

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ІВАНО-ФРАНКІВСЬКИЙ НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ
УНІВЕРСИТЕТ НАФТИ І ГАЗУ

М.О. Галушак,

Р.М. Лучицький, Б.М. Рувінський, В.В. Нижникевич

Курс загальної фізики

Хвильова оптика

Навчальний посібник

Рекомендовано

*Вченою радою Івано-Франківського національного
технічного університету нафти і газу як навчальний посібник для
дистанційного навчання студентів інженерних спеціальностей*

**Івано-Франківськ
2008**

690133

УДК 53(08) + 535(085.4)
ББК 22.3я73

Ф503

к 95

Рецензенти:

М.А. Рувінський, д-р фіз.-мат. наук, професор
(Прикарпатський національний університет ім. Василя Стефаника)

Г.Д. Матеїк, канд. фіз.-мат. наук, доцент
(Івано-Франківський національний технічний університету нафти і газу)

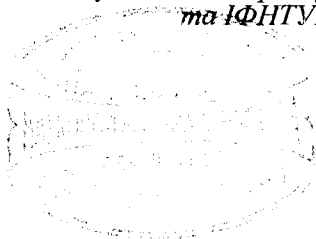
Курс загальної фізики. Хвильова оптика. Навч. посібник для дистанційного навчання./М.О. Галушак, Р.М. Лучицький, Б.М. Рувінський, В.В. Нижникевич – Івано-Франківськ: Факел, 2008, – 56 с.

У посібнику викладено основні питання з розділу фізики „Хвильова оптика”. Пропонований посібник створений для роботи за кредитно-модульною системою організації навчального процесу.

Розділи посібника містять повний набір матеріалів, потрібних для організації самостійної роботи студентів: лекційний курс, задачі з прикладами розв’язування, методичні вказівки до виконання віртуальних лабораторних робіт, добірки запитань у формі тестів для контролю знань.

Посібник відповідає навчальній програмі і рекомендований для дистанційного навчання студентів інженерних спеціальностей, а також може бути корисним для студентів стаціонарної форми навчання та викладачів технічних вузів.

Розповсюджувати та тиражувати без офіційного дозволу авторів та ІФНТУНГ забороняється



© М.О. Галушак
Р.М. Лучицький
Б.М. Рувінський
В.В. Нижникевич, 2008
© ІФНТУНГ, 2008

Написано до друку 12.05.2008	Формат 60x84 1/16	Трук офсетний
Ум. друк. арк. 35	Тираж 500	прим. Замовлення № 58
Видавництво Івано-Франківського національного технічного університету нафти і газу		
76019, м. Івано-Франківськ, вул. Карпатська, 15		



ФАКЕЛ

ЗМІСТ

Вступ.....	5
5.1 Інтерференція світла.....	7
5.1.1 Розрахунок картини від двох когерентних джерел.....	8
5.1.2 Практичне застосування інтерференції світла.....	10
5.2 Дифракція світла.....	13
5.2.1 Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля.....	13
5.2.2 Дифракція хвиль на круглому отворі.....	15
5.2.3 Дифракція хвиль на непрозорому диску.....	17
5.2.4 Дифракція хвиль на щілині.....	17
5.2.5 Дифракційна решітка.....	18
5.2.6 Формула Вульфа-Брегга. Використання дифракції.....	21
5.3 Поляризація світла.....	21
5.3.1 Способи утворення поляризованого світла.....	22
5.3.2 Властивості поляризованого світла. Закон Малюса.....	24
5.3.3 Штучна оптична анізотропія.....	26
5.4 Поглинання світла.....	27
5.5 Розсіюння світла.....	27
5.6 Дисперсія світла.....	28
5.7 Необхідно зрозуміти, запам'ятати і вміти.....	29
5.8 Практичні заняття.....	30
5.8.1 Приклади розв'язування задач.....	30
5.8.2 Задачі для самостійного розв'язування.....	34
5.8.3 Таблиця варіантів задач для самостійного розв'язування.....	40

5.9 Віртуальні лабораторні роботи.....	41
5.9.1 Лабораторна робота В-64. Вивчення явища інтерференції на прикладі досліду Юнга.....	41
5.9.2 Лабораторна робота В-65. Дослідження інтерференції світла з допомогою кілець Ньютона.....	45
5.10 Модульний контроль.....	51

ВСТУП

Оптика – це вчення про світло, його фізичну природу і властивості, взаємодію з речовиною і практичне застосування. Під світлом розуміють не тільки видиме світло, але й суміжні до нього ультрафіолетове, рентгенівське та інфрачервоне проміння, аж до міліметрових радіохвиль.

Цікавою є історія розвитку питання про природу світла та закони його поширення. Ще до нашої ери одні грецькі філософи, наприклад, Евклід у трактаті „Оптика” на основі уявлень про світло, як промені, що виходять з ока, сформулював закони прямолінійного поширення світла та рівності кутів падіння і відбивання. Лукрецій у поемі „Про природу речей” висловив думку, що світло випускається світними тілами у вигляді маленьких зіпків.

У 17 ст. Ньютон систематизував різні відомості про природу світла та створив корпускулярну теорію. Для опису руху дрібних частинок (корпускул) він застосував закони механіки.

У 1666 році Ньютон відкрив явище дисперсії, тобто розкладання білого світла на кольори за допомогою призми і пояснив різні кольори тим, що корпускули мають різну масу.

В цей же час розвивалась протилежна за змістом хвильова теорія, яку створив Гюйгенс. Він вважав, що світло поширюється у вигляді повздовжніх хвиль у певному середовищі – ефірі, який заповнює весь простір і проміжки між частинами тіл.

Більшість фізиків у 18 – на початку 19 ст. були прихильниками теорії Ньютона, але на початку 19 ст. розвивається математична теорія коливань і хвиль. Роботи Юнга і Френеля з вивчення явищ інтерференції і дифракції стверджували, що світло має хвильову природу, але для завершення хвильової теорії світла треба було встановити природу світлових хвиль.

У 60-х роках 19 ст. Максвелл встановив загальні закони електромагнітного поля і прийшов до висновку, що світло є процесом поширення електромагнітних хвиль. Експериментально теорія Максвелла була підтверджена дослідями Фізо і Фуко з визначення швидкості світла, а також дослідями Майкельсона, який довів, що світлоносного ефіру не існує. Проте дана теорія не змогла пояснити явище фотоефекту та його закони, які відкрив Столетов.

Ці затруднення усунув у 1900 році Планк, висунувши гіпотезу, що світло випромінюється і поглинається порціями (фотонами) або квантами енергії, тобто на початку 20 ст. виникла квантова теорія про природу світла.

Явища фотоефекту, комптонівське розсіювання рентгенівських променів та ряд інших доводять, що тут світло діє як корпускули (фотони), а в явищах інтерференції, дифракції, поляризації світло поводить себе як хвилі. Отже, дуалізм хвиль і частинок є експериментальним фактом, а тому відповідно до

сучасних уявлень світло має складну електромагнітну природу, тобто характеризується як корпускулярними (фотонними) властивостями, так і хвильовими. Око людини сприймає електромагнітні хвилі завдовжки від 400 до 760 нм. Згадані хвилі об'єднує однакова природа випромінювання та подібні фізичні властивості.

Завдання оптики – вивчити світлові явища, методи і способи їх одержання, дослідження та практичного застосування.

5.1 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

Інтерференцією світла називається явище посилення або послаблення інтенсивності світла при накладанні когерентних хвиль у деяких точках простору. Когерентними називаються хвилі з однаковою частотою і сталою різницею фаз, вектори напруженості електричного поля яких коливаються в одній площині.

Нехай дві хвилі з однаковою частотою накладаються в просторі:

$$E_1 = A_1 \cos(\omega t - kx + \varphi_1); \quad (5.1)$$

$$E_2 = A_2 \cos(\omega t - kx + \varphi_2). \quad (5.2)$$

Амплітуда результуючої хвилі:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1A_2 \cos \Delta\varphi, \quad (5.3)$$

де $\Delta\varphi = \varphi_2 - \varphi_1$.

Розглянемо результат додавання некогерентних і когерентних хвиль.

1. При накладанні двох некогерентних світлових хвиль, тобто $\Delta\varphi \neq \text{const}$, амплітуда A результуючої хвилі змінюється з часом, а її середнє значення:

$$\langle A^2 \rangle = \langle A_1^2 \rangle + \langle A_2^2 \rangle. \quad (5.4)$$

2. При накладанні когерентних хвиль, тобто коли $\Delta\varphi = \text{const}$, у точках простору, для яких $\cos(\Delta\varphi) = 1$, результуюча амплітуда має найбільше значення. Нехай $A_1 = A_2$ (саме за таких умов інтерференція спостерігається найкраще), тоді:

$$A^2 = 2A_1^2 + 2A_1^2 = 4A_1^2. \quad (5.5)$$

Враховуючи, що інтенсивність світла прямо пропорційна до амплітуди хвилі в квадраті ($I \sim A^2$), результуюча інтенсивність світла в цих точках простору збільшується вдвічі:

$$I = 2I_1. \quad (5.6)$$

Отже, хвилі підсилюють одна одну і спостерігається **максимум** (max) інтерференції світла. Розв'язуючи тригонометричне рівняння, дістаємо значення різниці фаз між хвилями, що додаються, для точок простору, в яких досягається **максимум** інтерференції:

$$\Delta\varphi = 2\pi k, \text{ де } k = 0, 1, 2, \dots \quad (5.7)$$

У точках простору, для яких $\cos(\Delta\varphi) = -1$, результуюча амплітуда хвилі дорівнює нулю ($A = 0$) і інтенсивність хвилі теж дорівнює нулю ($I = 0$). Тобто хвилі послаблюють одна одну і спостерігається **мінімум** (min) інтерференції світла. Аналогічно, розв'язавши тригонометричне рівняння, можна дістати значення різниці фаз між хвилями, що додаються, для точок простору, в яких досягається **мінімум** інтерференції:

$$\Delta\varphi = (2k + 1)\pi, \text{ де } k = 0, 1, 2, \dots \quad (5.8)$$

Із рівняння хвиль можна визначити різницю фаз:

$$\Delta\varphi = k(x_2 - x_1) + (\varphi_1 - \varphi_2)$$

Нехай різниця початкових фаз хвиль дорівнює нулю ($\varphi_1 - \varphi_2 = 0$), тоді

$$\Delta\varphi = k(x_2 - x_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta x, \quad (5.9)$$

де λ_0 – довжина хвилі світла у вакуумі; Δx – **геометрична різниця** ходу двох хвиль.

На рис. 5.1 зображено два джерела когерентних хвиль S_1 і S_2 , які випромінюють світло у простір. Там, де світлові пучки накладаються, розташовано екран E , а на ньому взято точку P , в якій спостерігається інтерференція. Сполучивши кожне джерело світла з точкою P , дістанемо відстані x_1 і x_2 від цих джерел до досліджуваної точки. Відстані x_1 і x_2 називаються **геометричним** шляхом світла. Якщо побудувати перпендикуляр із x_1 до x_2 , то відстань S_1C і буде геометричною різницею ходу між двома хвилями. Але якщо світло поширюється в середовищах з показниками заломлення n_1 і n_2 і точка спостереження P міститься на межі поділу цих середовищ, необхідно враховувати їхні оптичні властивості. Отож у такому разі говорять про **оптичний шлях світла** n_2x_2 і n_1x_1 та **оптичну різницю** ходу Δ світла:

$$\Delta = n_2x_2 - n_1x_1. \quad (5.10)$$

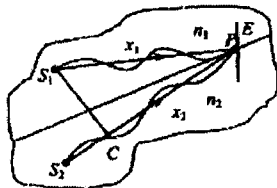


Рис. 5.1

Із формул (5.7) – (5.9) можна визначити оптичну різницю ходу, при якій виконуються умови максимуму і мінімуму інтерференції світла:

$$\max - \Delta = 2k \frac{\lambda}{2}, \quad (5.11)$$

$$\min - \Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (5.12)$$

У формулах (5.11) і (5.12) λ , – довжина хвилі світла в середовищі.

5.1.1 Розрахунок картини від двох когерентних джерел

Розглянемо дві когерентні світлові хвилі, що їх випромінюють джерела S_1 і S_2 (рис. 5.2). Область, в якій ці хвилі накладаються, називається **полем інтерференції**, і в ній спостерігається чергування смуг із максимальною і мінімальною інтенсивністю світла. Екран розміщено саме в цій області на відстані $l \gg d$. Положення точки P на екрані, в якій утворюється максимум або

мінімум інтерференції, характеризуватимемо координатою Y , яка визначається в напрямі, перпендикулярному до лінії S_1S_2 . Початок відліку міститься в точці O , відносно якої джерела S_1 і S_2 симетричні.

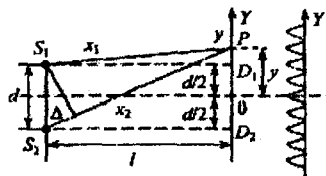


Рис. 5.2

Визначимо оптичну різницю ходу між променями, що їх посиляють у точку P джерела S_1 і S_2 . Із прямокутних трикутників S_1PD_1 і S_2PD_2 визначимо x_1 і x_2 :

$$x_1^2 = l^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$x_2^2 = l^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$x_2^2 - x_1^2 = (x_2 + x_1)(x_2 - x_1) = 2yd.$$

Зауважимо, що чітка інтерференційна картина спостерігається тільки поблизу середини екрана, а тому можна вважати, що $y \ll l$ і $x_1 + x_2 \approx 2l$. Тоді

$$x_2 - x_1 = \frac{yd}{l}.$$

Оптична різниця ходу дорівнює:

$$\Delta = n(x_2 - x_1) = \frac{ydn}{l}. \quad (5.13)$$

Скориставшись формулами (5.10) – (5.12), визначимо координати максимумів і мінімумів інтерференції на екрані:

$$y_{\max} = \pm k \frac{l}{d} \lambda, \quad (5.14)$$

$$y_{\min} = \pm (2k + 1) \frac{l}{d} \frac{\lambda}{2}, \text{ де } k = 0, 1, 2, \dots \quad (5.15)$$

Відстань між сусідніми мінімумами інтенсивності називається *шириною інтерференційної смуги* і визначається так:

$$\Delta y = \frac{l}{d} \lambda. \quad (5.1.11)$$

Відстань між сусідніми максимумами інтенсивності називається *відстанню між смугами інтерференції* і визначається також за формулою (5.16). Отже, на екрані спостерігаються темні і світлі смуги однакової ширини.

Проаналізуємо формулу (5.16). Відстань між смугами Δy зменшується, якщо збільшується d . Якщо d наближатиметься до l , ширина смуги Δy приблизно дорівнюватиме λ й окремі інтерференційні смуги неможливо розрізнити. Тому для спостереження чіткої картини необхідно виконати умову $l \gg d$.

