення  $I\phi / I_0$  від sin  $\phi$  показана на рис. 13.5.

Розрахунок показує, що інтенсивності центрального і наступних максимумів відносяться як  $I_0$ :  $I_1$ :  $I_2$ :  $I_3 = 1$ : 0,045: 0,016: 0,0083 ..., тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі.



§ 14. Дифракційна гратка

Дифракційна гратка являє собою прозору, зазвичай скляну поліровану пластинку, на якій алмазним різцем нанесені за допомогою спеціальної машини паралельні однакові штрихи.

Поверхня скла всередині штрихів, обдерта алмазом, стає шорсткою, матовою, і ці штрихи стають непрозорими. Між ними залишаються прозорі смуги скла, які відіграють роль щілин.

Таким чином, дифракційна гратка являє собою систему паралельних щілин, розділених між собою непрозорими проміжками.

Штрихи наносять через строго однакові відстані одна від одної. Якщо прозорий проміжок має ширину a, а непрозорий - b, то величину d = a+ b називають періодом (сталою) гратки. Сучасні

дифракційні гратки містять велику кількість штрихів - від 100 до 1700 на 1 мм.

Розглянемо плоску монохроматичну хвилю, що падає нормально на гратку, як зображено на рис. 14.1. Паралельно гратці розмістимо збиральну лінзу *L*, в фокальній площині якої помістимо екран. Внаслідок дифракції світло огинає краї щілин, і за дифракційною граткою крім променів, що йдуть прямо, будуть промені, що дифрагували на різні кути  $\varphi$ , при цьому

$$-\pi/2 \le \varphi \le \pi/2.$$

За допомогою лінзи L на екрані в фокальній площині лінзи в точці  $F_{\varphi}$  зберуться промені від усіх щілин гратки, які дифрагували на деякий кут  $\varphi$ . Освітленість в точці  $F_{\varphi}$  визначається результатом інтерференції вторинних хвиль, що поширюються від різних щілин.

Очевидно, що в тих напрямках, в яких жодна з щілин не посилає світло, воно не буде поширюватися і при декількох щілинах, тобто головні мінімуми інтенсивності будуть спостерігатися в напрямках, які визначаються умовою (13.6) для однієї щілини

$$\sin \varphi_{\min} = \pm k\lambda$$
  $(k = 1, 2, 3, ...).$ 

Крім того, внаслідок інтерференції світлових променів, які надсилаються декількома щілинами, в деяких напрямках вони будуть гасити один одного, тобто виникнуть додаткові мінімуми. Ці додаткові мінімуми будуть спостерігатися в тих напрямках, яким відповідає різниця

ходу променів 
$$\frac{\lambda}{2}, 3\frac{\lambda}{2}, \dots$$

Оскільки щілини знаходяться на однакових відстанях одна від одної, то різниці ходу променів, які йдуть від двох сусідніх щілин, будуть для даного напрямку ф однаковими в межах всієї дифракційної гратки

$$\Delta = KD = (a+b)\sin\varphi = d\sin\varphi.$$
(14.1)

Отже, з урахуванням (14.1) умова додаткових мінімумів:

$$d\sin\varphi_{\min} = \pm (2m+1)\frac{\lambda}{2}$$
 (m=0,1,2,3,...). (14.2)

Навпаки, дія однієї щілини буде *посилювати* дію іншої, якщо різниця ходу між вторинними хвилями, що йдуть з *еквівалентних* точок сусідніх щілин, дорівнює цілому числу довжин хвиль

$$d\sin\varphi_{\rm max} = \pm 2m\frac{\lambda}{2} = \pm m\lambda$$
 (*m*=0,1,2,3,...). (14.3)

Це є формула для головних максимумів дифракційної гратки.

Співвідношення (14. 3) називається *рівнянням дифракційної гратки*, а ціле число *т* називають *порядком* відповідного *максимуму*.

Оскільки період решітки *d* і кут  $\phi$  можуть бути виміряні з високою точністю, дифракційні гратки часто застосовуються для точного визначення довжин світлових хвиль.

Положення головних максимумів залежить від довжини хвилі. Якщо на гратку падає немонохроматична хвиля, наприклад, біле світло, то відповідні різним довжинам хвиль λ положення максимумів не збігатимуться (крім максимуму нульового порядку). Максимуми для хвиль меншої довжини (фіолетового і синього світла) будуть утворюватися під меншими кутами до нормалі і навпаки.

Таким чином, дифракційна гратка здійснює *спектральне розкладання* падаючого на неї світла і являє собою спектральний прилад.

**Приклад.** На дифракційну гратку нормально падає монохроматичне світло з довжиною хвилі  $\lambda = 0,5$  мкм. На екран, що міститься від гратки на відстані L = 1 м, за допомогою лінзи, розташованої поблизу гратки, проектується дифракційна картина. Відстань *l* між центральним і головним максимумом інтенсивності першого порядку дорівнює 15 см. Визначити: 1) сталу *d* дифракційної гратки; 2) число *n* штрихів на 1 см дифракційної гратки; 3) число максимумів, які спостерігаються в спектрі дифракційної гратки; 4) кут відхилення променів  $\varphi_{max}$ , що відповідає останньому максимуму.

1. Зі співвідношення

$$d\sin\varphi = \pm m\,\lambda \tag{(\Pi p. 14.1)}$$

для m = 1, а також враховуючи, що

$$\sin \varphi \approx tg \varphi = \frac{l}{L},$$
отримаємо  $d \frac{l}{L} = \lambda$ , звідки стала гратки  
 $d = \frac{L\lambda}{l} = \frac{1 \cdot 0.5 \cdot 10^{-6}}{0.15} = 3,33 \text{ MKM}$ 
2. Число штрихів на одиницю довжини знайдемо за формулою  
 $n = \frac{1}{d} = \frac{1}{3,33 \cdot 10^{-4}} \text{ Cm}^{-1} = 3003 \text{ Cm}^{-1}.$ 
3. Для визначення числа максимумів дифракції, які спостерігаються на ехрані, врахуємо, що максимальний кут відхилення променя граткою не може бути більшим, ніж 90°. Тоді з формули (Пр. 14.1) маємо

$$m_{\rm max} = \frac{d}{\lambda} \sin 90^\circ = \frac{3,33}{0,5} = 6,66.$$

отримаємо  $d \frac{l}{L} = \lambda$ , звідки стала гратки

 $d = \frac{L\lambda}{l} = \frac{1 \cdot 0.5 \cdot 10^{-6}}{0.15} = 3,33 \,\text{мкм}$ 

терігаються на екрані, врахуємо, що максимальний кут

11

мулою

(Пр. 14.1) маємо

Число т має бути цілим, але округляти до 7 не можна, так Рис. П.14.1. як при цьому значенні sin  $\varphi$  стає більшим одиниці. Отже,  $m_{\text{max}} = 6$ . З урахуванням центрального нульового максимуму і  $m_{\text{max}} = 6$  по обидва боки від нього, знайдемо

$$N = 2 m_{\max} + 1 = 2 \cdot 6 + 1 = 13.$$

4. Щоб визначити максимальний кут відхилення променів граткою, в вираз (Пр. 14.1) підставимо m<sub>max</sub> = 6. Отримаємо

$$\sin \varphi_{\max} = \frac{m_{\max} \lambda}{d} = \frac{6 \cdot 0.5}{3.33} = 0.9.$$
  $\varphi_{\max} = 64.28^{\circ} = 64^{\circ}17'.$ 

# § 15. Дифракція Фраунгофера на круглому отворі. Роздільна здатність оптичних приладів

Дифракція паралельного пучка світла від круглого отвору має важливе практичне значення, оскільки оправи лінз і об'єктивів, як правило, круглої форми.

Нехай лінза L1 створює паралельний пучок променів, на шляху якого розміщений непрозорий екран А з круглим отвором ab.

Пройшовши через отвір, пучок променів потрапляє на другу лінзу *L*<sub>2</sub> (рис. 15.1).

Якби не було дифракції, промені, які пройшли крізь отвір в непрозорому екрані, поширювалися б і за екраном паралельним пучком і були б зібрані другою лінзою в одну точку в її фокальній площині.

Завдяки ж хвильовій природі світла в фокальній площині *F*<sub>2</sub> другої лінзи *L*<sub>2</sub> (рис. 15.1) утворюється складна дифракційна картина.



Рис. 15.1.

33

Картина *складається* з центральної яскравої плями в формі кола і концентричних темних і світлих кілець, що чергуються (її називають картиною Ейрі). Складний математичний розрахунок дає для кутової відстані ф між центром дифракційної картини і першим темним кільцем вираз

$$\varphi \approx 1.22 \frac{\lambda}{D}$$
, (15.1)

де D - діаметр отвору,  $\lambda$  - довжина хвилі.

Більша частина світлового потоку, який пройшов через отвір, потрапляє в область центральної світлої плями, інтенсивність яскравих кілець швидко зменшується з видаленням від центра. Тому дифракційну картину можна вважати такою, що складається тільки *з центральної світлої плями*. Можна вважати, що паралельні промені йдуть від нескінченно віддаленого точкового джерела. Тому *світла пляма є зображенням нескінченно віддаленого точкового джерела*.