Якщо інтенсивності хвиль, які додаються, однакові ($I_1 = I_2$), із формули (5.16) можна дістати вираз для визначення результуючої інтенсивності світла на екрані в такому вигляді:

$$I = 2I_1(1 + \cos \Delta\varphi) = 4I_1 \cos^2 \Delta\varphi / 2. \quad (5.17)$$

Оскільки $\Delta\varphi \sim \Delta$, то згідно з (5.13) значення $\Delta\varphi$ прямо пропорційне до Y . Отже, інтенсивність світла змінюється вздовж екрана за законом квадрата косинуса. На рис. 5.2 подано залежність результуючої інтенсивності від координати, здобутої для монохроматичного світла. Із (5.16) випливає, що ширина інтерференційного максимуму залежить від довжини хвилі світла.

5.1.2 Практичне застосування інтерференцій світла

Кільця Ньютона

Зрозуміло з назви, що вперше в такому вигляді інтерференцію світла спостерігав І. Ньютон. Цей дослід можна використовувати для визначення радіусів кривини лінз, довжин хвиль світла, показників заломлення рідин. На рис. 5.3 подано схему досліді. На плоско-паралельній скляній пластинці опуклим боком лежить плоско-опукла лінза великого радіуса кривини R і дотикається до неї в точці O . На плоску поверхню лінзи нормально падає паралельний пучок світла. Між лінзою і пластинкою міститься речовина, показник заломлення якої дорівнює n .

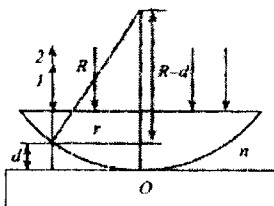


Рис. 5.3

Частина цього світлового пучка відбивається від нижньої поверхні лінзи. Решта променів проходить через речовину і відбивається від верхньої поверхні плоско-паралельної пластинки, унаслідок чого утворюються когерентні промені. Ці когерентні промені накладаються безпосередньо на поверхні лінзи й утворюють інтерференційну картину у вигляді концентричних кіл (рис. 5.4).

Оптична різниця ходу між променями, що відбиваються від нижньої поверхні лінзи і від верхньої поверхні плоскопаралельної пластинки дорівнюватиме:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}. \quad (5.18)$$

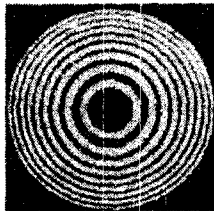


Рис. 5.4

Коли $\alpha = 0$, то оптична різниця ходу набирає вигляду

$$\Delta = 2dn + \frac{\lambda}{2} \quad (5.19)$$

Із прямокутного трикутника (див. рис. 5.3) визначимо відстань d між лінзою і пластинкою:

$$R^2 = r^2 + (R - d)^2. \quad (5.20)$$

Беручи до уваги, що відстань d набагато менша за радіус кривини лінзи R , після перетворень дістаємо:

$$d = \frac{r^2}{2R}. \quad (5.21)$$

Підставивши здобуте значення d у формулу для визначення оптичної різниці ходу, дістанемо:

$$\Delta = \frac{r^2 n}{R} + \frac{\lambda}{2}. \quad (5.22)$$

Якщо $\Delta = 2k \frac{\lambda}{2}$, то спостерігається максимум інтерференції світла, тобто *світле кільце*, радіус якого дорівнює:

$$\frac{r_c^2 n}{R} + \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2},$$

звідки

$$r_c = \sqrt{(2k - 1) R \frac{\lambda}{2n}}, \text{ де } k = 1, 2, 3, \dots \quad (5.23)$$

Якщо $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$, то спостерігається мінімум інтерференції світла, тобто *темне кільце*, радіус якого

$$\frac{r_r^2 n}{R} + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

звідки

$$r_r = \sqrt{\frac{Rk\lambda}{n}}, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5.24)$$

Просвітлення оптики

Коли світло падає на поверхню лінзи або призми оптичного приладу, воно завжди частково відбивається і заломлюється. Відбиті промені утворюють відблиски, які погіршують оптичні картини, що розглядаються. За допомогою інтерференції світла можна уникнути цієї незручності. Для цього на поверхню лінзи або призми наноситься тонка прозора плівка такої товщини, щоб мінімум інтерференції у відбитому світлі досягався для світла з довжиною хвилі $\lambda \approx 5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ – це жовто-зелена частина спектра. На рис. 5.5 показано хід променів.

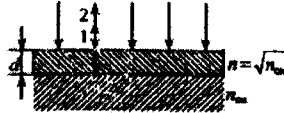


Рис. 5.5

Когерентні промені 1 і 2 утворилися під час відбивання нормально ($\alpha = 0$) падаючого світла від верхньої та нижньої поверхонь плівки, товщина якої дорівнює d . Оптична різниця ходу між когерентними променями

$$\Delta = 2dn. \quad (5.25)$$

Згідно з поставленими умовами для відбитих променів 1 і 2 має виконуватися умова мінімуму інтерференції:

$$\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}. \quad (5.26)$$

Тоді мінімальну товщину плівки можна визначити за формулою:

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{4n}. \quad (5.27)$$

Найбільш повне взаємне послаблення відбитих від поверхонь плівки променів спостерігається, якщо інтенсивності цих променів однакові. Цього можна досягти, якщо показник заломлення плівки дорівнюватиме $n = \sqrt{n_{\text{ск}}}$, де $n_{\text{ск}}$ – показник заломлення скла.

Лінзи або призми оптичних приладів, які мають таке покриття, називаються **просвітленими** і пофарбовані у червоно-фіолетовий колір, якщо дивитися перпендикулярно до їхніх поверхонь.

5.2 ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

5.2.1 Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля

Дифракцією називається сукупність явищ, які спостерігаються під час поширення світла в середовищах з різкими неоднорідностями і полягають у відхиленні світла від закону прямолінійного поширення світла.

Частинним випадком дифракції є огинання світловими хвилями перешкод і проникнення світла в область геометричної тіні. Дифракція спостерігається, якщо розміри перешкод сумірні з довжиною хвилі світла.

Дифракцію поділяють на два види: дифракцію Френеля, або сферичних хвиль, і дифракцію Фраунгофера, або плоских хвиль. Якщо джерело світла розміщено на такій відстані від перешкоди, що радіус хвильової поверхні можна вважати нескінченно великим, а точка спостереження міститься у фокусі лінзи, говорять про дифракцію Фраунгофера. У протилежному випадку спостерігається дифракція Френеля.

Теорію дифракції світла на початку XIX сторіччя створив Френель. Ця теорія ґрунтується на принципі Гюйгенса, який доповнено твердженнями, що приймаються без доведення. У такому вигляді ця теорія називається **принципом Гюйгенса-Френеля**.

Розглянемо головні засади цього принципу:

1. Нехай джерело S_0 збуджує світлові хвилі. Його можна замінити замкненою поверхнею S , яка охоплює S_0 (рис. 5.6). Малі частини цієї поверхні є вторинними фіктивними джерелами світла. (Це принцип Гюйгенса.)

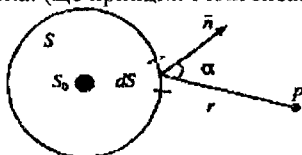


Рис. 5.6

2. Ці вторинні джерела є когерентними між собою. Тому за межами замкненої поверхні S хвилі виникають у результаті інтерференції всіх вторинних хвиль. Зручно як поверхню S брати хвильову поверхню, яка відповідає джерелу S_0 у деякий момент часу t . Тоді всі вторинні джерела виконують коливання в одній фазі.

3. Потужності вторинного випромінювання рівних між собою за площею частин поверхні S однакові.

Кожне вторинне джерело випромінює світло в напрямі зовнішньої нормалі $\vec{n}$ до хвильової поверхні в цій точці. Амплітуда вторинної сферичної хвилі зі збільшенням відстані r від хвильової поверхні зменшується за законом $1/r$.

5. Амплітуда вторинних хвиль зменшується зі збільшенням кута α між нормаллю $\vec{n}$ і напрямом випромінювання. Таким чином, вторинні джерела не випромінюють усередину поверхні S .

6. Якщо частину поверхні S перекрито непрозорим екраном, вторинні хвилі

випромінюються тільки відкритими частинами поверхні S . Випромінювання цих частин не залежить від властивостей екрана.

Інтерференція, у свою чергу, – це збільшення або зменшення амплітуди результуючої світлової хвилі, яка утворилася при накладанні вторинних фіктивних хвиль. Френель, розвинувши цей принцип, запропонував простий графічний метод визначення амплітуди результуючої світлової хвилі, який називається **методом зон Френеля**.

Метод зон Френеля

Розглянемо монохроматичну сферичну хвилю, яка поширюється від точкового джерела світла S в ізотропному однорідному середовищі (рис.5.7).

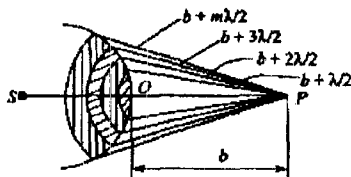


Рис. 5.7

Необхідно визначити амплітуду світлової хвилі, яка досягає точки P , розміщеної на одній прямій, яка сполучає джерело S і точку P , і проходить через вершину фронту. Відстань від джерела S до вершини фронту позначимо через a , відстань від вершини фронту до точки P – через b . Поділимо хвильову поверхню на кільцеві зони однакової ширини так, щоб відстань від країв кожної зони до точки P відрізнялася на $\lambda/2$. Ці зони Френеля і являють собою вторинні фіктивні джерела світла. Оптична різниця ходу між випромінюваннями які посиляють у точку P два сусідні вторинні джерела, дорівнює $\lambda/2$, а різниця фаз становить π . Тоді відстань від краю першої зони до точки P дорівнює $\left(b + \frac{\lambda}{2}\right)$, від краю другої зони – $\left(b - \frac{\lambda}{2}\right)$, від краю третьої зони – $\left(b + 3\frac{\lambda}{2}\right)$, від краю m -ї зони – $\left(b + m\frac{\lambda}{2}\right)$. Зі збільшенням номера зони амплітуда

випромінювання в напрямі точки P зменшується: $A_1 > A_2 > A_3 > A_4 \dots > A_m$. Загальна кількість зон Френеля, які укладаються на хвильовій поверхні, дуже велика. Тому в межах невеликих значень m залежність A_m від m можна вважати лінійною.

Тоді амплітуду будь-якої зони можна визначити через амплітуду попередньої і наступної так:

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

Амплітуда результуючої хвилі в точці P визначається за формулою:

$$A = A_1 - A_2 - A_3 - A_4 + \dots$$

Перепишемо цей вираз в такому вигляді:

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

У межах невеликих значень m амплітуди випромінювання від усіх зон можна вважати однаковими, а отже, і вирази в дужках дорівнюють нулю. Звідси дістаємо амплітуду результуючої хвилі в точці P :

$$A = \frac{A_1}{2}. \quad (5.28)$$

Таким чином, результуюча амплітуда в точці P повністю відкритого фронту світлових хвиль дорівнює **половині амплітуди** тільки першої зони Френеля. Отже, в ізотропному однорідному середовищі світло від джерела S у точку P поширюється прямолінійно.

5.2.2 Дифракція хвиль на круглому отворі

Застосуємо метод зон Френеля до дифракції сферичних хвиль на круглому отворі. Сферична монохроматична хвиля поширюється від точкового джерела світла S , причому на її шляху розміщено діафрагму з круглим отвором (рис. 5.8).

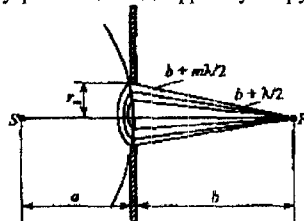


Рис. 5.8

Необхідно визначити амплітуду світлової хвилі, яка досягає точки P , розміщеної на одній прямій, що сполучає джерело S і точку P , і проходить через вершину фронту. Усі відстані і позначення залишаються такими самими, як у попередньому випадку. Однак зони Френеля будуються тільки на відкритій отвором частині фронту. Амплітуда результуючої хвилі в точці P визначається за формулою:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots + A_m.$$

Перепишемо цей вираз у такому вигляді:

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

У межах невеликих значень m амплітуди випромінювання від усіх зон можна вважати однаковими, а отже, вирази в дужках дорівнюють нулю. Звідси дістаємо амплітуду результуючої хвилі в точці P :

$$A = \frac{A_1}{2} \pm \frac{A_m}{2}. \quad (5.29)$$

Якщо кількість зон Френеля m , які укладаються в отворі, парна — у точці P спостерігається мінімум інтенсивності світла: $A = 0$ і $I = 0$. Тобто в центрі дифракційної картини спостерігається темна пляма (рис. 5.9, а).

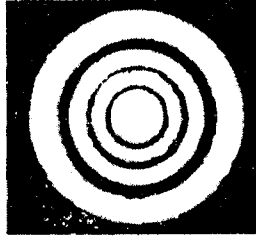


Рис. 5.9, а

Якщо кількість зон Френеля m , які укладаються в отворі, непарна — у точці P спостерігається максимум інтенсивності світла: $A = A_1$ і $I = I_1^2$. Тобто в центрі дифракційної картини спостерігається світла пляма (рис. 5.9, б).



Рис. 5.9, б

Якщо діафрагму з отвором забрати, амплітуда в точці P дорівнюватиме $A_1/2$.

Отже, щоб визначити результат дифракції в точці P , тобто максимум або мінімум інтенсивності світла, необхідно обчислити кількість зон Френеля, що укладаються в отворі. Формула для визначення радіуса останньої зони Френеля, яка укладається в отворі:

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda. \quad (5.30)$$

Тоді кількість зон Френеля можна визначити за формулою:

$$m = \frac{r_m^2(a+b)}{ab\lambda}. \quad (5.31)$$

Для плоского хвильового фронту ($a \rightarrow \infty$) формули для визначення радіуса m -ї зони і кількості зон Френеля мають вигляд:

$$r_m = \sqrt{bm\lambda} \quad \text{і} \quad m = \frac{r_m^2}{b\lambda}. \quad (5.32)$$

Однак радіус останньої зони дорівнює радіусу отвору $r_m - r$. Якщо відомі значення радіуса отвору, відстаней від джерела світла до діафрагми з отвором і від діафрагми до точки спостереження P , можна обчислити кількість зон Френеля і визначити результат дифракції в точці P , не виконуючи експерименту.

5.2.3 Дифракція хвиль на непрозорому диску

Застосуємо метод зон Френеля до дифракції сферичних хвиль на **круглому непрозорому диску**. Сферична монохроматична хвиля поширюється від точкового джерела світла S , і на її шляху розміщено круглий непрозорий диск (рис. 5.10). Необхідно визначити амплітуду світлової хвилі, яка досягає точки P , розміщеної на одній прямій, що сполучає джерело S і точку P , і проходить через вершину фронту. Усі відстані і позначення залишаються такими самими, як у попередньому випадку. Однак закрити диском ком частину фронту не розглядають, а зони Френеля будують тільки на відкритій частині фронту. Амплітуда результуючої хвилі в точці P визначається за формулою:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots$$

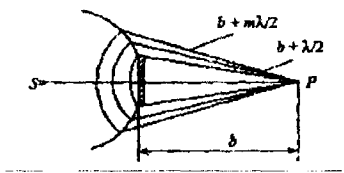


Рис. 5.10

Перепишемо цей вираз у такому вигляді:

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

У межах невеликих значень m амплітуди випромінювання від усіх зон можна вважати однаковими, а отже, вирази в дужках дорівнюють нулю. Звідси дістаємо амплітуду результуючої хвилі в точці P :

$$A = A_1 / 2. \quad (5.33)$$

У точці P завжди спостерігається інтерференційний максимум, тобто світла пляма, оточена темними і світлими кільцями.