Отже, найдосконаліша лінза внаслідок хвильової природи світла не може дати ідеального оптичного зображення. Зображення точки завжди являє собою не точку, а кружечок - центральний максимум дифракційної картини. Якщо F - фокусна відстань лінзи, то можна виразити діаметр фокальної плями

$$d_{\phi} \approx \frac{\lambda}{D} F. \tag{15.2}$$

Розміри плями, як видно з формули (15.1), тим менше, чим більше діаметр лінзи. Параметр  $\frac{D}{F}$  називається *відносним отвором лінзи*. На практиці виготовляють лінзи з відносним

отвором, що не перевищує одиницю. У найбільш сприятливому випадку, коли  $\frac{D}{F} = 1$ , з форму-

ли (15.2) отримаємо

тобто діаметр фокальної плями має порядок довжини світлової хвилі. У разі некогерентного пучка діаметр фокального плями ще більш зростає.

 $d_{d}^{\min} \approx \lambda$ ,

Роздільна здатність оптичних приладів. Наявність дифракції обмежує можливості розпізнавати деталі предмета. Як розрізнити дрібні деталі зображення, якщо кожна точка предмета зображується дифракційним кружечком? Наскільки близько слід розмістити два точкових джерела світла, щоб їх можна було б розрізнити як два окремих джерела?

Відповідь на ці питання дається поняттям роздільної здатності оптичного приладу.

Нехай на об'єктив падає світло від двох віддалених точкових джерел. Внаслідок дифракції на оправі об'єктива або на краях діафрагми замість двох точок в фокальній площині спостерігаються максимуми, які оточені дифракційними кільцями. Позначимо через  $\delta \Psi$  найменший кут між про-



менями від двох точкових джерел, при якому їх зображення можна розрізнити як дві світлих плями.

Згідно з *критерієм Релея* дві близькі точки будуть ще розділені, якщо середина центрального дифракційного максимуму для однієї точки збігається з краєм центрального максимуму для другої точки (рис. 15.2). У правій частині рис. 15.2 наведені криві розподілу освітленості. Якщо критерій Релея не виконується, зображення обох точок зливаються в одне зображення.

(15.3)

3 рис. 15.2 видно, що дві точки сприймаються окремо, якщо кутова відстань між ними  $\delta \psi$  дорівнює кутовому радіусу  $\varphi$  (15.1) центрального максимуму:

$$\delta \psi = 1,22\frac{\lambda}{D} \tag{15.4}$$

Найменша лінійна (або кутова) відстань між двома точками, починаючи з якої їх зображення зливаються, називається *межею розрізнення*. Обернена до неї величина називається *роздільною здатністю* (роздільною силою) приладу

$$R = \frac{1}{\delta \psi} = \frac{D}{1,22\lambda} \tag{15.5}$$

де *D* - діаметр оправи лінзи. Отже, чим більше діаметр лінзи, тим більш виразно видно дві близьких точки.

Межа розрізнення людського ока на відстані найкращого зору становить 0,1 мм, мікроскопа - довжину світлової хвилі.

*Приклад 1*. Знайти кут, під яким окремо видно: 1) дві близьких зірки в телескоп з діаметром дзеркала 5 м; 2) дві близьких точки неозброєним оком.

*Рішення*. 1). Кутове розрізнення для світла з довжиною хвилі  $\lambda = 560$  нм

$$\delta\phi \approx \frac{1,22\lambda}{D} = \frac{1,22*560*10^{-9}}{5} = 1,3*10^{-7} pa\partial = 0,028''.$$

2) Зіниця діє як збиральна лінза. Діаметр зіниці ока *D* при нормальному освітленні становить приблизно 2 мм. Мінімальна кутова відстань між точками, які око сприймає окремо

$$\delta\phi = \frac{1,22*560*10^{-9}}{2*10^{-3}} = 0,34\,pa\partial \approx 1'.$$

Роздільну здатність R дифракційної гратки можна також визначити на основі критерію Релея. Розрахунок показує, що

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = mN , \qquad (15.6)$$

де  $\Delta\lambda$  - найменша різниця довжин хвиль двох сусідніх спектральних ліній ( $\lambda$  і  $\lambda + \Delta\lambda$ ), за якої ці лінії можуть бути видні окремо в спектрі; *N* - число штрихів гратки; *m* - порядковий номер дифракційного максимуму.

**Приклад 2.** Яку найменшу роздільну силу *R* повинна мати дифракційна гратка, щоб з її допомогою можна було розрізнити дві спектральні лінії натрію ( $\lambda_1 = 589,62$  нм і  $\lambda_2 = 589,02$  нм) в спектрі першого порядку? Яке найменше число *N* штрихів повинна мати ця гратка, щоб розрізнення було можливо в спектрі другого порядку?

$$R = \frac{\lambda}{\Delta \lambda} = \frac{589,62}{0,6} \approx 983.$$

На практиці це означає  $R \ge 1000$ . Загальна кількість штрихів решітки

$$N = \frac{R}{m} = \frac{983}{2} = 491,$$

або практично  $N \ge 500$ .

# § 16. Поняття про голографію



Голографія - спосіб реєстрації і подальшого відновлення світлових хвиль - заснована на явищах інтерференції і дифракції.

Слово «голографія» (грец. «олос» - повний, «графо» - пишу) перекладається як «повний запис». Йдеться про запис хвильового фронту, відбитого від поверхні об'єкта, який несе інформацію про форму та інші особливості об'єкта.

При звичайному фотографуванні об'ємного предмета його зображення утворюється на площині. Таке плоске зображення не несе інформації про те, на якій відстані знаходяться окремі частини предмета.

На відміну від звичайної фотографії, голографічне зображення є трьохвимірним, змінює видиме положення об'єкта при розгляданні з різних положень.

Процес отримання зображення в голографії розділяється на два етапи. Спочатку виготовляють голограму, тобто фотопластинку, за допомогою якої можна відтворити світлову хвилю, розсіяну предметом (рис. 16.1, а). На другому етапі відтворюють цю хвилю і отримують оптичне зображення (рис. 16.1, б).

Для створення інтерференційного запису розсіяною предметом світлової хвилі світловий пучок від лазера поділяється на дві частини. Одна частина - *опорний пучок 1* - відбивається дзер-

калом і потрапляє на фотопластинку. Друга частина відбивається від предмета, утворює *предметний пучок 2* і також потрапляє на фотопластинку. Так як випромінювання лазера має високий ступінь просторової когерентності, обидва пучка є когерентними. Накладаючись один на одного, опорний і предметний пучки інтерферують. Картина інтерференції фіксується фотопластинкою. Після проявлення фотопластинки отримується *голограма*.

Таким чином, на голограмі реєструється не оптичне зображення об'єкта, а інтерференційна картина.

У закодованій формі голограма містить повну інформацію про амплітуду, фазу, напрямок поширення і довжину хвилі розсіяної хвилі. Цього достатньо для її відтворення і отримання оптичного зображення.

На другому етапі голограму розміщують в тому місці, де знаходилася фотопластинка, і освітлюють опорним пучком *1* світла. Голограма для цього пучка грає роль дифракційної гратки. Опорний пучок дифрагує на голограмі, в результаті чого виникає хвиля, що має таку ж структуру, як хвиля, що відбилася від предмета.

Ця хвиля дає уявне зображення предмета, яке сприймається оком спостерігача. Якщо дивитися крізь голограму, то побачимо просторове зображення об'єкта, повністю тотожне віддаленому об'єкту.

Дійсне зображення, що виникає тут, не використовується внаслідок того, що має рельєф, зворотний рельєфу предмета, тобто є вивернутим.

Зображення предмета, що дається голограмою, є об'ємним. Змістившись вбік, можна побачити приховані частини предмета.

Голографічний запис інформації характеризується виключно високою густиною. Так на платівці в кілька квадратних сантиметрів можна записати зміст великої книги. Інша особливість голограми - частина голограми дає зображення всього об'єкта, як і ціла голограма.

Можливі застосування голографії дуже різноманітні. Сюди відносяться відтворення зображень оригіналів з великою точністю в образотворчому мистецтві, вивчення фізичних процесів, які протікають з великими швидкостями, вібрацій, деформацій в наукових дослідженнях, розробка нових методів зберігання інформації, голографічні об'ємні кіно, телебачення і т.д.

# § 17. Дифракція рентгенівського випромінювання

Як відомо, рентгенівське випромінювання являє собою електромагнітні хвилі, довжина яких лежить в інтервалі 10<sup>-12</sup> - 10<sup>-8</sup> м.

Відомо також, що для спостереження дифракційної картини стала гратки має бути того ж порядку, що і довжина падаючої хвилі.

Тому для спостереження дифракції рентгенівських хвиль слід мати просторову гратку, період якої порядку10-10 м.

Штучно створити таку гратку не можна, але в природі існують такі про-просторові стру-

ктури - це кристали, де атоми і іони розміщуються на відстанях порядку 10<sup>-10</sup> м. Кристалографічні дослідження показали, що в будь-якому кристалі можна виявити певні площини, де атоми або іони, які утворюють його кристалічну гратку, розміщені найбільш густо. Такі атомні площини будуть відбивати монохроматичне рентгенівське випромінювання, яке може інтерферувати від різних площин. Очевидно, підсилення хвиль при інтерференції відбудеться для тих значень кута  $\theta$ , коли в різниці ходу

### $\Delta = AO + OB = 2d\sin\theta$

(Рис. 17.1) укладається ціле число довжин хвиль:



 $2d\sin\theta = m\lambda$ . де  $\theta$  - кут між напрямком падаючого променя і площиною, або кут ковзання; m = 1, 2, 3, 3

...; *d* - відстань між площинами.