5.2.4 Дифракція хвиль на щілині

Застосуємо метод зон Френеля до дифракції плоских хвиль на **щілині**. На довгу прямокутну щілину завширшки B падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла (рис. 5.11).

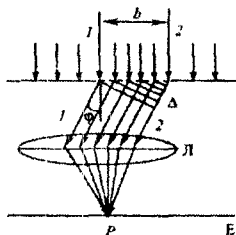


Рис. 5.11

За принципом Гюйгенса-Френеля точки щілини є вторинними джерелами сферичних хвиль. Тому за щілиною промені поширюються в усіх напрямках під різними кутами до попереднього поширення світла. На екрані Е спостерігається система інтерференційних максимумів і мінімумів. Розглянемо один із напрямів, що задається кутом φ , який називається *кутом дифракції світла*. Паралельні промені, які поширюються за щілиною під кутом φ , збираються лінзою Л на екрані Е в точці Р.

Оптична різниця ходу Δ між крайніми променями 1 і 2 визначається за формулою:

$$\Delta = b \sin \varphi.$$

Поділимо щілину на зони Френеля. Тоді на оптичній різниці ходу укладається ціла кількість зон:

$$\Delta = m \frac{\lambda}{2}, \text{ або } b \sin \varphi = m \frac{\lambda}{2}. \quad (5.34)$$

Якщо кількість зон Френеля дорівнює парному числу, тобто $m = 2k$ (де $k=1, 2, 3, \dots$), у точці Р спостерігається мінімум інтерференції.

$$b \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}. \quad (5.35)$$

Тоді умова мінімуму дифракції світла на щілині має вигляд:

Якщо кількість зон Френеля дорівнює непарному числу, тобто $m = 2k+1$ (де $k=1, 2, 3, \dots$), у точці Р спостерігається максимум інтерференції.

$$b \sin \varphi = (2k+1) \frac{\lambda}{2}. \quad (5.36)$$

Тоді умова максимуму дифракції світла на щілині має вигляд:

Величина k називається *порядком дифракційного максимуму*. У напрямку $\varphi = 0$ спостерігається найінтенсивніший центральний максимум нульового порядку.

5.2.5 Дифракційна решітка

Широке практичне застосування має не дифракція світла на одній щілині, а дифракція на дифракційній решітці.

Дифракційна решітка являє собою сукупність великої кількості щілин, між якими непрозорими для світла проміжками.

Дифракційну решітку виготовляють так: на скляній поверхні алмазним різцем наносять дуже багато прямих штрихів. Подрізані місця розсіюють світло, а непошкоджені частини поверхні пропускають світло як щілини. Позначимо ширину щілини b , ширину непрозорого проміжку між сусідніми щілинами — a (рис. 5.12)

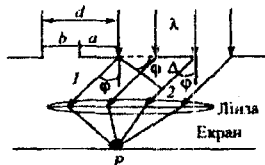


рис. 5.12

Величина $d = a + b$ називається *сталом*, або *періодом, дифракційної решітки*. На дифракційну решітку нормально до її поверхні падає плоска монохроматична хвиля. За принципом Гюйгенса-Френеля точки кожної щілини є вторинними джерелами сферичних хвиль. Тому за щілинами промені поширюються в усіх напрямках під різними кутами до попереднього поширення світла. На екрані Е спостерігається система інтерференційних максимумів і мінімумів. Розглянемо один із напрямів, що задається кутом дифракції φ . Паралельні промені, які поширюються за щілинами під кутом φ , збираються лінзою Л на екрані Е в точці Р аналогічно дифракції на одній щілині (див. рис. 5.11). Оптична різниця ходу Δ між променями 1 і 2, що їх посилають дві сусідні щілини в точку Р, визначається за формулою:

$$\Delta = d \sin \varphi,$$

різниця фаз

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

Оскільки всі хвилі, що йдуть від системи щілин у напрямі φ , когерентні, то внаслідок інтерференції матимемо ряд головних дифракційних максимумів, які виникатимуть при різниці ходів

$$d \sin \varphi = k\lambda$$

або при значеннях кутів φ , що задовольняють умову

$$\sin \varphi = k \frac{\lambda}{d}, \quad (5.37)$$

де $k=0, 1, 2, 3, \dots$

Між головними максимумами у фокальній площині лінзи також розміщуватимуться максимума меншої інтенсивності від кожної щілини окремо, які визначають з умови

$$b \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (5.38)$$

де b – ширина щілини.

Якщо

$$d \sin \varphi = \left(k + \frac{p}{N} \right) \lambda, \quad (5.39)$$

де $p = 1, 2, 3, \dots, (N-1)$, то маємо умову дифракційного мінімуму.

Якщо дифракційна решітка освітлюється білим світлом, то для різних значень довжин хвиль λ положення всіх головних максимумів (max), окрім центрального, різні. Тому центральний максимум має вигляд білої смуги, а решітка — різноколірних смуг, які називаються **дифракційними спектрами першого, другого і наступних порядків**. Центральний максимум — один, а максимумів інших порядків — два, і вони розміщуються на екрані симетрично відносно нульового (рис. 5.13). У межах кожного порядку колір змінюється від фіолетового біля внутрішнього краю до червоного — біля зовнішнього краю.



рис. 5.13

Основними характеристиками будь-якого спектрального приладу є кутова дисперсія і роздільна здатність.

Кутовою дисперсією називається кутова відстань між двома спектральними лініями, довжини хвиль яких відрізняються на одиницю :

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \quad (5.40)$$

Продиференціюємо умову головного максимуму за φ і за λ :

$$d \cos \varphi d\varphi = k d\lambda.$$

Тоді

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{k}{d \cos \varphi}. \quad (5.41)$$

Зі збільшенням порядку спектра зростає кутова дисперсія дифракційної решітки, а отже, кутова (і лінійна) відстань між спектральними лініями.

Роздільна здатність характеризує властивість спектрального приладу, яка дає змогу спостерігати окремо в одному порядку дві спектральні лінії, довжини хвиль яких дуже близькі, тобто дорівнюють λ і $\lambda' = \lambda + \delta\lambda$.

Роздільна здатність визначається за формулою:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN. \quad (5.42)$$

Таким чином, роздільна здатність дифракційної решітки пропорційна до порядку спектра k і кількості щілин N . Найкращі дифракційні решітки мають до 1200 штрихів на 1 мм. Окрім прозорих решіток бувають ще відбивальні решітки, при виготовленні яких штрихи наносяться алмазним різцем на поверхню металевого дзеркала.

5.2.6 Формула Вульфа-Брегів. Використання дифракції

Якщо дифракції можна застосувати для визначення структури кристалів. Будь-який монокристал складається з упорядковано розміщених атомів, йонів або молекул, які утворюють природну просторову дифракційну решітку. Відстані між цими частинками приблизно дорівнюють 10^{-8} см, тому дифракція спостерігається тільки в рентгенівських променях. Розглянемо дві сусідні площини кристала AA' і BB' (рис. 5.14). На кристал падає паралельний пучок монохроматичних рентгенівських променів, обмежений променями I і 2 .

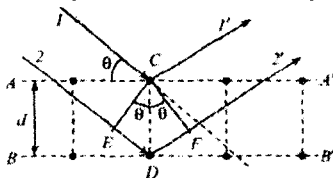


Рис. 5.14

Оптична різниця ходу між променями I' і $2'$, які відбиваються від площин AA' і BB' , така:

$$\Delta = DE + DF = 2d \sin \theta.$$

де d -- період кристалічної решітки; θ — кут ковзання променів.

Максимуми дифракції у відбитих променях задовольняють умову Вульфа-Брегів:

$$2d \sin \theta = \pm k\lambda \quad (5.43)$$

На рис. 5.15 наведено фотографію дифракційної картини рентгенівських променів.

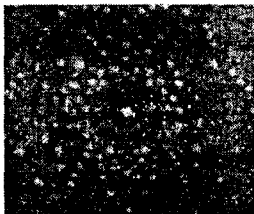


Рис. 5.15

Цей метод широко використовується у фізиці твердого тіла для визначення відстані між кристалічними площинами.

5.3 ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

Випромінювання тіл, що світяться, складається із хвиль, які випускають атоми. Процес випромінювання окремого атома триває приблизно 10^{-8} с. За цей час встигає утворитися цуг хвиль завдовжки $l = C \cdot \tau \approx 3$ м. Атом «загасає» і «спалахує» знов. Одночасно «спалахує» безліч атомів. Цуги хвиль, що їх випромінюють атоми, накладаються й утворюють світлову хвилю, яку випускає

тіло. Площина коливань вектора E для кожного цуга орієнтована випадково і в результуючій хвилі різні напрями представлені з однаковою ймовірністю. Тому природне світло складається з площин коливань вектора напруженості електричного поля E , орієнтованих у будь-яких перпендикулярних до вектора швидкості V напрямках. Таке світло називають **неполяризованим**.

Поляризованим називається світло, в якому вектор напруженості електричного поля виконує коливання в одній площині.

Поляризацією світла називається процес упорядкування площини коливань вектора напруженості електричного поля і пов'язаного з ним вектора напруженості магнітного поля у просторі.

5.3.1 Способи утворення поляризованого світла

Поляризоване світло можна дістати під час відбивання і заломлення природного світла на межі поділу двох діелектриків (рис. 5.16). Якщо промінь світла I падає під кутом α на поверхню діелектрика, то відбитий і заломлений промені завжди частково поляризовані. Точками ($\bullet$) показано площину коливань вектора E , перпендикулярну до площини падіння променя I , а стрілками ($\leftrightarrow$) – площину, паралельну до площини падіння променя I .

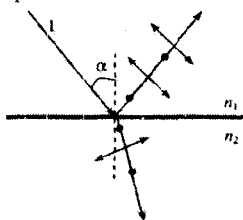


рис. 5.16

Нехай промінь світла падає на плоско-паралельну пластинку з показником заломлення n_2 і для кута падіння променя I виконується **закон Брюстера**:

$$\operatorname{tg} \alpha_{\text{в}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (5.44)$$

Тоді відбитий промінь поляризований повністю в площині, перпендикулярній до площини падіння, а заломлений промінь – поляризований частково. Кут між заломленим і відбитим променями в цьому разі дорівнює $\pi/2$. Якщо замість однієї плоско-паралельної пластинки поставити систему таких пластинок, розміщених так, що заломлений промінь падатиме на наступну пластинку під кутом Брюстера, то останній промінь, що вийде із пластинки, буде повністю поляризованим. Однак цей спосіб утворення поляризованого світла на практиці використовується мало, оскільки інтенсивність поляризованих променів дуже невелика.

Під час проходження світла через кристали некубічної форми (ісландський шпат) спостерігається явище подвійного променезаломлення світла.

Це явище полягає в тому, що природне світло поділяється на два промені, які називаються *звичайним і незвичайним* (рис. 5.17). Воно зумовлене *анізотропією* кристала.

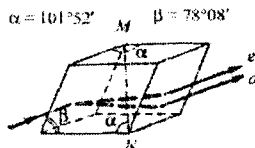


рис. 5.17

У таких кристалах спостерігається залежність діелектричної проникності ϵ від напрямку.

За допомогою рівнянь Максвелла можна встановити, що в анізотропному кристалі будь-яка плоска монохроматична хвиля розпадається на дві плоскі хвилі, які лінійно поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах і мають різні швидкості. Кристали, в яких $\epsilon_x = \epsilon_y \neq \epsilon_z$, називаються *одновісними*. У цих кристалів є один напрям MN, уздовж якого звичайний і незвичайний промені поширюються з однаковою швидкістю, не поділяючись. Цей напрям називається оптичною віссю кристала.

Якщо $\epsilon = \sqrt{n}$, то $n_x \neq n_y$. У свою чергу, $n = \frac{c}{v}$, тоді $v_x \neq v_y$. Швидкості поширення в кристалі звичайного променя o і незвичайного e можна визначити за формулами:

$$v_o = \frac{c}{n_o} \text{ і } v_e = \frac{c}{n_e}, \quad (5.45)$$

де n_o і n_e – показники заломлення звичайного і незвичайного променів.

Явище подвійного променезаломлення добре спостерігається в кристалі ісландського шпату. Тому цей кристал використовують для виготовлення поляризаторів, одним із яких є призма Нікола (рис. 5.18).

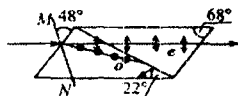


Рис. 5.18

Це подвійна призма, частини якої склеєно канадським бальзамом. Призми виконують із монокристала ісландського шпату під такими кутами, щоб незвичайний промінь проходив через межу сполучаючій призм без заломлення.

Звичайний промінь при цьому заломлюється на прошарку канадського бальзаму під великим кутом α . Показник заломлення клею n_k менший від показника заломлення звичайного променя n_o , тобто $\sin \alpha > \frac{n_k}{n_o}$. Для цього

променя виконується явище повного внутрішнього відбивання, і він падає на бічну грань призми, де потім повністю поглинається.

Існують також поляризатори, які називаються *поляроїдами*. Вони складаються з целулоїдної плівки, на якій однаково орієнтовані кристалики гепатиту або турмаліну завтовшки приблизно 0,1 мм. Так можна дістати поляризатори з великою поверхнею. Кристалики цих речовин дихроїчні, тобто поглинають звичайний промінь повністю на довжині 1 мм. Однак турмалін у деякій області довжин хвиль помітно поглинає і незвичайний промінь. При опромінюванні білим світлом така пластинка пропускає жовто-зелені промені і стає одночасно і поляризатором, і світлофільтром.

5.3.2 Властивості поляризованого світла. Закон Малюса.

Властивості поляризованого світла відрізняються від властивостей неполяризованого світла.

Якщо природне світло проходить через поляризатор, його інтенсивність подається так:

$$I_p = \frac{1}{2} k I_0, \quad (5.46)$$

де I_0 — інтенсивність природного світла; k — коефіцієнт втрат інтенсивності світла.

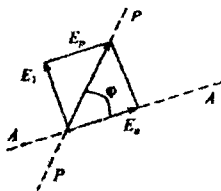


Рис. 5.19

Дослід показує, що під час обертання поляризатора навколо напрямку поширення променя інтенсивність поляризованого світла не змінюється. У другому досліді природне світло проходить через поляризатор, а потім ще й через аналізатор. Аналізатор — це такий самий оптичний пристрій, як і поляризатор, але використовуваний для вивчення властивостей поляризованого світла. Обертання аналізатора навколо напрямку поширення променя змінює інтенсивність поляризованого світла від $I_{\max} = 0$ до $I_{\min} = 0$. Позначимо E_p амплітуду вектора напруженості електричного поля променя, який пройшов через поляризатор (рис. 5.19). Площину аналізатора AA повернуто відносно

площини поляризатора PP на кут φ . Вектор E_p можна розкласти на дві складові: паралельну площині аналізатора E_a і перпендикулярну до неї E_l . Тоді

$$E_a = E_p \cos \varphi, E_l = 0.$$

Враховуючи, що $E^2 \sim I$, дістаємо рівняння:

$$I_a = k I_p \cos^2 \varphi, \quad (5.47)$$

де k – коефіцієнт втрат інтенсивності світла. Ця формула називається **закон Малюса**:

Інтенсивність поляризованого світла, що пройшло через аналізатор, прямо пропорційна до інтенсивності світла, що пройшло через поляризатор, і квадрату косинуса кута між головними площинами пропускання аналізатора і поляризатора.

Якщо кут $\varphi = \frac{\pi}{2}$, інтенсивність світла на виході з аналізатора дорівнює нулю. У цьому разі говорять, що аналізатор і поляризатор схрещені. Якщо кут $\varphi = 0$ або π , інтенсивність світла на виході із аналізатора максимальна. У цьому разі говорять, що аналізатор і поляризатор паралельні.

Для поляризованого світла спостерігається явище інтерференції.

Плоско-поляризоване світло падає перпендикулярно на пластинку K товщиною d , яка вирізана паралельно до оптичної осі (рис. 5.20). Із пластинки виходять когерентні звичайна і незвичайна хвилі, поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках, які не можуть інтерферувати. Додамо до схеми аналізатор. Він виділяє із цих хвиль складові, поляризовані в одній площині, завдяки чому ці хвилі можуть накладатися.

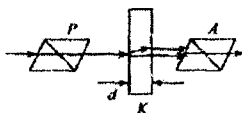


Рис. 5.20

При виході із пластинки K між звичайною і незвичайною хвилями існує різниця фаз

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta,$$

тоді як оптична різниця ходу

$$\Delta = d(n_o - n_e).$$

Звідси дістаємо:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_o - n_e) \quad (5.48)$$

Якщо $\Delta\varphi = 2k\pi$ ($k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$), спостерігається максимум інтенсивності поляризованого світла.

Якщо $\Delta\varphi = (2k + 1)\pi$, спостерігається мінімум інтенсивності поляризованого світла. Якщо товщина пластинки неоднорідна в різних місцях, а $(n_o - n_e)_e = \text{const}$, то значення різниці фаз $\Delta\varphi$ також різне. Пластинка в білому

світлі буде пофарбованою, а в монохроматичному на її поверхні спостерігатиметься система темних і світлих смуг.

5.3.3 Штучна оптична анізотропія

На початку XIX сторіччя Зеебек і Брюстер установили, що оптично ізотропне тверде тіло під впливом механічних деформацій стає анізотропним. Наприклад, скляна пластинка внаслідок стискання або розтягнення набуває властивостей одновісного кристала, тобто різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів прямо пропорційна до нормального напруження:

$$n_e - n_o = k\sigma, \quad (5.49)$$

де σ коефіцієнт, залежний від властивостей речовини.

Напруження можна визначити за формулою:

$$\sigma = \frac{F}{S}, \quad (5.50)$$

де P – деформувальна сила; S – площа поверхні твердого тіла. На цьому явищі ґрунтується оптичний метод дослідження напружень.

У 1875 році Керр, досліджуючи нітробензол, молекули якого полярні, виявив, що рідкий або твердий діелектрик під дією сильного однорідного електричного поля стає оптично анізотропним. Це явище дістало назву ефекту Керра.

Під дією електричного поля молекули рідини поляризуються, унаслідок чого вона набуває властивостей одновісного кристала, оптична вісь якого збігається з напрямом зовнішнього електричного поля.

Дослід Керра полягав у тому, що в смінь із нітробензолом (комірку Керра) занурювався конденсатор, відстань між пластинами якого становила h , а довжина пластин d . Пластини конденсатора було підключено до електричного поля, напруженістю E_0 . Комірка Керра, розміщена між схрещеними аналізатором і поляризатором, утворює між звичайною і незвичайною хвилями різницю фаз:

$$\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta = \frac{2\pi}{\lambda} d(n_e - n_o). \quad (5.51)$$

Керр установив, що

$$(n_e - n_o) = B\lambda E_0^2, \quad (5.52)$$

де B – стала Керра, залежна від властивостей речовини і довжини хвилі світла.

Тоді

$$\Delta\varphi = -\frac{2\pi}{\lambda} dB\lambda E_0^2 = -2\pi dB \frac{U^2}{b^2}, \quad (5.53)$$

де U – різниця потенціалів на пластинах конденсатора.

Якщо $U = 0$, комірка ізотропна, оскільки $\Delta\varphi = 0$ і світло через аналізатор не проходить. З підвищенням напруги зростає різниця фаз $\Delta\varphi$. При цьому інтенсивність світла, яке проходить через аналізатор, також збільшується, набуваючи максимального значення коли $\Delta\varphi = -\pi$ та значення напруги:

$$U_{\text{пм}} = \frac{b}{\sqrt{2Bd}}. \quad (5.54)$$

5.4 ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА

Досліди показують, що плоска світлова хвиля, поширюючись у речовині, поступово втрачає свою інтенсивність. Це явище й називають **поглинанням світла**.

Воно пов'язане з перетворенням енергії електромагнітного поля хвилі на інші види енергії, передусім на енергію хаотичного теплового руху частинок речовин, яка нагрівається.

Зменшення інтенсивності світла на виході з речовини можна визначити за законом Бугера – Ламберта:

$$I = I_0 e^{-kx}, \quad (5.55)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла; k – коефіцієнт поглинання світла, який залежить від довжини хвилі, хімічної природи й стану речовини та не залежить від інтенсивності світла; x – товщина шару речовини.

Якщо світло проходить через розведений розчин поглинальної речовини в неопоглинальному розчиннику, зменшення інтенсивності можна визначити за законом Бугера-Ламберта-Бера:

$$I = I_0 e^{-cs}, \quad (5.56)$$

де c – концентрація розчиненої речовини.

5.5 РОЗСІЯННЯ СВІТЛА

Розсіюванням світла називається процес перетворення світла речовиною, під час якого змінюється напрям поширення світла і спостерігається невластиве світіння речовини.

Таке явище спостерігається в каламутних середовищах: дим, туман, суміш води з молоком. Тобто, як показав у 1907 році Л. І. Мандельштам, розсіювання може виникати тільки в оптично неоднорідному середовищі, показник заломлення якого хаотично змінюється.

У 1899 році Д. Релей показав, що інтенсивність розсіяного світла на частинках каламутного середовища, розміри яких не перевищують (0,1—0,2) λ , прямо пропорційна до четвертого степеня довжини хвилі. Це твердження називають **законом Релея**:

$$I \sim \frac{1}{\lambda^4}. \quad (5.57)$$

На явищі розсіювання світла ґрунтується принцип дії ультрамікроскопа, за допомогою якого можна спостерігати рух маленьких (розміром близько 0,001 мкм) колоїдних частинок.

5.6 ДИСПЕРСІЯ СВІТЛА

Дисперсія світла спостерігається під час взаємодії світла з речовиною і пояснюється залежністю показника заломлення речовини і фазової швидкості світла в цій речовині від частоти або довжини хвилі світла:

$$n = n(\nu) \text{ і } v = v(\nu) \text{ або } n = n(\lambda) \text{ і } v = v(\lambda)$$

Результатом дисперсії світла є розкладання на спектр білого світла, яке проходить через скляну призму.

Якщо $\frac{dn}{d\lambda} < 0$, дисперсія світла в середовищі називається **нормальною**,

тобто зі збільшенням довжини хвилі показник заломлення зменшується (рис. 5.20). Така залежність n від λ спостерігається в тій частині спектра, де середовище

прозоре. Якщо $\frac{dn}{d\lambda} > 0$, дисперсія світла в середовищі називається **аномальною**,

тобто зі збільшенням довжини хвилі показник заломлення зростає від λ_1 до λ_2 (див. рис. 5.20). Аномальна дисперсія спостерігається в області довжин хвиль, які відповідають смузі поглинання світла речовиною. Для скла, наприклад, ці смуги розміщені в ультрафіолетовій та інфрачервоній частинах спектра.

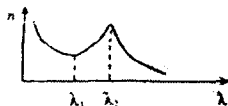


Рис. 5.20

Дисперсія світла – це результат взаємодії електромагнітних хвиль з електронами речовини.

Нехай на прозорий діелектрик падає світлова хвиля. Тоді на його електрони e з боку електромагнітного поля хвилі діє змущувальна сила:

$$F = -eE_0 \cos \omega t.$$

Унаслідок взаємодії електронів з атомами виникає квазіпружна повертальна сила – аналог сили опору:

$$F_s = -m\omega_0^2 x,$$

де m – маса електрона; ω_0^2 – його власна частота коливань; x – зміщення електрона.

Електрони діелектрика виконують вимушені коливання, що описуються диференціальним рівнянням:

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = -m\omega_0^2 x - eE_0 \cos \omega t.$$

Звідси зміщення електрона під дією електричного поля світлової хвилі подається так:

$$x = -\frac{eE}{m(\omega_0^2 - \omega^2)}. \quad (5.58)$$

З курсу електрики відомо, що діелектрична проникність середовища під час поляризації діелектрика визначається за формулою:

$$\epsilon = 1 + \chi = 1 + \frac{P_e}{\epsilon_0 E},$$

де χ – діелектрична сприйнятливість середовища; P_e – проекція вектора поляризації на напрям вектора напруженості електричного поля. Також відомо, що показник заломлення діелектрика:

$$n = \sqrt{\epsilon},$$

а тому

$$n^2 = 1 + \frac{P_e}{\epsilon_0 E}.$$

Частота світлової хвилі висока, і тому в діелектрику спостерігається тільки електронна поляризація:

$$P_e = n_0 p_e,$$

де n_0 – кількість атомів в одиниці об'єму; p_e – наведений дипольний момент атома. Для атома з одним оптичним електроном

$$P_e = -n_0 e x.$$

Знак «мінус» показує, що вектор P_e напрямлений протилежно вектору зміщення x . Тоді показник заломлення діелектрика:

$$n^2 = 1 - \frac{n_0 e^2 x}{\epsilon_0 E}. \quad (5.59)$$

Визначивши з (5.58) відношення x/E і підставивши в (5.59), дістанемо:

$$n = \sqrt{1 + \frac{n_0 e^2}{m \epsilon_0 (\omega_0^2 - \omega^2)}}. \quad (5.60)$$

Здобута залежність описує криву дисперсії, зображену на рис. 5.20

Явище дисперсії світла використовується в призмових спектроскопах для вивчення спектрального складу білого світла та в багатьох інших оптичних приладах.

5.7 НЕОБХІДНО ЗРОЗУМІТИ, ЗАПАМ'ЯТАТИ І ВМІТИ

1. Когерентність світлових променів.
2. Інтерференція світлових променів.
3. Оптична різниця ходу та оптична довжина шляху. Зв'язок між ними.
4. Принципи Г'юйгенса та Г'юйгенса—Френеля.
5. Дифракція Фраунгофера.
6. Дифракція Френеля.
7. Дифракція Френеля на круглому отворі (виведення).
8. Дифракція Френеля на круглому диску (виведення).
9. Дифракція світла на щілині. Умови для максимумів та мінімумів інтенсивності світла.
10. Дифракційна решітка. Умови максимуму.

11. Дифракція рентгенівських променів. Формула Вульфа-Бреггів.
12. Дисперсія світла.
13. Розсіювання світла.
14. Поглинання світла. Закон Бугера-Ламберта.
15. Поглинання світла в розчинах. Закон Бера.
16. Типи поляризації світла.
17. Отримання поляризованих променів за допомогою анізотропних кристалів. Звичайний та незвичайний промені.
18. Закони Малюса та Брюстера.
19. Штучна анізотропія.

5.8 ПРАКТИЧНІ ЗАНЯТТЯ

5.8.1 Приклади розв'язування задач

Задача 1. На дифракційну решітку нормально до її поверхні падає монохроматичне світло. Період решітки 2 мкм. Визначити найбільший порядок дифракційного максимуму, який дає ця решітка для червоного світла з довжиною хвилі 0,7 мкм і для фіолетового з довжиною хвилі 0,41 мкм.

Дано:

$$\begin{aligned} d &= 2 \text{ мкм} \\ \lambda_1 &= 0,7 \text{ мкм} \\ \lambda_2 &= 0,41 \text{ мкм} \end{aligned}$$

Розв'язання

Із формули, що визначає положення головних максимумів дифракційної решітки, знаходимо порядок дифракційного максимуму:

$$k = \frac{d \sin \varphi}{\lambda}$$

де d – період решітки; φ – кут дифракції; λ – довжина хвилі монохроматичного світла.

$$k_{1\max} - ?$$

$$k_{2\max} - ?$$

Оскільки $\sin \varphi$ не може бути більшим за 1, то

$$k \leq d/\lambda.$$

Підставивши у формулу значення величин, дістанемо:

$$k \leq \frac{2}{0,7} = 2,86 \text{ (для червоних променів);}$$

$$k \leq \frac{2}{0,41} = 4,88 \text{ (для фіолетових променів).}$$

Оскільки порядок максимумів є цілим числом, то для червоного світла $k_{1\max} = 2$ і для фіолетового $k_{2\max} = 4$.

Задача 2. Промені від двох когерентних джерел світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,8$ мкм падають на екран, де спостерігається інтерференційна картина. Коли на шляху одного з променів перпендикулярно до нього помістили мильну плівку з показником заломлення 1,33, інтерференційна картина змінилася на протилежну. За якої найменшої товщини плівки це можливо?

Дано:

$$\lambda = 0,8 \text{ мкм};$$

$$n = 1,33.$$

$$d_{\min} = ?$$

Розв'язання

Зміна інтерференційної картини на протилежну означає, що на тих ділянках екрана, де спостерігалися інтерференційні максимуми, стали спостерігатися інтерференційні мінімуми. Таке зміщення інтерференційної картини можливе в разі зміни оптичної різниці ходу світлових

хвиль на непарну кількість половин довжин хвиль:

$$\Delta_2 - \Delta_1 = (2k+1)\lambda/2,$$

де Δ_2 , Δ_1 — оптична різниця ходу світлових хвиль відповідно після та до внесення плівки; $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$. Найменшій товщині $d_{\min}$ плівки відповідає $k = 0$, тому

$$\Delta_2 - \Delta_1 = \lambda/2.$$

Виразимо оптичні різниці ходу Δ_1 і Δ_2 :

$$\Delta_1 = l_1 - l_2;$$

$$\Delta_2 = [(l_1 + d_{\min}) + nd_{\min}] - l_2 = (l_1 - l_2) + d_{\min}(n-1).$$

Тоді

$$\Delta_2 - \Delta_1 = (l_1 - l_2) + d_{\min}(n-1) - (l_1 - l_2) = \lambda/2,$$

або

$$d_{\min}(n-1) = \lambda/2.$$

Звідси

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2(n-1)}.$$

Виконуємо обчислення:

$$d_{\min} = \frac{0,8}{2(1,33-1)} = 1,21 \text{ мкм}.$$

Задача 3. На скляний клин з малим кутом нормально до його поверхні падає паралельний пучок променів монохроматичного світла з довжиною хвилі 0,6 мкм. При цьому виникають інтерференційні смуги, кількість яких, що припадає на 1 см, дорівнює 10. Показник заломлення скла — 1,5. Визначити кут клина.