Співвідношення (17.1) є формулою Вульфа-Брегга, яка широко застосовується в рентгеноструктурному аналізі. Вивчаючи дифракцію рентгенівських променів відомої довжини на просторовій гратці, можна визначити міжатомні відстані в кристалічних решітках. І навпаки, за відомою кристалічною структурою (d), визначаючи  $\theta$  і m, можна обчислити невідому довжину хвилі падаючого рентгенівського випромінювання.

**Приклад**. У кристалі кальциту міжплощинна відстань *d* становить 3,029·10<sup>-10</sup> м. Дифракційний максимум першого порядку спостерігається під кутом  $\theta = 14^{\circ}40$  '. Яка довжина хвилі падаючого рентгенівського випромінювання?

$$\lambda = \frac{2d\sin\theta}{m} = \frac{2 \cdot 3,029 \cdot 10^{-10} \cdot 0,253}{1} = 1,53 \cdot 10^{-10} \, \text{m}$$

(17.1)

#### Контрольні питання

1. В яких випадках можна вважати, що проходження світла через отвір в перешкоді відбувається уздовж прямолінійних променів?

2. Чи можна збільшити освітленість в деякій точці екрану, якщо на шляху паралельного пучка світла поставити перпендикулярно до нього діафрагму з круглим отвором? Чи не знаходиться таке твердження в протиріччі з законом збереження енергії?

3. Чому для спостереження дифракції світла в лабораторних умовах розміри перешкод повинні бути порівнянні з довжиною світлової хвилі?

4. Як оцінити відстань від перешкоди (отвора) до точки спостереження, при якій стають помітними дифракційні явища?

5. Паралельний світловий пучок падає на діафрагму з отвором радіусом 5 мм. На яку приблизно відстань слід видалити екран для спостереження, щоб на ньому чітко спостерігалася дифракційна картина?

6. Чи можливо спостерігати дифракцію світла від непрозорих тіл, розміри яких значно більше, ніж довжина світлової хвилі?

7. Які характерні риси дифракційної картини на екрані?

8. Що називається дифракцією Френеля?

9. Як здійснюється побудова зон Френеля?

10. Яка оптична різниця ходу хвиль, що йдуть від країв сусідніх зон Френеля?

11. Як визначається результуюча амплітуда коливань, якщо число відкритих зон Френеля парне?

12. Чим відрізняються умови спостереження дифракції Фраунгофера від дифракції Френеля?

13. Що спостерігається в центрі дифракційної картини від щілини?

14. Від чого залежить різниця ходу променів від відповідних точок дифракційної гратки?

15. Навіщо для спостереження дифракції світла після дифракційної гратки ставлять збиральну лінзу?

16. Чи залежать положення головних максимумів дифракційної решітки від кількості штрихів гратки?

17. Для чого застосовуються дифракційні гратки?

18. Який колір - червоний або фіолетовий - заломлюється сильніше в дифракційній грат-

цi?

19. Якою умовою визначається найбільший порядок спектра дифракційної гратки?

21. Як пояснити райдужне забарвлення світла, відбитого від поверхні компакт-диска?

21. Як проводиться запис голограми і відновлення предметної хвилі? Чому для цього потрібно когерентне світло? Чому голограма дає можливість спостерігати об'ємне зображення предмета?

nttp://

22. Як зміниться роздільна здатність зорової труби, якщо збільшити діаметр об'єктиву?

# Глава 4. ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

# § 18. Природне і поляризоване світло

Як відомо, електромагнітні хвилі є поперечними. Так, в біжучій електромагнітній хвилі



вектори напруженості електричного Е і магнітної індукції магнітного **В** полів в кожній точці простору в даний момент часу є взаємно перпендикулярними і перпендикулярні до напряму поширення хвилі. Оскільки в біжучій хвилі зміна електричного і магнітного полів відбувається сінфазно, то миттєва картина векторів електричного і магнітного полів в різних точках вздовж лінії поширення монохроматичної плоскої хвилі виглядає так, як показано на рис. 18.1.

Властивості світлових хвиль залежать від орієнтації векторів *E* і *B*, яка характеризується поняттям поляризації. Поляризацію світла пов'язують з напрямком електричного вектора Е. Якщо вектор Е (а з ним і В) в даній точці при проходженні хвилі здійснює коливання уздовж

однієї прямої лінії в одній і

тій же площині, хвилю називають лінійно поляризованою або плоско поляризованою (рис. 18.1). Якщо вектор Е, залишаючись незмінним за модулем, обертається навколо напрямку поширення, хвилю називають поляризованою по колу або циркулярно поляризованою (рис 18.2).

Світло, в якому представлені електромагнітні хвилі зі всілякими напрямками коливань вектора Е (рис.



Рис. 18.2.



Рис. 18.3.

18.3) називають неполяризованим, або природним.

Плоско поляризована хвиля випускається в кожному акті випромінювання одним атомом або молекулою. Але макроскопічні джерела світла складаються з величезної кількості таких частинок-випромінювачів. У сумарному випромінюванні коливання вектора Е відбуваються в самих різних напрямках, перпендикулярних до променю (рис. 18.3), орієнтація векторів Е при цьому змінюється хаотично. Тому при-

родне світло (тобто світло, що випускається звичайними джерелами) являє собою суперпозицію лінійно поляризованих некогерентних хвиль з різною орієнтацією електричних векторів в просторі. Різні напрямки коливань представлені тут з однаковою ймовірністю.

Вектор Е світлового пучка завжди можна розкласти на дві взаємно перпендикулярні складові  $E_x$  і  $E_y$ , тобто випромінювання перетворюється в сукупність двох лінійно поляризованих перпендикулярно одна до одної складових. Іншими словами хвилю з круговою або еліптичною поляризацією можна розкласти на дві лінійно поляризовані хвилі.

Світло називається повністю поляризованим, якщо дві взаємно перпендикулярні складові вектора Е світлового пучка здійснюють коливання з постійною в часі різницею фаз (рис. 18.4).

Нехай площина рис. 18.4 є перпендикулярною до напрямку поширення світла (перпендикулярною до променю). Спроектуємо на цю площину траєкторію кінця вектора *E*. В залежності від різниці фаз коливань  $E_x$  і  $E_y$  виникають різні типи поляризованого світла.

У загальному випадку проекційна картина має вигляд еліпса (рис. 18.4 *б*, *г*). Окремі випадки - еліпс вироджується у відрізок прямої (*a*, *d*), або в коло (*в*). Відповідно, поляризація називається *еліптичною, лінійною або круговою*.

Якщо ж кореляція між фазами коливань  $E_x$  і  $E_y$  відсутня, світло стає природним (рис. 18.3).

Природним є сонячне світло і світло, яке випромінюють все нелазерні джерела. Зазвичай повністю поляризованим є випромінювання лазерів.



# § 19. Поляризація світла при подвійному променезаломленні

Що відбувається при поширенні світла в речовині? Взаємодія світла з речовиною зводиться до взаємодії змінного електричного поля світлової хвилі з електронами атомів речовини.

Під дією електричного поля електромагнітної хвилі (назвемо її первинною хвилею) електронна оболонка атома зміщується відносно атомного ядра. Таке зміщення веде до появи дипольного електричного моменту, який змінюється з часом з частотою падаючої хвилі. Диполь, що здійснює коливання, як відомо, випромінює електромагнітні хвилі (назвемо їх вторинними хвилями). Ці вторинні хвилі накладаються одна на одну і разом з первинної хвилею утворюють в підсумку електромагнітну хвилю в речовині.

Тільки для сферично симетричного розподілу заряду в електронній оболонці атома (іона) зміщення електричних зарядів в атомі відбуватиметься однаково в усіх напрямках (це так звана *ізотропна поляризовність*).

Багатоатомні молекули мають складну конфігурацію електронних оболонок. «Відгук» такої молекули на дію електричного поля буде різним у залежності від напряму вектора *E* світлової хвилі. Це призводить до залежності поляризовності атомів (молекул, іонів) від напряму - так звана *анізотропія поляризовності*.

Якщо світло поширюється в рідині, аморфному тілі або газі, анізотропія поляризовності не виявляється. Однак в кристалах при зміщенні зарядів в будь-якому атомі кристала виникає додаткове зміщення зарядів в сусідніх атомах кристалічної решітки. Тому здатність до поляризації кристала залежить від напряму, має місце **анізотропія електричних властивостей.** 

Електричні властивості речовини пов'язані з оптичними властивостями. Поляризовність визначає діелектричну проникність є, а та, в свою чергу, зі співвідношення Максвелла  $n = \sqrt{\varepsilon}$ -показник заломлення *n*, від якого залежить швидкість світлової хвилі в речовині. Таким чином, швидкість поширення світла в кристалі залежить від напряму в кристалі і поляризації цієї світлової хвилі.

Існує велика група прозорих кристалів, в яких існує деякий напрям, що називається *оптичною віссю*, вздовж якого поляризовність атомів кристала не залежить від напряму коливань електричного вектора *E* світлової хвилі.

Тому, для довільно поляризованих хвиль, що поширюються уздовж оптичної осі, будуть однаковими діелектрична проникність є, частота власних коливань атомів - диполів, показник

заломлення *n*, і, нарешті, швидкість поширення світла *v*. Відносно оптичних властивостей *одновісне* середовище має повну симетрію обертання відносно напряму оптичної осі, тобто при повороті навколо оптичної осі анізотропія властивостей кристала не виявляється.