Дано:

$$\lambda = 0,6 \text{ мкм} = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м};$$

$$n = 1,5;$$

$$l = 1 \text{ см} = 10^{-2} \text{ м};$$

$$N = 10.$$

$$\alpha = ?$$

Розв'язання

Паралельний пучок світла, падаючи нормально до поверхні клина, відбивається як від верхньої, так і від нижньої його поверхні. Ці відбиті пучки світла когерентні. Тому на поверхні клина будуть спостерігатися інтерференційні смуги. Оскільки кут клина малий, то відбиті пучки світла 1 і 2 (рис. 5.21) будуть практично паралельними, кут падіння дорівнює нулю, а отже, і кут заломлення $i_2 = 0$.

Темні смуги видно на тих ділянках клина, для яких різниця ходу променів кратна непарній кількості половин довжин хвиль:

$$\Delta = (2k+1)\lambda/2, \quad k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$$

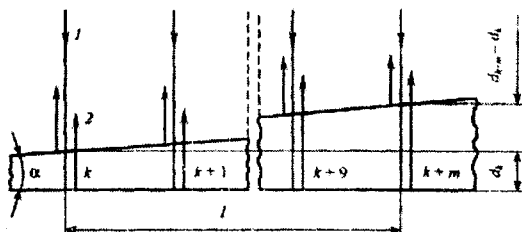


Рис. 5.21

Різниця ходу Δ двох хвиль складається з різниці оптичних довжин шляхів цих хвиль $(2dn \cos i_2)$ і половини довжини хвилі $(\lambda/2)$. Величина $\lambda/2$ є додатковою різницею ходу, що виникає при відбиванні світлової хвилі 1 від оптично більш густого середовища. Підставивши різницю ходу Δ світлових хвиль, дістанемо

$$2d_k n \cos i_2 + \lambda/2 = (2k+1)\lambda/2,$$

де d_k – товщина клина в тому місці, де спостерігається темна смуга, що відповідає номеру k ; n – показник заломлення скла; i_2 – кут заломлення. Оскільки кут заломлення i_2 дорівнює нулю, то $\cos i_2 = 1$

Розкривши дужки в правій частині рівності, після спрощення, дістанемо:

$$2d_k n = k\lambda.$$

Нехай темній смузі k -го номера відповідає товщина d_k клина, а темній смузі $(k+m)$ -го номера – товщина d_{k+m} .

Тоді

$$d_k = \frac{k\lambda}{2n}; \quad d_{k+m} = \frac{(k+m)\lambda}{2n}.$$

Враховуючи, що згідно з рис. 5.21 m смуг укладається на відстані ℓ , знаходимо

$$\alpha = \frac{(k+m)\lambda/(2n) - k\lambda/(2n)}{\ell} = \frac{m\lambda}{2n\ell}.$$

Виконуємо обчислення:

$$\alpha = \frac{10 \cdot 6 \cdot 10^{-7}}{2 \cdot 1,5 \cdot 10^{-2}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ (рад)}.$$

Задача 4. Пучок природного світла падає на поверхню скляної пластини, зануреної в рідину. Відбитий від пластини пучок світла утворює кут $\varphi = 97^\circ$ з падаючим пучком (рис. 5.22). Визначити показник заломлення n_1 рідини, якщо відбите світло максимально поляризоване.

Розв'язання

Відповідно до закону Брюстера пучок світла, відбитий від діелектрика, максимально поляризований у тому разі, якщо тангенс кута падіння чисельно дорівнює відносному показнику заломлення:

$$\tan \alpha = n_{21}$$

де n_{21} – показник заломлення другого середовища (скла) відносно першого (повітря).

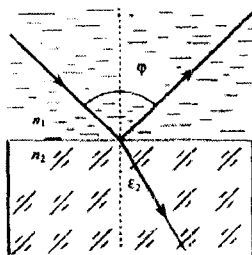


Рис. 5.22

Відносний показник заломлення дорівнює відношенню абсолютних показників заломлення. Отже, $\operatorname{tg} \alpha = n_2 / n_1$.

Оскільки кут падіння дорівнює куту відбивання, то $\alpha = \varphi / 2$ і, отже,

$$\operatorname{tg}(\varphi/2) = n_2 / n_1.$$

звідки

$$n_1 = \frac{n_2}{\operatorname{tg}(\varphi/2)}.$$

Виконуємо обчислення:

$$n_1 = \frac{1.5}{\operatorname{tg}(97^\circ/2)} = \frac{1.5}{1.13} = 1.33.$$

Задача 5. Два ніколі N_1 і N_2 розміщено так, що кут між площинами пропускання становить 60° . Визначити, у скільки разів зменшиться інтенсивність І₀ природного світла при проходженні через обидва ніколі. Коефіцієнт поглинання світла в ніколі дорівнює 0,05. Втрати на відбивання світла не враховувати.

Дано:

$$\alpha = 60^\circ;$$

$$k = 0,05.$$

$$\frac{I_0}{I_2}$$

Розв'язання

Природне світло, падаючи на грань призми Ніколя (рис. 5.23), розщеплюється внаслідок подвійного променезаломлення на два пучки: звичайний і незвичайний. Обидва пучки однакові за інтенсивністю і повністю поляризовані. Площина коливань незвичайного пучка лежить у площині креслення (площина головного перетину).

Площина коливань звичайного пучка перпендикулярна до площини креслення.

Звичайний пучок світла o внаслідок повного відбивання від межі AB потрапляє на чорну поверхню призми і поглинається нею. Незвичайний пучок e проходить через призму, зменшуючи свою інтенсивність внаслідок поглинання. Отже, інтенсивність світла, що пройшло через першу призму, подається так:

$$I_1 = \frac{1}{2} I_0 (1 - k).$$

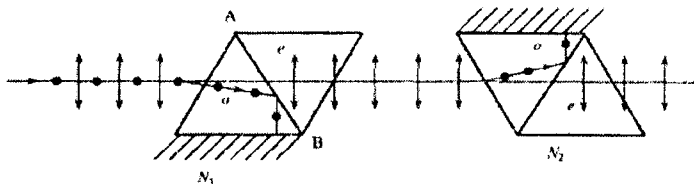


Рис. 5.23

Плоскополяризований пучок світла інтенсивністю I_1 падає на другий ніколь N_2 і також розщеплюється на два пучки різної інтенсивності: звичайний і незвичайний. Звичайний пучок повністю поглинається призмою, тому інтенсивність його розглядати не будемо. Інтенсивність I_2 незвичайного пучка, що вийшов з призми N_2 , визначається за законом Малюса (без урахування поглинання світла в другому ніколі):

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha,$$

де α – кут між площиною коливань у поляризованому пучку і площиною пропускання ніколя N_2 . Враховуючи втрати інтенсивності на поглинання в другому ніколі, дістаємо

$$I_2 = I_1 (1 - k) \cos^2 \alpha.$$

Підставляючи вираз для I_1 маємо:

$$I = \frac{I_0}{2} (1 - k)^2 \cos^2 \alpha.$$

Звідси знаходимо зменшення інтенсивності при проходженні світла через обидва ніколі:

$$\frac{I_0}{I_2} = \frac{2}{(1 - k)^2 \cos^2 \alpha}.$$

Виконуємо обчислення:

$$\frac{I_0}{I_2} = \frac{2}{(1 - 0,05)^2 \cos^2 60^\circ} = 8.$$

5.8.2 Задачі для самостійного розв'язування

5.1. На скляну пластинку нанесено тонкий шар прозорої речовини з показником заломлення 1,3. Пластинка освітлюється паралельним пучком монохроматичного світла з довжиною хвилі 640 нм, що падає на пластинку нормально. Яку мінімальну товщину повинен мати шар, щоб відбитий пучок мав найменшу яскравість?

5.2. На тонку плівку з показником заломлення 1,4 під кутом 60° до її поверхні падає монохроматичне світло з довжиною хвилі 550 нм. Визначити найменшу товщину плівки, при якій відбите від неї світло максимально послаблене внаслідок інтерференції.

5.3. На тонкий скляний клин з показником заломлення 1,6 падає нормально паралельний пучок світла з довжиною хвилі 700 нм. Відстань між сусідніми темними інтерференційними смугами у відбитому світлі дорівнює 0,5 мм. Визначити кут між поверхнями клина.

5.4. Паралельний пучок світла з довжиною хвилі 580 нм падає перпендикулярно до поверхні скляного клина, кут якого 20°. Показник заломлення скла 1,5. Яка кількість темних інтерференційних смуг припадає на одиницю довжини клина?

5.5. На мильну плівку падає біле світло під кутом 45° до її поверхні. При якій найменшій товщині плівки відбиті промені будуть пофарбовані в жовтий колір? Показник заломлення мильної води 1,33, довжина хвилі жовтих променів 600 нм.

5.6. Від двох когерентних джерел світла з довжиною хвилі 0,8 мкм промені потрапляють на екран. На екрані спостерігається інтерференційна картина. Коли на шляху одного з променів перпендикулярно до нього розмістили мильну плівку, показник заломлення якої 1,33, інтерференційна картина змінилася на протилежну. При якій найменшій товщині плівки це відбулося?

5.7. Світло з довжиною хвилі 0,6 мкм падає нормально на поверхню клина. У відбитому світлі спостерігають інтерференційну картину, відстань між сусідніми максимумами 0,3 мм. З якого матеріалу виготовлено клин, якщо кут клина 2°?

5.8. Під яким мінімальним кутом має падати біле світло на поверхню тонкої пластинки завтовшки 0,1 мкм, щоб у відбитому світлі вона мала синій колір (довжина хвилі 4000 Å), якщо пластинку занурено в газ із показником заломлення 1,002, а показник заломлення пластинки 1,12?

5.9. На шляху одного з променів у досліді Юнга поставили трубку з плоско-паралельними скляними стінками завдовжки 2 см. Під час заповнення трубки хлором уся інтерференційна картина зміщується на 20 смуг. Визначити показник заломлення хлору, якщо показник заломлення повітря дорівнює 1,000276, а довжина хвилі світла 589 нм.

5.10. На шляху одного з променів у досліді Юнга поставили трубку з плоско-паралельними скляними стінками і заповнили її хлором, показник заломлення якого дорівнює 1,000865. При цьому вся інтерференційна картина зміщується на 20 смуг. Визначити довжину трубки, якщо показник заломлення повітря дорівнює 1,000276, а довжина хвилі світла 589 нм.

5.11. На шляху одного з променів у досліді Юнга поставили трубку з плоско-паралельними скляними стінками завдовжки 2 см і заповнили її хлором, показник заломлення якого дорівнює 1,000865. Визначити, на скільки смуг зміщується інтерференційна картина на екрані, якщо показник заломлення повітря дорівнює 1,000276, а довжина хвилі світла 589 нм.

5.12. На скляну пластинку опуклою стороною покладено плоско-опуклу лінзу. Лінза освітлюється зверху паралельним пучком світла, перпендикулярним до її площини. Довжина хвилі світла дорівнює 500 нм. Радіус четвертого темного кільця Ньютона, що спостерігається у відбитому світлі, дорівнює 8 мм. Знайти радіус кривини лінзи.

5.13. Плоско-опукла лінза лежить на скляній пластинці і не дотикається до її поверхні. Діаметр п'ятого темного кільця Ньютона, яке спостерігається у відбитому світлі, дорівнює 0,7 мм. Визначити відстань між лінзою і пластинкою, якщо радіус кривини лінзи дорівнює 1,02 м. Довжина хвилі падаючого світла 581 нм.

5.14. Установка для одержання кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом з довжиною хвилі 0,59 мкм, що падає нормально до поверхні пластинки. Знайти товщину повітряного шару між лінзою та скляною пластинкою в тому місці, де спостерігається четверте темне кільце у відбитому світлі.

5.15. Установка для одержання кілець Ньютона освітлюється монохроматичним світлом з довжиною хвилі 0,5 мкм, що падає нормально до поверхні пластинки. Простір між лінзою та склиною пластинкою заповнено водою. Знайти товщину шару води між лінзою та пластинкою в тому місці, де спостерігається третє світле кільце у відбитому світлі.

5.16. Ширина 10 кілець Ньютона вдалині від їхнього центра дорівнює 0,7 мм. Ширина наступних 10 кілець дорівнює 0,4 мм. Визначити радіус кривини лінзи, якщо спостереження ведеться у відбитому світлі з довжиною хвилі 589 нм.

5.17. Як зміниться радіус третього темного кільця Ньютона, якщо між лінзою і пластинкою замість бензолу налити гліцерин? Показники заломлення лінзи і пластинки однакові ($n = 1,5$). Спостереження ведеться у відбитому світлі.

5.18. Контакт між плоско-опуклою лінзою і скляною пластинкою, на якій вона міститься, відсутній внаслідок попадання пилу. Радіус п'ятого темного кільця дорівнює при цьому 0,08 см. Якщо пил зняти, то радіус цього кільця збільшиться на 0,02 см. Знайти товщину пилу, якщо радіус кривини лінзи дорівнює 10 см.

5.19. Контакт між плоско-опуклою лінзою і скляною пластинкою, на якій вона міститься, відсутній через шар рідини, показник заломлення якої дорівнює 1,73. Радіус п'ятого темного кільця у відбитому світлі при цьому дорівнює 0,08 см. Якщо рідину вилучити, то радіус цього кільця збільшиться до 0,15 см. Знайти товщину шару рідини, якщо радіус кривини лінзи 10 см.

5.20. Плоско-опукла лінза з радіусом кривини 40 см дотикається опуклою поверхнею до скляної пластинки. При цьому у відбитому світлі радіус деякого темного кільця дорівнює 2,5 мм. Спостерігаючи за цим кільцем, лінзу обережно відсувають від пластинки на 10 мкм. Яким став радіус цього кільця?

5.21. Радіус деякого темного кільця Ньютона у відбитому світлі становить 3 мм. Лінзу обережно відсунули від пластинки, при цьому радіус цього кільця змінився втричі. На скільки відсунули лінзу від пластинки? Радіус кривини лінзи дорівнює 2 м.

5.22. Відстань між екраном з отвором і точкою спостереження дорівнює 1 м. На отвір падає світло з довжиною хвилі $5 \cdot 10^{-7}$ м. Визначити радіус шостої зони Френеля, якщо: а) джерело світла точкове і відстань від нього до отвору дорівнює 0,5 м; б) хвильовий фронт, що падає на отвір, плоский, падіння світла нормальне.

5.23. Екран міститься на відстані 40 м від точкового джерела світла з довжиною хвилі $5 \cdot 10^{-4}$ мм. На відстані 20 м від джерела світла розташовано отвір. Визначити радіус отвору, при якому центр дифракційної картини на екрані буде найбільш темним; найбільш світлим.

5.24. Точкове джерело світла з довжиною хвилі 550 нм міститься на відстані 11 м від екрана. Між джерелом світла й екраном на відстані 5 м від екрана розташовано отвір, діаметр якого дорівнює 4,2 мм. Як зміниться освітленість у точці, розміщеній у центрі дифракційної картини, якщо отвір збільшити?

5.25. На відстані 2 м від джерела світла з довжиною хвилі $5 \cdot 10^{-7}$ м міститься екран. Посередині між джерелом і екраном розташовано отвір радіусом 1 мм, який переміщують до екрана на відстань 0,75 м. Скільки разів під час переміщення отвору буде спостерігатися темна пляма в центрі дифракційної картини на екрані?