До оптично одновісних кристалів можна віднести кристали тетрагональної, гексагональної і тригональної систем (ісландський шпат, турмалін та ін.)

Назвемо площину, яка містить оптичну вісь і даний промінь, головним перерізом кристала. Розглянемо явища, які виникають в двох випадках.

Нехай промені поляризовані перпендикулярно до головного перерізу кристала (рис. 19.1, *a*).



На рис. 19.1, *а* напрями, паралельні до оптичної осі, вказані штриховими лініями, а напрями коливань електричного вектора відзначені крапками. Якщо електричний вектор перпендикулярний до головного перерізу, то коливання елементарних випромінювачів завжди будуть перпендикулярними до оптичної осі. Дійсно, з рис. 19.1, *а* видно, що для будь-якого з променів *1*, *2* або *3* коливання є перпендикулярними до оптичної осі.

Отже, хвиля буде поширюватися зі швидкістю  $v_o = \frac{c}{n_o}$ , де  $n_o = \sqrt{\varepsilon_{\perp}}$ , а  $\varepsilon_{\perp}$  є діелектри-

чна проникність для напряму, перпендикулярному до осі. Показник заломлення  $n_0$  і швидкість хвилі  $v_0$  в цьому випадку називаються звичайними (позначаються літерою «o»).

Розглянемо тепер промені, в яких коливання електричного вектора відбуваються в площині головного перерізу (рис. 19.1,  $\delta$ ). Хвилю, електричний вектор якої лежить в площині головного перерізу кристала, називають *незвичайною* (позначення буквою «*e*»). Як видно з рис. 19.1,  $\delta$ , для різних променів 1, 2 і 3 коливання спрямовані під різними кутами до оптичної осі (напрями коливань *E* зображені рисками).

Так, в промені *I* коливання вектора *E* відбуваються паралельно до оптичної осі, поляризація молекул буде відбуватися уздовж осі, для цього напряму діелектрична проникність має значення  $\mathcal{E}_{II}$ . Тому такому напряму поширення відповідає інше значення показника заломлення

$$n_e = \sqrt{\varepsilon_{II}}$$
 і інше значення швидкості світла  $v_e = \frac{c}{n}$ .

У промені 3 коливання є перпендикулярними до оптичної осі, отже, в цьому напрямі хвиля поширюється зі швидкістю *v*<sub>o</sub>. Термін "оптична вісь" був введений для позначення такої прямої, уздовж якої обидві хвилі в кристалі поширюються з однаковими швидкостями.

У промені 2 і подібних до нього кут між електричним вектором і оптичною віссю кристалу змінюється зі зміною напряму променя. Тому, для незвичайної хвилі показник заломлення



*n*e і швидкість *v*e залежать від напряму променя в кристалі.

Наприклад, в ісландському шпаті для довжини хвилі  $\lambda = 0,5893$  нм показник заломлення звичайної хвилі  $n_0 = 1,6658$ , а показник заломлення незвичайної хвилі  $n_e$  змінюється від 1,4864 до 1,6658. У загальному випадку пучок природного світла, що падає на одновісний кристал, розділяється всередині кристала на два повністю поляризованих пучка: один з коливаннями вектора E в площині головного перерізу, і другий - з коливаннями E перпендикулярно до цієї площини. Один з променів (звичайний, o) є продовженням падаючого, а другий (незвичайний, e) при проникненні в кристал відхиляється на певний кут. З кристала виходять два пучки світла, що поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах (рис.19.2). У цьому полягає явище **подвійного променезаломлення.** 

# § 20. Поляризаційні прилади

Пристрої, за допомогою яких з природного отримують поляризоване світло, називаються *поляризаторами*.

Дія таких приладів заснована на явищі подвійного променезаломлення. Вони підрозділяються на *поляризаційні призми* і так звані *поляроїди*.

Поляризаційний пристрій, який називається призмою У.Ніколя (або просто ніколь) виготовляється з кристалів ісландського шпату. Призму розрізають по діагоналі на дві частини, які потім склеюють спеціальним прозорим клеєм - канадським бальзамом (рис.20.1).



Падаючий промінь в призмі розділяється на два: звичайний і незвичайний. Звичайний промінь, досягаючи межі поділу ісландського шпату ( $n_0 = 1,65$ ) і канадського бальзаму (n = 1,54), зазнає повного внутрішнього відбивання і потім поглинається бічною зачерненою гранню. Незвичайний промінь з показником заломлення  $n_e = 1,51$ , меншим, ніж показник заломлення канадського бальзаму, проходить через всю призму. З призми виходить удвічі ослаблений світловий промінь, зате повністю поляризований.

Ніколі виготовити нелегко, поле зору в них є невеликим, їх використовують тільки в деяких фізичних дослідженнях, зараз вони представляють собою музейну рідкість.

Набагато більш дешевими і поширеними пристроями є тонкі поляризаційні плівки, які називаються *поляроїдами*.

Поляроїд є тонкою (0,05-0,1 мм) прозорою плівкою, на яку тонким шаром нанесені певним чином орієнтовані штучні мікроскопічні кристали герапатіту (сульфату йодистого хініну).

Дія поляроїдів також заснована на явищі подвійного променезаломлення. Однак при цьому один з поляризованих променів поглинається набагато сильніше (явище *dixpoïзмy*). На шляху приблизно 0,1 мм один з променів поглинається практично повністю. У результаті світло, що пройшло через плівку, є поляризованим.

# § 21. Закон Малюса



Дію поляризаторів можна пояснити механічної аналогією. Якщо на мотузці створити поперечну плоско поляризовану хвилю і пропустити мотузку через дві щілини  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$ , пропиляні в дошках, то при паралельних щілинах (рис. 21.1, *a*) хвиля проходить, а при перпендикулярних щілинах (рис. 21.1,  $\delta$ ) - гаситься, мотузка за другою дошкою буде нерухомою.

Повернемося тепер до світла. Пропустимо природне світло через два поляризатори (поляроїди)  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$ . Оскільки поляризатор  $\Pi_1$  пропускає світлові коливання тільки одного напряму (рис. 21.2), то після його проходження світлова хвиля стає плоско поляризованою

Якщо розмістити другий поляризатор так, щоб напрями світлових коливань Е і і Е ", що пропускаються першим і другим поляризаторами, були паралельні один до одного (рис. 21.2, *a*), то другий поляризатор пропускає світлову хвилю без змін,

Але якщо поляризатори розмістити так, щоб напрями коливань Е ' і Е " були перпендикулярними один до одного, то другий поляризатор повністю погасить коливання, які пройшли через перший поляризатор (рис. 21.2, б). Такі поляризатори називають схрешеними.

Нехай тепер на поляризатор падає плоско поляризоване світло.

Якщо амплітуда світлового коливання (A), утворює з площиною поляризатора кут ф (рис. 21.3), то таке коливання можна розкласти (рис. 21.4) на паралельне до площини поляризатора коливання з амплітудою  $A_{\rm II} = A \cos \phi$  і перпендикулярне до площини коливання з амплітудою  $A \perp = A \sin \phi$ .

Перше коливання пройде через поляризатор, друге буде затримане (поглинене).

Оскільки інтенсивність хвилі, що проходить, пропорційна квадрату амплітуди A<sub>II</sub>, то при попаданні



плоско поляризованого світла на поляризатор інтенсивність світла, що проходить, пропорційна квадрату косинуса кута між площиною поляризатора і напрямом коливань в поляризованому світлі:

затор?



Рис. 21.3.

*Приклад 1*. На поляризатор падає природне світло. Якою буде інтенсивність світла, що пройшло через поляри-

В цьому полягає закон Малюса.

Падаюча хвиля є природною, тобто сумішшю хвиль з різним напрямом вектора Е. Інтенсивність світла на виході з поляризатора отримаємо, усереднюючи за кутами:

 $I = I_0 \cos^2 \phi$ 

 $I = I_0 < \cos^2 \phi >$ ,

де I<sub>0</sub> - інтенсивність падаючого на поляризатор світла. Оскільки в природному світлі всі значення кута ф є рівноймовірними, то  $\langle \cos^2 \varphi \rangle = \frac{1}{2}$ . Тому інтенсивність світла, що

пройшло через поляризатор, дорівнює І0/2.

Приклад 2. Природне світло падає на два поставлених один за іншим поляризатори. Площини поляризаторів утворюють кут  $\phi = 60^{\circ}$ . У скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні через обидва поляризатори?

З першого поляризатора вийде лінійно поляризоване світло, інтенсивність якого  $I_1$ становить половину інтенсивності падаючого природного світла:  $I_1 = I_{\text{прир.}}/2$ . Із другого поляризатора вийде світло з інтенсивністю

 $I_2 = I_1 \cos^2 \varphi$ . Інтенсивність світла, що пройшло через обидва поляризатори буде дорівнювати

$$I_2 = (I_{\rm прир}/2)\cos^2\varphi.$$

Зменшення інтенсивності при проходженні світла через обидва поляризатора знайдемо, розділивши інтенсивність природного світла на інтенсивність світла, що пройшло систему з двох поляризаторів:



Площина

Рис. 21.4.

$$\frac{I_{npup}}{I_2} = \frac{I_{npup}}{(\frac{I_{npup}}{2})\cos^2 \varphi} = \frac{2}{(\frac{1}{2})^2} = 8.$$



# § 22. Отримання еліптично поляризованого світла

Нехай світло, що пройшло крізь поляризатор, падає нормально на кристалічну пластинку K товщиною d, яка вирізана з одноосного кристала так, що її передня грань є паралельною до оптичній осі ОО (рис. 22.1).