5.26. На щілину нормально падає паралельний пучок монохроматичного світла. Довжина хвилі падаючого світла укладається на ширині щілини 8 раз. Визначити ширину нульового максимуму в дифракційній картині на екрані, який міститься на відстані 1 м від щілини.

5.27. На щілину нормально падає монохроматичне світло. Кут дифракції другого максимуму дорівнює 1° . Скільки довжин хвиль падаючого світла дорівнює ширина щілини?

5.28. Яке найбільше значення номера дифракційного максимуму, що відповідає жовтій лінії довжиною хвилі 589 нм при нормальному падінні світла на щілину шириною 2 мкм? Скільки загалом спостерігається максимумів?

5.29. Зелена лінія випромінювання атома ртуті з довжиною хвилі $5451 \cdot 10^{-10}$ м спостерігається в спектрі першого порядку під кутом 19° . Скільки штрихів на 1 мм має дифракційна решітка?

5.30. Стала дифракційної решітки в 4 рази більша за довжину світлової хвилі монохроматичного світла, що падає перпендикулярно на її поверхню. Визначити кут між напрямками спостереження двох максимумів першого порядку.

5.31. У спектрі якого найменшого порядку роздільні дві спектральні лінії з різницею довжин хвиль $2 \cdot 10^{-10}$ м, якщо лінії належать діапазону 780 – 700 нм? Ширина дифракційної решітки дорівнює 15 мм, період решітки – 5 мкм.

5.32. Монохроматичне світло падає перпендикулярно на дифракційну решітку, що містить 100 штрихів на 1 мм. Кут між напрямками спостереження максимумів другого порядку становить 16° . Визначити довжину світла, що падає на решітку.

5.33. Монохроматичне світло з довжиною хвилі 410 нм падає перпендикулярно на дифракційну решітку. Кут між напрямками спостереження максимумів першого та другого порядків дорівнює $2^\circ 20'$. Визначити кількість штрихів на 1 мм дифракційної решітки.

5.34. Стала дифракційної решітки дорівнює 2,5 мкм. Знайти кутову дисперсію решітки для довжини хвилі 590 нм у спектрі другого порядку.

5.35. Кутова дисперсія дифракційної решітки для довжини хвилі 670 нм у спектрі першого порядку становить $2 \cdot 10^6$ рад/м. Знайти період решітки.

5.36. Для якої довжини хвилі дифракційна решітка має кутову дисперсію 6,310 рад/м у спектрі третього порядку? Період решітки дорівнює 5 мкм.

5.37. Яким має бути період дифракційної решітки, щоб у спектрі першого порядку були роздільні лінії з довжинами хвилі 589 і 589,6 нм? Довжина решітки – 2,5 см.

5.38. Яку різницю довжин хвиль може розділити дифракційна решітка в діапазоні довжин хвиль 780 – 700 нм у спектрі другого порядку. Період решітки дорівнює 5 мкм, довжина – 1,5 см.

5.39. Показати, що при нормальному падінні світла на дифракційну решітку її кутова дисперсія прямо пропорційна до тангенса кута дифракції світлової хвилі з довжиною хвилі λ .

5.40. Монохроматичне рентгенівське випромінювання відбивається від грані деякого кристала. Як зміниться кут ковзання променя, при якому спостерігається перший дифракційний максимум, якщо в досліді замінити цей кристал на кристал NaCl, відстань між атомними площинами якого в 0,25 разу більша?

5.41. Показати, що при нормальному падінні світла на дифракційну решітку максимальне значення її роздільної здатності не може перевищувати l/λ , де l – ширина решітки.

5.42. Монохроматичне рентгенівське випромінювання з довжиною хвилі 0,0712 нм відбивається від грані кристала кухонної солі NaCl. Дифракційний максимум першого порядку спостерігається при куті ковзання $7^\circ 18'$. Як потрібно змінити довжину хвилі випромінювання, щоб максимум третього порядку спостерігався під тим самим кутом ковзання? Визначити відстань між шарами кристалічної решітки NaCl.

5.43. Під яким кутом до горизонту має перебувати Сонце, щоб його промені, які відбиваються від поверхні озера, були найбільш поляризованими?

5.44. Частково поляризоване світло проходить через ніколь. Під час обертання ніколя на 60° від положення, яке відповідає максимальній яскравості, яскравість пучка зменшується вдвічі. Нехтуючи поглинанням світла в ніколі, визначити відношення інтенсивності природного і плоскополяризованого світла.

5.45. Частково поляризоване світло проходить через ніколь. Під час обертання ніколя на 50° від положення, яке відповідає максимальній яскравості, яскравість пучка зменшується у 2,5 рази. Нехтуючи поглинанням світла в ніколі, визначити відношення інтенсивності природного і плоскополяризованого світла.

5.46. Пучок світла послідовно проходить через два ніколі, площини пропускання яких утворюють між собою кут 40° . Вважаючи, що коефіцієнт поглинання k кожного ніколя дорівнює 0,15, знайти, у скільки разів пучок світла, що виходить із другого ніколя, послаблений порівняно з пучком, що падає на перший ніколь.

5.47. Кут між площинами пропускання поляроїдів дорівнює 50° . Природне світло, проходячи через таку систему, послаблюється у 8 раз. Нехтуючи втратою світла при відбиванні, визначити коефіцієнт поглинання світла в поляроїдах.

5.48. Головні площини двох призм Ніколя утворюють між собою кут 30° . Як зміниться інтенсивність світла, що проходить через них, якщо головні площини поставити під кутом 45° ? Визначити кут між головними площинами двох призм Ніколя, якщо після проходження через них світла його інтенсивність зменшується в 4 рази.

5.49. Дві призми Ніколя розташовані так, що кут між їх головними площинами дорівнює 60° . У скільки разів зменшиться інтенсивність природного світла при проходженні через: а) одну призму; б) обидві призми. Втрати інтенсивності світла на відбивання і заломлення становлять 8 %.

5.50. Природне світло з довжиною хвилі у вакуумі 589 нм, падає нормально на пластинку ісландського шпату, вирізану паралельно оптичній осі. Товщина пластинки 0,03 мм, показник заломлення звичайного променя дорівнює 1,658, незвичайного – 1,486. Визначити довжину хвилі в кристалі звичайного і незвичайного променів, різницю ходу променів, які пройшли через пластинку.

5.51. Пучок світла, що проходить у скляній посудині з водою, відбивається від її дна (показник заломлення скла дорівнює 1,5). При якому куті падіння на поверхню води відбитий від дна пучок світла буде максимально поляризованим?

5.52. Паралельний пучок світла переходить із гліцерину в скло так, що пучок, відбитий від межі поділу цих середовищ, виявляється максимально поляризованим. Визначити кут між падаючим та заломленим пучками.

5.53. Комірку Керра з відстанню між електродами 1 мм заповнено нітробензолом і розміщено між схрещеними ніколями. Напрямок електричного поля в конденсаторі утворює з головними напрямками ніколів кут 45° . Через систему проходить монохроматичне світло з довжиною хвилі, для якої стала Керра $2,2 \cdot 10^{-12}$ м/В². Визначити довжину шляху світла в конденсаторі, якщо мінімальна напруга між його пластинами, при якій інтенсивність світла, що пройшло через комірку при обертанні ніколя-аналізатора, не змінюється, дорівнює 1 кВ.

5.54. В установці для спостереження ефекту Керра плоский конденсатор із довжиною пластин 10 см заповнено нітробензолом і розміщено між поляроїдами. Вектор напруженості електричного поля утворює з головним напрямком поляризатора кут 45° . Яка найменша напруженість поля конденсатора, якщо при схрещених поляризаторі й аналізаторі поле зору має найменшу освітленість? Світло монохроматичне. Стала Керра дорівнює $2,5 \cdot 10^{-12}$ м/В².

5.55. Пучок світла падає на плоско-паралельну скляну пластину, нижня поверхня якої міститься у воді. При якому куті падіння світло, відбите від межі скло–вода, буде максимально поляризованим?

5.56. Інтенсивність природного світла, що пройшло через поляроїд, зменшилася у 4,5 рази. У скільки разів вона зменшиться, якщо другий такий самий поляроїд поставити за першим так, щоб кут між площинами поляризації був 50° ? Коефіцієнт поглинання світла в обох поляроїдах однаковий.

5.57. Пучок світла переходить з рідини в скло. Кут падіння пучка дорівнює 60° , кут заломлення – 50° . При якому куті падіння пучок світла, відбитий від межі поділу цих середовищ, буде максимально поляризованим?

5.58. Кут горизонту Сонця дорівнює 37° . Яким має бути показник заломлення води в озері, щоб відбиті від його поверхні промені були найбільш поляризованими?

5.59. Визначити різницю фаз між променями, які виходять із комірки Керра, якщо напруга на обкладках конденсатора 1 кВ. Довжина обкладок конденсатора 10 см, відстань між ними 1 мм. Стала Керра дорівнює $2,5 \cdot 10^{-12} \text{ м/В}^2$.

5.60. Різниця показників заломлення анізотропного кристала завтовшки 1 мм дорівнює 0,009. Визначити різницю фаз між звичайним і незвичайним променями в кристалі для світла довжиною хвилі у вакуумі $5,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$.

5.8.3. Таблиця варіантів задач для індивідуального розв'язування

Варіант	Номери задач				
1	5.1	5.11	5.21	5.25	5.42
2	5.2	5.12	5.22	5.26	5.41
3	5.3	5.13	5.23	5.27	5.43
4	5.4	5.14	5.24	5.28	5.44
5	5.5	5.15	5.1	5.29	5.20
6	5.6	5.16	5.2	5.30	5.21
7	5.7	5.17	5.3	5.31	5.40
8	5.8	5.18	5.4	5.32	5.14
9	5.9	5.19	5.5	5.33	5.3
10	5.10	5.20	5.11	5.34	5.2

5.9 ВІРТУАЛЬНІ ЛАБОРАТОРНІ РОБОТИ

5.9.1 Лабораторна робота В-64.

Вивчення явища інтерференції на прикладі досліду Юнга.

Мета роботи: ознайомитися з явищем інтерференції у досліді Юнга.

Прилади і матеріали: Програма комп'ютерної лабораторної роботи "Дослід Юнга", масштабна лінійка.

Теоретичні відомості

Хвильові властивості світла досить яскраво проявляються в явищах інтерференції, дифракції та поляризації світла. *Інтерференцією світла* називається явище, яке виникає при додаванні світлових хвиль і полягає в тому, що інтенсивність результуючої світлової хвилі, залежно від різниці фаз хвиль, що додаються, може бути більшою або меншою за суму їхніх інтенсивностей.

Інтерференція світла у будь-якій точці простору спостерігається тільки для когерентних світлових хвиль, тобто таких, що мають сталу різницю фаз між однаково напрямленими світловими коливаннями однакової частоти, що приходять у цю точку.

Незалежні когерентні джерела світла реалізувати практично неможливо. В оптиці відомі методи утворення когерентних пучків від звичайних джерел світла. Перший з них полягає ось у чому. Когерентні хвилі випромінюються одним точковим випромінювачем в різних напрямках, після необхідних відбивань і заломлень їм надаються такі напрями поширення, при яких вони можуть перетинатися і інтерферувати (йдеться про інтерференцію Френеля; ця група методів дістала назву методів поділу хвильового фронту; вона реалізується за допомогою бідзеркала і біпризми Френеля, дзеркала Ллойда, щілини Юнга і т.п.). Другий метод одержання когерентних пучків полягає в розщепленні однієї хвилі на кілька при відбиванні і заломленні на поверхнях (цей метод називають методом поділу амплітуд, йдеться про інтерференцію Ньютона; вона реалізується в різних типів інтерферометрів; прикладом інтерференційних картин, утворювальних в результаті поділу амплітуди, є смуги однакової товщини і однакового нахилу, кільця Ньютона).

Інтерференційна картина являє собою послідовність світлих і темних смуг – максимумів і мінімумів.

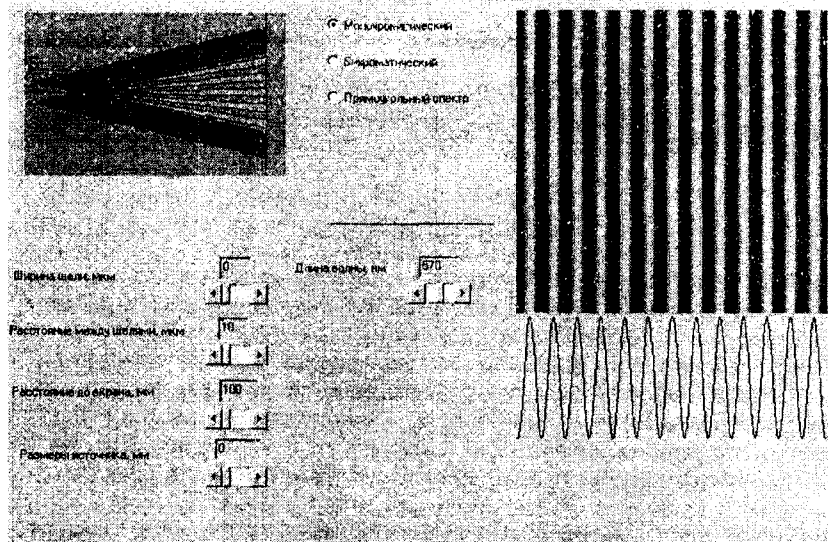
Умови екстремумів мають такий вигляд:

$$\Delta = \pm m\lambda = \pm 2m \frac{\lambda}{2} \text{ (умова максимуму);} \quad (5.61)$$

$$\Delta = \pm(m + \frac{1}{2})\lambda = \pm(2m + 1) \frac{\lambda}{2} \text{ (умова мінімуму),} \quad (5.62)$$

де Δ – різниця ходу інтерферуючих пучків; $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок інтерференційного максимуму і мінімуму, λ – довжина світлової хвилі.

Інтерфейс програми "Дослід Юнга"



Робоча формула

Першим дослідом, яким доведено можливість отримати інтерференцію світлових хвиль, був дослід Юнга. Користуючись схемою цього досліді, можна визначити довжину світлової хвилі. Розглянемо хід променів в дослідній установці (рис. 5.24).

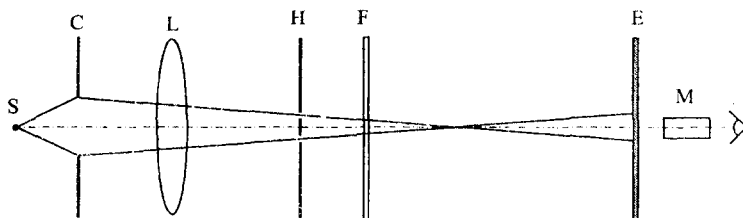


Рисунок 5.24

Світло від джерела S через вузьку діафрагму C спрямовується на подвійну щілину H . Лінза L фокусує світлові промені. Світлові промені від щілини пропускають через світлофільтри F . У мікроскоп M спостерігають інтерференційну картину.