Відбудеться подвійне променезаломлення, яке в даному випадку полягає в тому, що через пластинку в одному напрямі, але з різними швидко-

стями будуть поширюватися дві когерентні хвилі, поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямах. В одній з хвиль коливання вектора Е спрямовані уздовж оптичної осі кристала (Еп, рис. 22.1). Це незвичайна хвиля, показник її заломлення n<sub>e</sub>.

У другій хвилі коливання спрямовані перпендикулярно до осі ( $E_{\perp}$ , рис. 22.1), це звичайна хвиля, показник її заломлення n<sub>0</sub>. Напрям коливань електричного вектора падаючого на кристал світла утворює кут α з оптичною віссю.

Оскільки звичайна і незвичайна хвилі поширюються з різними швидкостями, між ними виникає різниця ходу

і відповідно різниця фаз

 $(n_{\rm o}-n_{\rm e})d$ 

 $\delta = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d \; .$ (22.1)

Пластинка, у якій виникає різниця фаз π/2, називається пластинкою в чверть хвилі. Відомо, що додавання двох взаємно перпендикулярних коливань з різними амплітудами і різницею фаз  $\pi/2$  призводить до утворення еліптичних коливань (див., наприклад, «Фізика», ч.4, . § 11.2). Отже, при падінні на пластинку в чверть хвилі плоско поляризованого світла з пластинки виходить світлова хвиля, у якій кінець вектора Е описує еліптичну спіраль, яка накручується на напрям променя (рис. 22.1).

Якщо поляризатори  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$  схрещені (рис. 22.1), то за відсутності кристала світло через них не проходить, поле зору є темним. При наявності кристала між схрещеними поляризаторами поле зору прояснюється, оскільки другий поляризатор тепер не може погасити еліптично поляризоване світло (рис. 22.1.). В еліптично поляризованому світлі завжди знайдеться така складова вектора E, яка проходить через другий поляризатор  $\Pi_2$ .

# § 23. Поляризація світла при відбиванні та заломленні

Нехай природний промінь *А* падає на поверхню ізотропного діелектрика, наприклад, скляну пластинку. Світлові коливання природного променя завжди можна розкласти за двома



Рис. 23.1.

взаємно перпендикулярним напрямами. Тому природний промінь будемо задавати двома коливаннями (рис. 23.1): коливаннями вектора *E* в площині рисунка (позначені рисками) і коливаннями, перпендикулярними до цієї площини (позначені крапками).

Досліди показують, що відбитий (*B*) і заломлений (*C*) промені виявляються частково поляризованими. У відбитому промені переважають коливання, відмічені крапками, а в заломленому - рисками.

Англійський фізик Д. Брюстер встановив, що для будьякого діелектрика є певний кут падіння, за якого відбитий промінь є повністю поляризованим. Такий кут називають *кутом повної поляризації* світла. Величина цього кута визнача-

ється законом Брюстера:

tg 
$$i_{\rm b} = n_{21} = n_2/n_1$$
, (23.1)

де *i*<sub>Б</sub> - кут повної поляризації, *n*<sub>21</sub>- показник заломлення другого середовища відносно першого. Зіставивши закон Брюстера і закон заломлення світла

$$tgi_{E} = \frac{\sin i_{E}}{\cos i_{E}} = n_{21}; \ \frac{\sin i_{E}}{\sin r} = n_{21};$$

знайдемо, що

тому

$$\cos \iota_{\rm E} = \sin r \,, \tag{23.2}$$

 $i_{\rm b} + r = 90^{\circ}$ . (23.3) Звідси випливає, що при повній поляризації відбитого світла відбитий і заломлений промені є взаємно перпендикулярними.

З'ясуємо фізичний механізм поляризації світла при відбиванні і заломленні. Нехай ці явища відбуваються на межі вакуум - діелектрик. Проникнувши в діелектрик, виділені нами складові падаючої хвилі будуть спричиняти відповідні вимушені коливання зовнішніх електронів атомів.

На рис. 23.2 коливання електронів, що відбуваються в площині рисунка (площині падін-



ня), позначені двосторонньою стрілкою  $A_1$ ; коливання, перпендикулярні до площини рисунка, позначені крапкою  $A_2$ . Відомо, що заряди, які коливаються, випромінюють плоско поляризовані електромагнітні хвилі. Як і в мініатюрній антені, найсильніше випромінювання хвиль відбувається в напрямку, перпендикулярному до напрямку коливань. У напрямку своїх коливань заряд не випромінює. Графічно інтенсивність випромінювання зарядів в різних напрямках зображується у вигляді пелюстків.

Вторинні хвилі з коливаннями вектора напруженості електричного поля, перпендикулярними до площини падіння (*E*<sub>2</sub>), утворюють *відбитий промінь*. Він буде переважно *поляризованим перпендикулярно до площини падіння*, а при куті падіння Брюстера - повністю поляризованим. Залежність інтенсивності ви-

Рис. 23.2.

промінювання таких вторинних хвиль від на-правління показана штриховою пелюсткою.

Інтенсивність вторинних хвиль з коливаннями вектора напруженості електричного поля, паралельними до площини падіння ( $E_1$ ), показана суцільною пелюсткою. Ці вторинні хвилі додаються до падаючої хвилі і утворюють заломлену хвилю, яка буде частково поляризованою в площині падіння.

*Приклад 1.* На якій кутовій висоті ф над горизонтом має знаходитися Сонце, щоб сонячне світло, відбите від поверхні води, було повністю поляризованим?

Відповідно до закону Брюстера, світло, відбите від поверхні діелектрика (в даному прикладі - води), повністю поляризоване, якщо

$$tgi_{E} = n_{21} = \frac{n_2}{n_1},$$

де *n*<sub>21</sub> - відносний показник заломлення другого середовища (води) відносно першого (повітря).

Кут падіння *i*<sub>Б</sub> світла пов'язаний з висотою Сонця над горизонтом співвідношенням (див. рис. П.23.1)

$$i_{E} = \frac{\pi}{2} - \varphi$$

Тоді

$$tgi_{E} = tg(\frac{\pi}{2} - \varphi) = ctg\varphi$$

Показники заломлення: води  $n_2 = 1,33$ , повітря  $n_1 = 1$ . Звідси

$$\varphi = arcctg1,33 = 37^{\circ}$$

*Приклад 2*. Кут Брюстера при падінні світла з повітря у воду дорівнює *i*<sub>Б</sub> = 53°. Визначити швидкість світла у воді.

Оскільки показник заломлення повітря дорівнює одиниці, абсолютний показник заломлення води  $n_{\rm B}$  збігається з відносним показником заломлення  $n_{21}$  цих двох середовищ. Тому

$$v = \frac{c}{n} = \frac{c}{tg53^{\circ}} = 0,75c = 2,25 \cdot 10^8 \, \text{m/c}.$$

### § 24. Штучна оптична анізотропія

Багато прозорих ізотропних речовин (наприклад, скло, епоксидна смола, плексиглас і ін.) набувають властивості подвійного заломлення променів в результаті механічних пружних деформацій (стиску, розтягування, вигину, крутіння). Якщо пластинку *Q* (рис. 24.1) з такої речо-

П1 П2 Д Q Рис. 24.1.

вини помістити між схрещеними поляроїдами  $\Pi_1$  і  $\Pi_2$ , то така система світло не пропускає.

Якщо ж скло піддати деформації (наприклад, одноосьовому стиску, рис. 24.1), світло через систему починає проходити, причому за характером і розташуванням світлих (в епоксидній смолі - кольорових) смуг можна судити про розподіл напружень всередині пластини.

Описаний ефект використовується для дослідження розподілу напружень в механічних конструкціях. На шляху променів між схрещеними поляроїдами поміщають виконану в масштабі прозору модель конструкції, наприклад ферми моста або гірничого забою. Під дією навантаження, аналогічного тому, яке буде відчувати сама механічна



Рис. П.23.1.

конструкція, в місцях напружень в моделі виникають просвітління.

Штучну анізотропію можна створити також за допомогою електричних або магнітних полів.

Електрооптичний ефект **Керра** полягає у виникненні подвійного променезаломлення в оптично ізотропних речовинах (найчастіше в рідинах) під дією електричного поля.

Більшість ізотропних рідин в електричному полі стають оптично анізотропними і виявляють властивості одноосьових кристалів, оптична вісь таких речовин спрямована уздовж силових ліній поля. Штучна анізотропія пояснюється тим, що в сильному електричному полі молекули рідини здобу-



вають переважну орієнтацію і середовище стає анізотропним.

Комірка Керра являє собою невелику герметично закриту кювету, заповнену рідким діелектриком (нітробензолом), в яку вмонтовано два електроди, які утворюють плоский конденсатор (рис. 24.2).

Комірку Керра поміщають між двома схрещеними поляризаторами, так що у відсутності електричного поля світло повністю гаситься другим поляризатором і через систему не проходить.

При накладанні електричного поля (напрям якого утворює кут 45 ° з напрямом пропускання поляризаторів) середовище стає оптично анізотропним. Рідина починає поводити себе як одновісний кристал з оптичною віссю, спрямованій уздовж електричного поля.

Виникає подвійне променезаломлення, внаслідок чого між звичайним і незвичайним променями після проходження через комірку Керра виникає різниця фаз

#### $\delta = 2\pi B l E^2$

(24.1)

де *l* - шлях, що проходить промінь світла в середовищі, *E* - напруженість електричного поля, яке виникає між пластинами конденсатора, *B* - стала Керра. Світло стає еліптично поляризованим і частково проходить через другий поляризатор.

*Приклад*. Комірка Керра заповнена рідким нітробензолом, стала Керра для якого 2,22·10<sup>-12</sup> м/В<sup>2</sup> (для довжини хвилі λ = 589 нм), і поміщена між схрещеними поляроїдами. Відстань між пластинами конденсатора 1 мм, довжина комірки 5 см. Чи буде проходити світло через комірку, якщо прикласти напругу 1500 В?

*Рішення*. У відсутності зовнішнього електричного поля світло через комірку не проходить, тому що вона поміщена між схрещеними поляроїдами. Якщо прикласти напругу, виникає подвійне променезаломлення і між звичайним і незвичайним променями утворюється різниця фаз за формулою (24.1). Підставивши числові значення, знайдемо

$$\Delta \varphi = 2\pi \cdot 2,22 \cdot 10^{-12} \cdot 0,05 \left(\frac{1500}{10^{-3}}\right)^2 \approx \frac{\pi}{2}$$

За такої різниці фаз світло стає еліптично поляризованим і частково проходить через комірку.

Якщо електричне поле змінюється з певною частотою, то світловий потік на виході буде модульований за інтенсивністю з тією ж частотою. Ефект Керра є практично безінерційним: поява і зникнення анізотропії в речовині відбувається за час порядку 10<sup>-12</sup> с. Тому цей ефект використовують для швидкодіючих затворів і модуляторів світла.

У деяких кристалах (часто використовується кристал *KDP* - дигідрофосфат калію) при накладенні зовнішнього електричного поля виникає подвійне променезаломлення, причому різниця фаз між звичайним і незвичайним променями пропорційна першому, а не другому, як в

ефекті Керра, ступеню напруженості електричного поля (*ефект Поккельса*). Така залежність дозволяє використовувати невисоку керуючу напругу і створює перевагу в порівнянні з ефектом Керра у застосуванні в техніці цього ефекту.

Модуляцією світла називають зміну з часом за заданим законом амплітуди (інтенсивності), частоти, фази або поляризації світла. Модуляція світла застосовується для передачі інформації за допомогою оптичних сигналів або для вимірювання відстаней світлодалекомірами за часом проходження світлом цих відстаней. Майже всі модулятори світла засновані на ефекті Поккельса.

### Контрольні питання

1. Чи можуть бути поляризованими радіохвилі? Звукові хвилі?

2. Як поводиться вектор напруженості електричного поля *E* хвилі природного світла в деякій фіксованій точці простору?

3. Чому природне світло не є поляризованим?

4. Суперпозицією яких двох хвиль може бути представлена плоско поляризована хвиля?

5. Які існують методи отримання поляризованого світла?

6. Хвиля природного світла проходить послідовно через два поляризатори. Як поляризована хвиля на виході з системи?

7. Яке світло пропускає поляризатор?

8. Як змінюється інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через поляризатор?

9. Що означає термін «схрещені поляризатори»?

10. Хвиля природного світла інтенсивності *I*<sub>0</sub> проходить послідовно через два поляризатори, площини яких повернені на кут  $\varphi$  один відносно другого. Чому дорівнює інтенсивність хвилі на виході з системи?

11. Чому при відбиванні природного світла одержується частково поляризоване світло?

12. Чи можна погасити промінь природного світла за допомогою поляроїда? Чи можна погасити промінь природного світла, відбитий від поверхні води

13. На плоске дзеркало падає промінь світла. Чи можливий випадок, коли відбитого променя не буде?

14. Який кут утворюють відбитий і заломлений промені, якщо кут падіння світлового променя на межу поділу дорівнює куту Брюстера?

15. Як поляризовані звичайний і незвичайний промені?

16. Що називається оптичною віссю кристала?

17. Чим відрізняються швидкості поширення звичайного і незвичайного променів в кристалах? Як пояснити цю відмінність?

18. Яким способом можна отримати з природного світла: а) плоско поляризоване світло; б) еліптично поляризоване світло?

19. Чи можна погасити еліптично поляризоване світло за допомогою одного поляризатора?

20. На чому заснований оптичний метод дослідження механічних напружень?

attp.1

# Глава 5. ПОШИРЕННЯ СВІТЛА У РЕЧОВИНІ

# § 25. Дисперсія світла. Нормальна і аномальна дисперсія

**Дисперсією** світла називається залежність показника заломлення *n* речовини від довжини хвилі світла λ (частоти ω)

$$n = f(\lambda_0) , \qquad (25.1)$$

або, що те ж саме, залежність фазової швидкості світлових хвиль в речовині від їх частоти

$$v = \frac{c}{n(\omega)},\tag{25.2}$$

де  $\lambda_0$  - довжина світлової хвилі у вакуумі,  $\omega$  - кругова частота світла, c - швидкість світла у вакуумі.

Дослідне вивчення явища дисперсії світла вперше здійснив Ньютон (1672 р.), пропускаючи білий світ через скляну призму (рис. 25.1). Пучок світла прямував на призму *A* і після заломлення падав на екран *B*. На екрані при цьому спостерігався спектр, тобто широка смужка, пофарбована в кольори райдуги, які чергуються, - червоний, оранжевий, жовтий, зелений,



Для скла та інших прозорих безбарвних речовин залежність  $n(\omega)$  у видимій частині







 тою, dn / dω> 0. Така залежність n від ω називається нормальною ducnepciєю світла.
 Згідно з (25.2) швидкість червоного світла, який заломлюється менше, є найбільшою, а фіолетового - найменшою. У ваку-

спектра має вигляд, показаний на рис. 25.2. Зі збільшенням частоти показник заломлення збільшується. При цьому похідна n по  $\omega$ , яка показує, як швидко змінюється показник заломлення з часто-

умі швидкість світла будь-якого кольору є однаковою.

Кожна речовина поглинає випромінювання певної частоти. При наближенні з боку малих частот до частот  $\omega_0$ , які поглинаються, показник заломлення спочатку збільшується (рис. 25.3), при переході через смугу поглинання він сильно убуває з ростом частоти, а після смуги поглинання знову збільшується. На ділянці 2-3 похідна  $dn / d\omega < 0$ . Такий хід залежності *n* від  $\omega$ називається **аномальною дисперсією**. Наприклад, у звичайного скла в інфрачервоній і ультрафіолетовій частинах спектра спостерігається аномальна дисперсія.

Пунктирна крива на рис. 25.3 зображує хід коефіцієнта α поглинання світла речовиною. Коефіцієнт поглинання має різкий максимум. Як буде показано далі, цей максимум відповідає резонансним частотам коливань електронів усередині атомів.

Ділянки 1-2 і 3-4 на рис. 25.3 відповідають нормальній дисперсії. На ділянці 2-3 дисперсія є аномальною.

Яскравим прикладом дисперсії є райдуга. Райдуга виникає в результаті дисперсії світла на дощових краплях, вона спостерігається, якщо сонце знаходиться за спиною спостерігача, а дощ іде з іншого боку. Потрапляючи всередину краплі, сонячний промінь заломлюється, всередині краплі відбувається його дисперсія, потім розкладений в спектр промінь відбивається від задньої напівсфери краплі, на зворотному шляху





відбувається його подальша дисперсія, і, нарешті, промінь виходить назад через передню поверхню краплі, будучи розкладеним в райдужний спектр сонячного світла (рис. 25.4).

Червоні промені заломлюються менше і потрапляють в око спостерігача від крапель, які знаходяться на більшій висоті. Тому верхня смуга райдуги завжди виявляється червоною.



# § 26. Електронна теорія дисперсії світла

Дисперсія світла виникає в результаті взаємодії світла з зарядженими частинками, які входять до складу речовини. Цю взаємодію можна пояснити якісно на основі класичних уявлень про рух електрона і законів Ньютона.

Для простоти будемо розглядати тільки зовнішні (оптичні) електрони в атомі. Електрони внутрішніх оболонок атома завдяки великим власним частотам практично не збуджуються. Вважаємо також, що в кожному атомі є тільки один електрон, а в одиниці об'єму міститься N атомів.

Під впливом принесеного світловою хвилею поля електрон в атомі зміщується на відстань *r*, що призводить до поляризації атома і виникнення дипольного моменту

p = er (26.1) Тоді модуль вектора поляризованості речовини (або, що те ж саме, дипольний момент одиниці об'єму) в полі світлової хвилі

$$P = Np.$$

(26.2)

З іншого боку, поляризованість пропорційна напруженості електричного поля (див., наприклад, «Фізика, ч. 3» § 43),

# $P = \kappa \varepsilon_0 E$

де к - діелектрична сприйнятливість діелектрика, є<sub>0</sub> - електрична постійна.

З теорії електромагнітного поля Максвелла випливає, що абсолютний показник заломлення середовища  $n = \sqrt{\varepsilon \mu}$ , де є - діелектрична,  $\mu$  - магнітна проникності речовини. У оптичній області спектра для всіх речовин  $\mu = 1$ , тому  $n = \sqrt{\varepsilon}$ .

Тоді  $n^2 = \varepsilon$ , і за визначенням  $\varepsilon = 1 + \kappa$ :

$$n^{2} = \varepsilon = 1 + \kappa = 1 + \frac{Ner}{\varepsilon_{0}E}$$
(26.3)

Задача зводиться до визначення зміщення *r* електрона в атомі під дією зовнішнього періодичного електричного поля.