З рисунка 5.25 маємо:

$$\Delta r / d = x_m / L, \quad (5.63)$$

де x_m – відстань від максимуму та мінімуму порядку m до O_1 ; L – відстань від подвійної щілини до екрану; d – відстань між центрами щілин (замість S_1D

беремо d , оскільки кут α досить малий). Знайдемо для двох довільних темних смуг на екрані їх відстань від точки O_1 . Для цього запишемо умови мінімуму інтерференції:

$$\Delta r_m = (2m + 1)\lambda / 2.$$

Тоді шукані відстані згідно (5.63) дорівнюють:

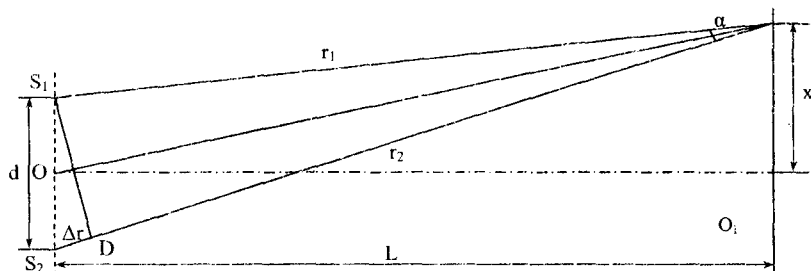


Рисунок 5.25

$$x_m = (L / d)(2m + 1)\lambda / 2.$$

Відстань між обраними темними смугами

$$\Delta x = x_{m+n} - x_m = n\lambda L / d,$$

звідки довжина хвилі

$$\lambda = \Delta x \cdot d / (n \cdot L) \quad (5.64)$$

(n – кількість світлих смуг між досліджуваними темними смугами).

Порядок виконання роботи

Завдання № 1

1. Ознайомитися з інтерфейсом комп'ютерної програми “Дослід Юнга”.
2. Міняючи відстань між щілинами, відстань до екрану, і довжину хвилі визначити, як міняється інтерференційна картина при зміні цих параметрів.
3. Міняючи параметри “Монохроматичний”, “Біхроматичний” та “Прямокутний спектр” (див. Інтерфейс програми) отримати чітку інтерференційну картину для різних довжин хвиль.

Завдання № 2

Визначення довжини світлової хвилі

1. Для певної довжини хвилі (задасться викладачем) при “Монохроматичному” досліді добитися того, щоб на екрані укладалася ціла кількість темних смуг n .
2. Роздрукувавши з програми інтерференційну картину, визначити розмір зображення інтерференційної картини (Δx) за допомогою лінійки. На основі формули (5.64) визначити довжину світлової хвилі в досліді Юнга.

3. Дослід повторити 4 рази для інших параметрів L і d .
4. Визначити середнє значення і похибки для довжини світлової хвилі та записати їх у висновок.

Завдання № 3

1. При фіксованому значенні L і λ (задається викладачем) провести “Монохроматичний” дослід так, щоб на екрані укладалася ціла кількість темних смуг n .
2. Дослід повторити 10 раз, міняючи параметр d .
3. З отриманих результатів побудувати графік залежності $N = f(d)$.
4. Обчислити розмір зображення інтерференційної картини $\Delta x = \frac{\Delta(N)}{\Delta(d)} \cdot \lambda \cdot L$,
де $\frac{\Delta(N)}{\Delta(d)}$ – тангенс кута нахилу прямої на графіку залежності $N = f(d)$.
Порівняйте його із Δx у завданні 2.
5. Результати записати у висновок.

Контрольні запитання

1. У чому полягає явище інтерференції?
2. Які хвилі називаються когерентними?
3. Охарактеризуйте методи утворення когерентних пучків.
4. Що таке оптична різниця ходу?
5. Як міняється інтерференційна картина, якщо дослід провести при параметрі “Прямокутний спектр”, а не “Монохроматичний”?
6. Чим визначається кількість видимих інтерференційних смуг?

Література

1. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Т.: 3. – К.: “Техніка”, 2001.
2. Бушок Г.Ф. і ін. Курс фізики. Кн. 2. – К.: „Либідь”, 2001.
3. Лопатинський І.Є. Курс фізики. Фізика для інженерів. – Л.: „Бескид Біт”, 2002.
4. Трофимова Т.И. Курс физики. – М.: “Высшая школа”, 1990.

Допуск до лабораторної роботи В-64

1. Хвилі від двох когерентних джерел приходять у дану точку в однаковій фазі. Визначити амплітуду A результуючого коливання в деякій точці, якщо амплітуда коливань кожної хвилі дорівнює a .

А. $A = 0$. Б. $A = a$. В. $a < A < 2a$. Г. $A = 2a$. Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

2. Які з перерахованих нижче явищ вперше були пояснені на основі хвильової теорії світла: 1 – інтерференція, 2 – дифракція, 3 – фотосект, 4 – поляризація?

А. 1, 2, 4. Б. Тільки 3. В. 4. Г. Тільки 1 і 2. Д. Тільки 1.

3. Які випромінювання з перерахованих нижче мають здатність до інтерференції: 1 – видиме світло, 2 – радіохвилі, 3 – рентгенівські промені, 4 – інфрачервоні промені?

А. Тільки 1. Б. Тільки 1 і 2. В. Тільки 1, 2 і 3. Г. Тільки 1, 3 і 4. Д. 1, 2, 3 і 4.

4. Закономірності яких з перерахованих нижче явищ свідчать про хвильову природу світла: 1 – різнобарвне переливання кольорів у тонких плівках, 2 – виникнення світлої плями в центрі тіні від тіл малих розмірів, 3 – звільнення електронів з поверхні металів під час їх освітлення?

А. Тільки 1. Б. Тільки 2. В. Тільки 3. Г. 1 і 2. Д. 2 і 3.

5. Визначити довжину хвилі монохроматичного світла, якщо інтерференційний мінімум четвертого порядку спостерігається для різниці ходу $4 \cdot 10^{-3}$ мм.

А. $0,4 \cdot 10^{-3}$ мм. Б. $0,2 \cdot 10^{-3}$ мм. В. 10^{-3} мм. Г. $2 \cdot 10^{-3}$ мм. Д. $4 \cdot 10^{-3}$ мм.

6. Визначити довжину хвилі монохроматичного світла, якщо інтерференційний мінімум четвертого порядку спостерігається для різниці ходу $4,2 \cdot 10^{-3}$ мм.

А. $0,3 \cdot 10^{-3}$ мм. Б. $0,5 \cdot 10^{-3}$ мм. В. $0,7 \cdot 10^{-3}$ мм. Г. $0,9 \cdot 10^{-3}$ мм. Д. $1,2 \cdot 10^{-3}$ мм.

7. Суть явища інтерференції полягає...

А. в зміні площини поляризації хвилі. Б. в заломленні хвилі на межі двох середовищ. В. в накладанні двох когерентних хвиль, результатом чого є просторовий перерозподіл надходження енергії в ту, чи іншу точку. Г. в зміні фази відбитої від межі двох середовищ хвилі. Д. Серед тверджень А - Г немає жодного правильного.

5.9.2 Лабораторна робота В-65.

Дослідження інтерференції світла з допомогою кілець Ньютона.

Мета роботи: ознайомитися з явищем інтерференції на прикладі кілець Ньютона, визначити пропускну здатність світлофільтра, радіус кривизни лінзи та довжину світлової хвилі.

Прилади і матеріали: програма комп'ютерної лабораторної роботи "Кільця Ньютона", лінійка.

Теоретичні відомості

Інтерференцією світла називають явище, яке виникає внаслідок додавання світлових хвиль і полягає в тому, що інтенсивність результуючої світлової хвилі (залежно від різниці фаз хвиль, які додаються) може бути більшою або меншою за суму їхніх інтенсивностей.

Інтерференція світла спостерігається тільки коли додаються **когерентні** хвилі, тобто такі, що мають сталу різницю фаз світлових коливань протягом певного проміжку часу та однакову частоту коливань.

В природі не існує світлових джерел, які би випромінювали когерентні хвилі. Проте в оптиці відомі методи утворення когерентних пучків від звичайних джерел світла. Розглянемо один з цих методів – **метод розділення**

амплітуд, який використовується, зокрема, для отримання інтерференційної картини Ньютона і полягає в розщепленні однієї хвилі на кілька, внаслідок відбивання і заломлення на поверхнях.

Загальні умови інтерференційних екстремумів мають такий вигляд:

$$\Delta = \pm k\lambda \quad (\text{умова максимуму}); \quad (5.65)$$

$$\Delta = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (\text{умова мінімуму}), \quad (5.66)$$

де Δ – різниця ходу інтерферуєчих хвиль; $k = 0, 1, 2, \dots$ – порядок інтерференційного максимуму і мінімуму; λ – довжина світлової хвилі.

Кільця Ньютона – приклад інтерференційної картини у тонких прозорих плівках різної товщини, – як інтерференційні смуги однакової товщини. Якщо на прозору плівку падає паралельний пучок світла, то на верхній і нижній її поверхнях він роздвоюється (частково відбивається, частково заломлюється). Таким чином, у відбитому і прохідному світлі виникає інтерференційна картина між когерентними променями. Різниця ходу в загальному випадку визначається товщиною плівки, кутом падіння променів та показником заломлення плівки і середовища. Умови відбивання світла на верхній і нижній поверхні плівки різні. На нижній поверхні (скло-повітря) відбивання відбувається з втратою півхвилі, на верхній – без втрати. Вираз для оптичної різниці ходу має вигляд:

$$\Delta = 2b\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \lambda/2. \quad (5.67)$$

Робоча формула

Кільця Ньютона спостерігаються тоді, коли сферична поверхня опуклої лінзи великого радіуса кривизни стикається з плоскою поверхнею. Внаслідок цього між лінзою і пластинкою утворюється повітряний шар змінної товщини (рис. 5.26). Проведемо розрахунки кілець Ньютона, що спостерігаються у відбитому світлі. У цьому випадку інтерферуватимуть промені, відбиті від верхньої і нижньої меж повітряного шару (точки С і В відповідно). Отже, лінії

максимумів та мінімумів проходять через точки, що відповідають однаковій товщині повітряного шару і тому називаються смугами однакової товщини. Якщо промені падають нормально на плоску поверхню лінзи, то внаслідок малої кривизни лінзи можна вважати, що відбиваються вони теж вздовж нормалі. Для різниці ходу променів дістанемо

$$\Delta = 2b + \lambda/2. \quad (5.68)$$

де b – товщина шару повітря між лінзою і пластинкою. Доданок $\lambda/2$ відображає зміну фази хвилі, відбитої від оптично більш густого середовища (точка С). У відповідності з (5.68)

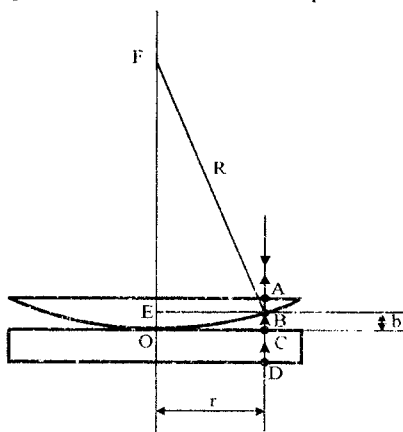


Рис. 5.26

різниця ходу хвиль в даному експерименті визначається тільки товщиною повітряного шару, тому вона є однаковою для всіх хвиль, відбитих на однаковій відстані від геометричного центра системи (точка О). Внаслідок цього інтерференційна картина має вигляд концентричних кілець. В центрі картини, де $b \approx 0$, спостерігають темний круг, що відповідає різниці ходу відбитих хвиль $\lambda/2$. Результат інтерференції залежить від оптичної різниці ходу хвиль. Зв'язок між радіусом інтерференційного кільця r , радіусом кривизни лінзи R і довжиною хвилі λ можна знайти з використанням цілком простих геометричних міркувань. З $\triangle BEF$ (рис. 5.26) маємо: $r^2 = R^2 - (R - b)^2$. Оскільки лінза має великий радіус кривизни, то можна записати – $r^2 = 2Rb$, звідки $b = r^2/2R$, а тому $\Delta = r^2/R + \lambda/2$. Радіуси світлих кілець знайдемо з умови максимуму – $\Delta = k\lambda = r^2/\lambda + \lambda/2$:

$$r_k = \sqrt{R\lambda(k - 1/2)}, \quad (5.69)$$

а радіуси темних кілець

$$r_k = \sqrt{R\lambda k}. \quad (5.70)$$

Звідси

$$R = r^2(\lambda m). \quad (5.71)$$

У виразах (5.69) і (5.70) $k = 1, 2, 3, \dots$ – порядковий номер кілець.

Оскільки практично не вдається досягти щільного прилягання пластини до лінзи, то більш точний результат буде, коли визначається R за різницею радіусів двох довільних кілець r_n і r_m . Тоді формула (5.71) набере вигляду:

$$R = r_n^2 - r_m^2 / (\lambda(n - m)). \quad (5.72)$$

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

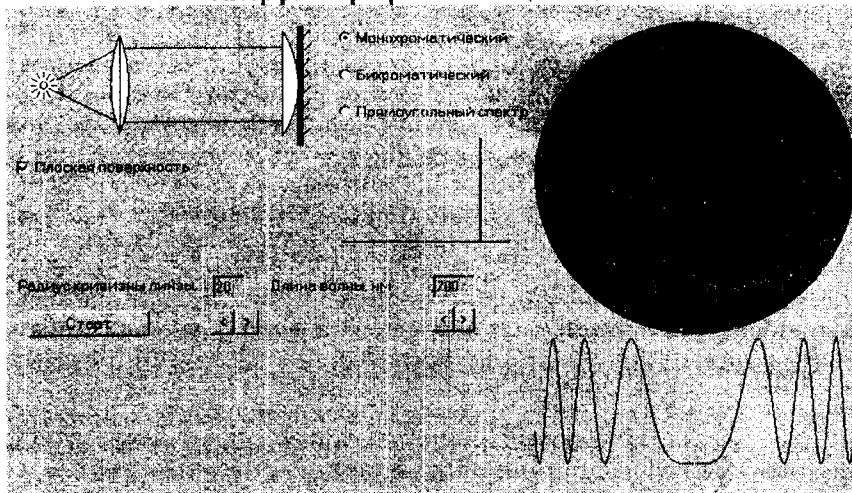
Для великих порядків інтерференції може відбуватися перекриття спектрів, що приводить до розмивання інтерференційної картини. Очевидно, що умовою зникнення інтерференційної картини є

$$k(\lambda + \Delta\lambda) = (k + 1)\lambda, \quad (5.73)$$

звідки $k = \lambda/\Delta\lambda$, тобто чим більша монохроматичність світла, тим більшу кількість максимумів можна спостерігати. Крім того, остання залежність дає змогу визначити смугу пропускання фільтра за допомогою вимірювання кількості видимих інтерференційних кілець:

$$\Delta\lambda = \lambda/k. \quad (5.74)$$

Інтерфейс програми “Кільця Ньютона”



Завдання 1. Ознайомлення з роботою комп'ютерної програми та явищем інтерференції Ньютона

1. Розглянути інтерференційну картину, отриману з допомогою:
 - 1.1. монохроматичного світла;
 - 1.2. біхроматичного світла з різною комбінацією двох монохроматичних світлових хвиль, а також з різним міжчастотним інтервалом;
 - 1.3. прямокутного спектра з різною його шириною для плоскої поверхні скляної пластини.
2. Виконати пункт 1 для сферичної поверхні пластини.