Оптичний електрон можна розглядати як затухаючий гармонічний осцилятор, тобто як електрон, який коливається і поступово віддає свою енергію середовищу і на випромінювання. Зауважимо, що достовірна поведінка електрона в атомі і механізм дисперсії світла мають грунтуватися на законах квантової механіки.

Однак можна користуватися наочними уявленнями класичної теорії, оскільки квантова теорія дисперсії призводить до таких же висновків.

Якщо атом перебуває в полі світлової хвилі, то на електрон діє сила з боку електричного поля

$$F = eE, (26.4)$$

де *E* - модуль напруженості електричного поля світлової хвилі, який змінюється з часом за законом

$$E = E_0 \cos \left(\omega t - kr\right). \tag{26.5}$$

Відомо, що система під дією зовнішньої періодичної сили здійснює вимушені коливання з частотою сили, що вимушує. Амплітуда вимушених коливань визначається формулою

$$r_{m} = \frac{(eE_{0}/m)}{\sqrt{(\omega_{0}^{2} - \omega^{2})^{2} + 4\beta^{2}\omega^{2}}} .$$
(26.6)

Якщо знехтувати загасанням, поклавши  $\beta = 0$ , отримаємо миттєве значення зміщення електрона від положення рівноваги

$$r(t) = \frac{(e/m)E(t)}{\omega_0^2 - \omega^2} .$$
 (26.7)

Підставивши в формулу (26.3) вираз (26.7), прийдемо до формули

$$n^{2} = 1 + \frac{N}{\varepsilon_{0}} \frac{(e^{2}/m)}{\omega_{0}^{2} - \omega^{2}}.$$
(26.8)

Ми отримали залежність показника заломлення середовища від частоти падаючого світла. Дослідимо коротко цю залежність.

При частотах, далеких від власної частоти коливання електрона  $\omega_0$ , другий доданок у виразі (26.8) буде малим в порівнянні з одиницею, так що  $n^2 \approx 1$  (область *1* на рис. 25.3).

З формули (26.8) також випливає, що при  $\omega \to \omega_0$  показник заломлення збільшується, тобто має місце нормальна дисперсія (область 1 - 2 на рис. 25.3).

При переході через точку  $\omega = \omega_0$  крива дисперсії згідно з формулою (26.8) повинна зазнавати розриву і змінюватися від +  $\infty$  до -  $\infty$ . Фактично ж завдяки певному значенню члена 4 $\beta^2 \omega^2$  у формулі (26.6), тобто врахуванню загасання при переході через цю точку показник заломлення стрибкоподібно змінюється від n > 1 до n < 1. В цій області частот проявляється аномальна дисперсія (ділянка 2 - 3 на зазначеному рисунку).

Після переходу цієї області показник заломлення зі збільшенням ω зростає, з'являється область нормальної дисперсії (ділянка 3 - 4).

При *n* < 1 швидкість світлової хвилі в речовині перевищує швидкість світла у вакуумі. Однак це не суперечить теорії відносності, оскільки мова йде про так звану фазову, а не групову швидкість.

# § 27. Фазова і групова швидкості світла

Очевидно, що чисто синусоїдальна монохроматична хвиля, не обмежена ні в просторі, ні у часі, є ідеалізацією. В реальності доводиться мати

справу з сигналами, які є своєрідними хвильовими «сплесками» в деякій області простору (рис. 23.1).



Хвиля, що має форму короткого імпульсу, називається *хвильовим пакетом* або *групою хвиль* і є суперпозицією (накладенням) хвиль з близькими частотами.

Точку максимуму називають центром групи хвиль. Швидкість переміщення максимуму амплітуди хвильового пакета називають *груповою швидкістю* світла. Якщо всі складові хвильового пакета поширюються з однаковою фазовою швидкістю v, то відносне розташування хвиль в пакеті залишається весь час незмінним. Отже, центр групи хвиль також буде переміщатися в просторі зі швидкістю v.

Інша справа, якщо спостерігається дисперсія, тобто залежність фазової швидкості від частоти.

Розглянемо для простоти хвильової пакет, утворений накладенням всього двох синусоїдальних хвиль з різними частотами - різних кольорів - синю і червону.

При поширенні у вакуумі, де дисперсія відсутня, їх фазові швидкості дорівнюють швидкості світла з і не залежать від частоти.

Якщо ж хвилі поширюються в середовищі з нормальною дисперсією, то фазова швидкість хвиль збільшується зі збільшенням довжини хвилі,  $dv/d\lambda > 0$ , тому червона хвиля біжить швидше синьої. Дисперсія призводить до розпливання імпульсу світла в міру його поширення в диспергуючому середовищі, тобто хвильової пакет поширюється зі зміною форми.

Як було показано раніше (Гаркуша І.П., Курінний В.П.«Фізика» навч. посібник у 7 ч., ч.4, § 23) вираз для групової швидкості має вигляд

$$u = v - \lambda \frac{dv}{d\lambda}.$$
(27.1)

Яка ж з двох швидкостей - групова або фазова - вимірюється на досліді?

Всі приймачі світла реагують на енергію, тому в дослідах вимірюється швидкість перенесення енергії світловими сигналами. Швидкість переміщення максимуму амплітуди світлового пучка, отже швидкість передачі енергії і являє собою групову швидкість.

Вона відрізняється від швидкості поширення фази монохроматичної хвилі, яку називають *фазовою швидкістю*. Фазова швидкість не має нічого спільного зі швидкістю перенесення енергії, вона тільки встановлює зв'язок між фазами коливань в різних точках простору. Фазову швидкість вимірювати безпосередньо неможливо, її визначають за допомогою співвідношення v=c/n, де *c*- швидкість світла у вакуумі, *n* - показник заломлення середовища.

З формули (27.1) видно, що в залежності від знака  $dv/d\lambda$ , групова швидкість *и* може бути як меншою, так і більшою фазової швидкості *v*. За відсутності дисперсії  $dv/d\lambda = 0$  і групова швидкість збігається з фазовою, u = v. Цей випадок має місце в вакуумі.

Якщо 
$$\frac{dv}{d\lambda} > 0$$
, (нормальна дисперсія), то  $u < v$ . Ця нерівність є справедливою при поши-

ренні світла в склі та інших прозорих середовищах.

Якщо 
$$\frac{dv}{d\lambda} < 0$$
, (в області аномальної дисперсії), то  $u > v$ . Зокрема, групова швидкість  $u$ 

може виявитися більше швидкості світла у вакуумі с. Це неможливо, оскільки з груповою швидкістю рухається енергія, а рух енергії зі швидкістю, більшою за швидкість світла, є неможливою. Розв'язання протиріччя полягає в тому, що поняття групової швидкості може бути застосовано тільки за умови, що загасання хвиль є невеликим.

В області аномальної дисперсії поглинання дуже велике, і поняття групової швидкості виявляється непридатним. Тому обчислене за формулою Релея значення *и* не буде характеризувати швидкість передачі енергії.

## § 28. Поглинання світла

Поглинанням світла називається зменшення інтенсивності світла, що проходить через речовину

При проходженні світлової хвилі крізь речовину під дією її електричного поля негативно заряджені електрони атомів і молекул зміщуються відносно позитивно заряджених ядер, здійснюючи гармонічний коливальний рух з частотою  $\omega$ , рівній частоті діючого поля. Електрон, який здійснює коливання, перетворюється в джерело випромінювання і випромінює вторинні хвилі.

Частина енергії хвилі, що витрачається на збудження коливань електронів, повертається у випромінювання у вигляді цих вторинних хвиль. Інша частина енергії переходить в енергію хаотичного руху атомів, тобто у внутрішню енергію речовини (в результаті чого речовина нагрівається).

В результаті дії обох факторів інтенсивність світла при проходженні крізь речовину зменшується.

Якщо на прозоре середовище, що має товщину шару l, направити паралельний пучок світла з інтенсивністю  $I_0$  (рис. 28.1), то в результаті поглинання світла в даному середовищі інтенсивність I світла, що виходить, зменшується, тобто  $I < I_0$ .

*Дослідним шляхом* встановлено, що інтенсивність світла при проходженні крізь речовину зменшується за експоненціальним законом:

$$I = I_0 e^{-\alpha l} . (28.1)$$



Тут α - постійна, що залежить від властивостей поглинаючої речовини, яка називається *коефіцієнтом поглинання*. Залежність (28.1) носить назву *закону Бугера*.

Відповідно до формули (28.1) при  $l = 1/\alpha$  інтенсивність *I* виявляється в *e* разів меншою, ніж  $I_0$ . Таким чином, коефіцієнт поглинання є величиною, оберненою товщині шару, при проходженні якого інтенсивність світла зменшується в *e* разів.

Подібно до показнику заломлення, коефіцієнт поглинання залежить від частоти  $\omega$  (або довжини хвилі  $\lambda$ ) світла, тобто поглинання носить селективний характер. Цим пояснюється забарвленість в кольори середовищ, які поглинають. Наприклад, скло, яке слабо поглинає червоні і оранжеві промені і сильно поглинає зелені, сині і фіолетові, при розгляданні в білому світлі буде забарвленим в червоний колір. Очевидно, що якщо на таке скло направити зелене, синє або фіолетове світло, то через сильне поглинання світла даної довжини хвилі скло буде здаватися «чорним». Середовище, яке не поглинає світло всіх довжин хвиль в інтервалі видимого світла, називають абсолютно прозорим.

Залежність коефіцієнта поглинання α від довжини хвилі світла λ називається спектром поглинання речовини.

Спектр поглинання *ізольованих атомів* (наприклад, розріджених газів) має вигляд вузьких ліній, тобто є відмінним від нуля тільки в певних вузьких діапазонах частот (рис. 28.2, *a*), які відповідають частотам власних коливань електронів усередині атомів. Вимушені коливання електро-





У газах, *молекули* яких побудовані з *декількох атомів*, спостерігаються власні частоти поглинання, що відповідають коливанням атомів всередині молекули і обертанню молекули як цілого навколо осі. *Молекулярний спектр поглинання*, який визначається коливаннями атомів в молекулах, складається з більш широких областей довжин хвиль (смуги поглинання).

*Рідини і тверді тіла* мають широкі смуги поглинання (рис. 28.2, б). Це обумовлено тим, що частинки конденсованого середовища, які сильно взаємодіють між собою, швидко передають поглинену енергію всьому колективу частинок.

В металах взаємодія зі світлом визначається вільними електронами. Метали є практично непрозорими для світла. Під дією електричного поля світлової хвилі вільні електрони починають рухатися - в металі виникають швидкозмінні струми, які супроводжуються виділенням ленцджоулевої теплоти. В результаті енергія світлової хвилі швидко убуває, перетворюючись у внутрішню енергію металу.

Поглинання світла використовується в різних областях науки і техніки. Наприклад, на ньому засновані високочутливі методи хімічного аналізу - вигляд спектра поглинання можна пов'язати з хімічною структурою речовини.

## § 29. Розсіяння світла

Зміна напряму поширення, частоти і поляризації світла при взаємодій-наслідком його з речовиною називається *розсіянням світла*.

При проходженні світлової хвилі крізь речовину електрони в її атомах і молекулах під дією змінного світлового вектора *E* здійснюють вимушені коливання з тією ж частотою. При цьому електрони самі стають *вторинними випромінювачами* електромагнітних хвиль, котрі поширюються в різних напрямах.

Вторинні хвилі є когерентними між собою, тому необхідно врахувати їх взаємну інтерференцію.

Прозорі середовища (оптичне скло, дуже чисті прозорі рідини і гази) майже не розсіюють світла; це пояснюється тим, що вторинні хвилі, які випромінюються електронами, внаслідок інтерференції взаємно гасяться в усіх напрямах, крім напряму поширення падаючого світла.

У разі неоднорідного середовища вторинні хвилі в бічних напрямах не гасять одна одну. Зазнаючи дифракцію на дрібних неоднорідностях середовища, світлові хвилі дають дифракційну картину, що характеризується рівномірним розподілом інтенсивності за всіма напрямами. Таке розсіяння проявляється як невласне свічення речовини.

Особливо сильно розсіюється світло в так званих «каламутних середовищах»

До їх числа відносяться: 1) *дими*, тобто дрібні тверді частинки, які зависли в газі; 2) *тумани* дрібні крапельки рідини, які завислі в газі; 3) *суспензії*, утворені плаваючими в рідині твердими частинками; 4) *емульсії*, утворені дрібними крапельками однієї рідини в іншій, яка не розчиняє першу (прикладом емульсії може служити молоко, що представляє собою крапельки жиру, завішені в воді); 5) тверді тіла на зразок перламутру, опалу, молочних стекол і т. п.

Теорія розсіювання досить складна. Зазвичай розглядається кілька граничних випадків, що відрізняються співвідношенням розмірів частинок і довжин світлових хвиль.

Спостереження і розрахунки показали, що:

1). Якщо розміри частинок сторонньої речовини значно менше довжини світлової хвилі (не більше ніж  $0,1 \lambda$ ), інтенсивність розсіяного світла *I* виявляється пропорційною четвертому степеню частоти або обернено пропорційною четвертому степеню довжини хвилі (з*акон Релея*):

$$I \sim \omega^4 \sim 1/\lambda^4$$
. (29.1)  
Внаслідок цього при проходженні білого світла через таке оптичне середовище розсіяне світло

набуває блакитного, а світло, яке проходить, - червонуватого відтінку. 2). Якщо розміри неоднорідностей є порівняними з довжиною хвилі, інтенсивність розсіяного світла стає пропорційною лише квадрату частоти (тобто обернено пропорційною квадрату довжини хвилі). 3). У разі розсіювання на непрозорих частинках, розміри яких набагато більше довжини хвилі  $(r >> \lambda)$ , явище можна розглядати як дифракцію світла на цих частинках. При цьому інтенсивність розсіяного світла не залежить від довжини хвилі, і розсіяне світло не має кольору. Тому тумани і хмари мають білий колір.

Якщо частинки сторонньої речовини є прозорими, а їх розміри набагато більше довжини світлової хвилі, то розсіяння світла визначається ефектами відбивання і заломлення світла на поверхнях частинок (порошинок, крапельок, бульбашок), що містяться в середовищі.

4). Навіть ретельно очищені від сторонніх домішок рідини і гази в деякій ступені розсіюють світло. Причиною виникнення оптичних неоднорідностей являються в цьому випадку *флуктуації густини речовини* (тобто випадкові скупчення молекул речовини). Ці флуктуації викликані тепловим рухом молекул речовини; тому зумовлене ними розсіяння світла називається *молекулярним*.

Розсіяння на флуктуаціях густини є поляризованим в напрямі, перпендикулярному до первісного променю.

Молекулярним розсіянням пояснюється блакитний колір неба і морської води.

Місця згущення і розрідження повітря, які безперервно виникають в атмосфері внаслідок безладного молекулярного руху, розсіюють сонячне світло. При цьому відповідно до закону Релея (29.1) блакитні і сині промені розсіюються сильніше, ніж жовті і червоні, обумовлюючи блакитний колір неба.

При сході і заході Сонце має червоний колір тому, що світло від нього проходить достатньо великий шлях в атмосфері над поверхнею Землі і розсіює короткохвильове випромінення, в результаті чого промені Сонця виявляються збідненими меншими довжинами хвиль. З цієї причини небо на ранковій та вечірній зорі забарвлюється в червоні тони.

Якби світ не розсіювався, то небо з поверхні Землі здавалося б абсолютно чорним, і на такому тлі яскраво і контрастно виділялися б зірки та інші небесні світила. Таким бачать небо космонавти з космічних кораблів, які літають далеко за межами земної атмосфери, що розсіює світло.

## Контрольні питання

1. В якій області спектра має місце нормальна дисперсія? Аномальна дисперсія?

2

2. Нарисуйте криву залежності показника заломлення речовини від частоти електромагнітної хвилі і поясніть її хід.

- 3. Як пояснити виникнення райдуги? Чому зовнішня смуга райдуги завжди є червоною?
- 4. Чим обумовлено розсіяння світла?
- 5. Які середовища називаються каламутними?

6. Як впливають розміри неоднорідностей каламутного середовища на інтенсивність розсіяного світла ?

- 7. Що називається молекулярним розсіянням?
- 8. Чому небо має блакитний колір?

9. Як виглядав би схід Сонця, якби розсіяння і поглинання світла не було б, а дисперсія світла залишилася?

- 10. Чому тумани і хмари білого кольору?
- 11. Чому проходження світла через речовину супроводжується його поглинанням?
- 12. Який фізичний зміст має коефіцієнт поглинання світла?
- 13. Сформулюйте закон поглинання світла.

14. Прозора пластинка з коефіцієнтом поглинання  $\alpha = 0,1$  см<sup>-1</sup> послаблює світло в 5 разів. Якою є товщина пластинки?

- 15. Що називається фазовою швидкістю? Груповою швидкістю?
- 16. Якою формулою пов'язані фазова і групова швидкості?
- 17. З якою швидкістю переноситься енергія?

#### Рекомендована література для поглибленого вивчення розділу «Хвильова оптика»

1. Кучерук І. М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики. У 3 т. Т.3: Оптика. Квантова фізика. Навчальний посібник для студентів вищих технічних і педагогічних закладів освіти – К.; «Техніка», 2006, – 520 с

2. Бушок Г.Ф., Є.Ф.Венгер. Курс фізики. У 2 кн.: Кн.2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка. – К.:«Либідь», 2001. – 448с.

3. Савельев И.В. Курс физики. В 3-х т. Т 2. Электричество. Колебания и волны. Волновая оптика. – М.: «Наука», 1989, – 464с.,

4. Детлаф А.А., Яворский Б.М. Курс физики. – М. «Высш. шк.», 1989, – 609 с.

5. Калашников Н.П., Смондырев М.А. Основы физики. В 2 т. Т. 2. М.:Дрофа, 2003, 400 с.

6. Кингсеп А.С., Локшин Г.Р., Ольхов О.А. Основы физики. Курс общей физики. В 2 т. Т.1. Механика. Электричество и магнетизм. Колебания и волны, волновая оптика. М.: Физматлит, 2001. – 560 с.

7. Бутиков Е.И., Кондратьев А.С. Физика. Учеб. пособие. В 3 кн.Кн.2. Электродинамика. Оптика. – М.: Физматлит, 2004.-336 с.

8. Ландсберг Г.С. Оптика. – М.: «Наука», 1976 – 928 с.

9. Гаркуша І.П., Горбачук І.Т., Курінний В.П. та ін. Загальний курс фізики: Збірник задач – К.: «Техніка», 2004, – 560 с.

http://