Завдання 2. Розрахунок ширини смуги пропускання світлофільтра

1. Встановити прапорець у вікні „Прямокутний спектр“. Вирізати з неперервного спектру вузьку ($\lambda < 50$) смугу певного кольору (задається викладачем).
2. Змінюючи радіус кривизни лінзи (для випадку плоскої поверхні пластини), добитися на краю інтерференційної картини перекриття спектрів (розмивання інтерференційної картини).
3. Підрахувати максимальну кількість чітких світлих кілець. За формулою (65.14) визначити ширину смуги пропускання світлофільтра.
4. Змінити ширину смуги так, щоб $\lambda_c = (\lambda_1 - \lambda_2)/2$ залишилося незмінним. Повторити пункти 1, 2, 3.
5. Виконавши пункт 4 4-5 разів, побудувати графіки залежностей $\Delta\lambda(k)$ і $\Delta\lambda(1/k)$.

6. Із графіка $\Delta\lambda\left(\frac{1}{k}\right)$ визначити нахил прямої $\lambda_{zp} = \frac{\Delta(\Delta\lambda)}{\Delta\left(\frac{1}{k}\right)}$, середню довжину хвилі, що пропускає „світлофільтр“.
7. Порівняти експериментально отримане значення λ_{zp} і λ_c .

Завдання 3. Визначення довжини хвилі монохроматичного світла

1. Отримати зображення інтерференційної картини (довжина хвилі задається викладачем) використовуючи плоску поверхню скляної пластини.
2. Виміряти радіус 5-7 кілець, як сказано в завданні 2.
3. Побудувати залежність $r^2 = f(k)$.
4. Визначити з графіка нахил прямої і за допомогою отриманого значення $\frac{\Delta r^2}{\Delta k}$ обчислити довжину хвилі, використавши радіус кривизни, знайдений у завданні 2.

Обчислити відносні і абсолютні похибки для величин R і λ . Результати вимірювання записати в стандартній формі. Зробити відповідні висновки до кожного завдання.

Контрольні запитання

1. В чому полягає явище інтерференції світла?
2. Які промені називають когерентними?
3. Які є способи отримання когерентних джерел?
4. Як отримати кільця Ньютонів?
5. Чим відрізняються кільця Ньютонів у відбитому і прохідному світлі?
6. Як використовуються кільця Ньютонів для оцінки чистоти поверхні?
7. Як зміниться вигляд кілець, якщо простір між лінзою та пластинкою заповнити водою?

Література

1. Лопатинський І.Є. Курс фізики. Фізика для інженерів. – Л.: „Бескид Біт”, 2002.
2. Кучерук І.М., Душенко В.П. Загальна фізика. Т.3. – К.: „Вища школа”, 1987 – 1991.
3. Бушок Г.Ф. і ін. Курс фізики. Кн. 2. – К.: „Либідь”, 2001.
4. Кучерук І.М., Горбачук І.Т., Луцик П.П. Загальний курс фізики. Т.3. – К.: „Техніка”, 2001.
5. Трофимова Т.И. Курс фізики. – М.: “Высшая школа”, 1990.

Допуск до Л.Р. В-65

1. Яке випромінювання з перерахованих нижче має найкоротшу довжину

хвилі: 1 – ультрафіолетові промені, 2 – інфрачервоні промені, 3 – видиме світло, 4 – радіохвилі, 5 – рентгенівські промені?

А. 1. Б. 2. В. 3. Г. 4. Д. 5.

2. Як зміниться колір монохроматичного пучка світла, що переходить з вакууму в прозоре середовище з абсолютним показником заломлення $n = 1,5$?

А. Зміститься у бік червоного кінця спектра. Б. Зміститься у бік фіолетового кінця спектра. В. Не зміниться. Г. Зміна залежить від кута падіння. Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

3. За якої умови можна спостерігати інтерференцію двох пучків світла з різними довжинами хвиль?

А. За однакової амплітуди коливань. Б. За однакової початкової фази коливань. В. За однакової амплітуди і початкової фази коливань. Г. За однакової різниці ходу. Д. Ні за яких умов.

4. Закономірності яких з перерахованих нижче явищ свідчать про хвильову природу світла: 1 – різнобарвне переливання кольорів у тонких плівках, 2 – виникнення світлої плями в центрі тіні від тіл малих розмірів, 3 – звільнення електронів з поверхні металів під час їх освітлення?

А. Тільки 1. Б. Тільки 2. В. Тільки 3. Г. 1 і 2. Д. 2 і 3.

5. Визначити довжину хвилі монохроматичного світла, якщо інтерференційний мінімум четвертого порядку спостерігається для різниці ходу $4 \cdot 10^{-3}$ мм.

А. $0,4 \cdot 10^{-3}$ мм. Б. $0,2 \cdot 10^{-3}$ мм. В. 10^{-3} мм. Г. $2 \cdot 10^{-3}$ мм. Д. $4 \cdot 10^{-3}$ мм.

6. Різниця ходу двох когерентних хвиль, що випромінюються когерентними джерелами з однаковою початковою фазою, дорівнює цілому числу довжин хвиль. Визначити амплітуду A результуючого коливання в деякій точці, якщо амплітуда коливань кожної хвилі дорівнює a ?

А. $A = 0$. Б. $A = a$. В. $a < A < 2a$. Г. $A = 2a$. Д. Серед відповідей А-Г немає правильної.

7. Суть явища інтерференції полягає...

А. в зміні площини поляризації хвилі. Б. в заломленні хвилі на межі двох середовищ. В. в накладанні двох когерентних хвиль, результатом чого є просторовий перерозподіл надходження енергії в ту, чи іншу точку. Г. в зміні фази відбитої від межі двох середовищ хвилі. Д. Серед тверджень А - Г немає жодного правильного.

5.10 МОДУЛЬНИЙ КОНТРОЛЬ

Інтерференція світла

1. Явище інтерференції спостерігається при накладанні:
 - а) світлових хвиль одного напрямку;
 - б) монохроматичних світлових хвиль;
 - в) поляризованих світлових хвиль;
 - г) когерентних світлових хвиль.
2. Когерентними світловими хвилями називають:
 - а) монохроматичні світлові хвилі;
 - б) монохроматичні світлові хвилі, які мають сталу в часі різницю фаз і вектор напруженості електричного поля яких виконує коливання в одній площині;
 - в) світлові хвилі, які мають змінювану в часі різницю фаз;
 - г) поляризовані світлові хвилі.
3. Когерентні світлові хвилі можна отримати:
 - а) від двох незалежних джерел світла;
 - б) від двох різних джерел світла;
 - в) від одного джерела, якщо потік світла поділити на дві або декілька частин;
 - г) розщепленням світлового потоку.
4. Оптична різниця ходу визначається за формулою:
 - а) $\Delta x = x_2 - x_1$;
 - б) $\Delta x = n_2 x_2 - n_1 x_1$;
 - в) $\Delta \varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta$;
 - г) $\Delta = x \lambda$.
5. Під час відбивання світла від оптично густішого середовища відбита хвиля:
 - а) втрачає в різниці ходу півдовжини хвилі;
 - б) її фаза змінюється на π ;
 - в) її фаза не змінюється;
 - г) фаза рівна нулю.
6. Когерентні світлові хвилі утворюються за допомогою плоскопаралельної пластинки. Оптична різниця ходу, якщо перша частина світлового потоку відбивається від оптично густішого середовища, визначається за формулою:
 - а) $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$;
 - б) $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2}$;
 - в) $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}$;
 - г) $\Delta = d \lambda$.
7. Когерентні світлові хвилі утворюються за допомогою плоскопаралельної пластинки. Оптична різниця ходу, якщо друга частина світлового потоку відбивається від оптично менш густого середовища, визначається за формулою:
 - а) $\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}$;

$$\text{б) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2};$$

$$\text{в) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha};$$

$$\text{г) } \Delta = 2d\lambda.$$

8. Когерентні світлові хвилі утворюються за допомогою пластинки, яка має форму клина. Оптична різниця ходу, якщо перша частина світлового потоку відбивається від оптично густішого середовища, визначається за формулою:

$$\text{а) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2};$$

$$\text{б) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2};$$

$$\text{в) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha};$$

$$\text{г) } \Delta = 2d.$$

9. Когерентні світлові хвилі утворюються за допомогою пластинки, яка має форму клина. Оптична різниця ходу, якщо друга частина світлового потоку відбивається від оптично менш густого середовища, визначається за формулою:

$$\text{а) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2};$$

$$\text{б) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2};$$

$$\text{в) } \Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha};$$

$$\text{г) } \Delta = dn.$$

10. Умова максимуму інтерференції світла має вигляд:

$$\text{а) } \Delta = 2k\frac{\lambda}{2}; \text{ б) } \Delta = 2k\frac{\lambda}{2}; \text{ в) } \Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}; \text{ г) } \Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

11. Умова мінімуму інтерференції світла має вигляд:

$$\text{а) } \Delta = 2k\frac{\lambda}{2}; \text{ б) } \Delta = 2k\frac{\lambda}{2}; \text{ в) } \Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}; \text{ г) } \Delta = (2k+1)\frac{\lambda}{2}.$$

12. Кільця Ньютона спостерігаються у відбитому світлі, лінза щільно дотикається до пластинки і освітлюється монохроматичним світлом. Між лінзою і пластинкою є повітря. За яких умов у центрі інтерференційної картини спостерігається темна пляма?

$$\text{а) } \Delta = \frac{\lambda}{2}; \text{ б) } \Delta = \lambda; \text{ в) } \Delta = 3\lambda; \text{ г) } \Delta = 2\lambda.$$

13. Інтерференційна картина має вигляд кілець Ньютона, лінза щільно дотикається до пластинки й освітлюється монохроматичним світлом. Між лінзою і пластинкою є повітря. У центрі інтерференційної картини спостерігається темна пляма. Як можна змінити картину на протилежну¹

а) заповнити простір між лінзою і пластинкою рідиною;

б) підняти лінзу над пластинкою;

в) збільшити радіус кривини лінзи;

г) зменшити радіус кривини лінзи.

14. Кільця Ньютона спостерігаються у відбитому світлі, лінзу піднято над пластинкою і освітлено монохроматичним світлом. Між лінзою і пластинкою є

повітря. У центрі інтерференційної картини спостерігається світла пляма. Як можна змінити картину на протилежну?

- а) заповнити простір між лінзою і пластинкою рідиною;
 - б) щільно притиснути лінзу до пластинки;
 - в) збільшити радіус кривини лінзи;
 - г) зменшити радіус кривини лінзи.
15. Яким має бути показник заломлення n плівки, нанесеної на поверхню лінзи, показник заломлення якої дорівнює n_1 , щоб усунути значне відбивання світла в оптичних приладах?
- а) $n < n_1$; б) $n = n_1$; в) $n = \sqrt{n_1}$; г) $n = 1$.

16. Якою має бути мінімальна товщина плівки, нанесеної на поверхню просвітленої лінзи?

- а) λ ; б) $\lambda/2$; в) $\lambda/4$; г) 2λ .

Дифракція світла

17. Різниця ходу між випромінюваннями, що їх посиляють у досліджувану точку сусідні зони

Френеля, дорівнює:

- а) $\Delta = \frac{\lambda}{2}$; б) $\Delta = \lambda$; в) $\Delta = 3\lambda$; г) $\Delta = 2\lambda$.

18. Дифракція Френеля спостерігається на круглому отворі. У центрі дифракційної картини на екрані спостерігається мінімум інтерференції, якщо кількість зон, що укладаються в отворі, дорівнює:

- а) 1; б) 2; в) 3; г) 5.

19. Дифракція Френеля спостерігається на круглому отворі. У центрі дифракційної картини на екрані спостерігається максимум інтерференції, якщо кількість зон, що укладаються в отворі, дорівнює:

- а) 1; б) 2; в) 4; г) 6.

20. Дифракція Френеля спостерігається на круглому непрозорому диску. У центрі дифракційної картини на екрані спостерігається світла пляма, якщо кількість зон дорівнює:

- а) 1; б) 2; в) 3; г) 4.

21. Дифракція Фраунгофера спостерігається на плоскій щілині. Умова дифракційного максимуму має вигляд:

- а) $a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$; б) $a \sin \varphi = \lambda$; в) $a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$; г) $a \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$.

22. Дифракція Фраунгофера спостерігається на плоскій щілині. Умова дифракційного мінімуму має вигляд:

- а) $a \sin \varphi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}$; б) $a \sin \varphi = \lambda$; в) $a \sin \varphi = \pm (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$; г) $a \sin \varphi = \frac{\lambda}{2}$.

23. За якої ширини щілини дифракція виявляється найсильніше?

- а) $a \approx \lambda$; б) $a \gg \lambda$; в) $a < \lambda$; г) $a > \lambda$.

24. Дифракція Фраунгофера спостерігається на дифракційній решітці. Головні максимуми дифракційної решітки спостерігаються за умови:

$$\text{а) } a \sin \varphi = 3\lambda; \quad \text{б) } a \sin \varphi = \pm k\lambda; \quad \text{в) } a \sin \varphi = \pm \left(k + \frac{p}{N}\right) \frac{\lambda}{2}; \quad \text{г) } a \sin \varphi = \lambda.$$

25. Дифракція Фраунгофера спостерігається на дифракційній решітці. Головні мінімуми дифракційної решітки спостерігаються за умови:

$$\text{а) } a \sin \varphi = 3\lambda; \quad \text{б) } a \sin \varphi = \pm k\lambda; \quad \text{в) } a \sin \varphi = \pm \left(k + \frac{p}{N}\right) \lambda; \quad \text{г) } a \sin \varphi = \lambda.$$

26. Як зміниться вигляд дифракційного спектра, якщо сталу дифракційної решітки збільшити вдвічі?

- а) дифракційні порядки стануть вдвічі вужчими;
- б) дифракційні порядки стануть вдвічі ширшими;
- в) дифракційні порядки не зміняться.

27. Як зміниться вигляд дифракційного спектра, якщо сталу дифракційної решітки зменшити вдвічі?

- а) дифракційні порядки стануть вдвічі вужчими;
- б) дифракційні порядки стануть вдвічі ширшими;
- в) дифракційні порядки не зміняться.

28. Чому дифракційна решітка розкладає біле світло на спектр?

- а) світло огинає край щілин решітки;
- б) світло потрапляє в ділянку геометричної тіні;
- в) кут дифракції лінійно залежить від довжини хвилі світла;
- г) ширина щілин решітки порівнянна з довжиною хвилі світла.

29. Розрахунок показує, що в отворі укладаються дві зони Френеля. Як зміниться освітленість в центрі дифракційної картини на екрані, якщо отвір забрати?

- а) зменшиться;
- б) збільшиться;
- в) не зміниться.

30. Для того щоб за допомогою дифракції визначити сталу кристалічної решітки кристала, його потрібно опромінювати:

- а) інфрачервоним випромінюванням;
- б) ультрафіолетовим випромінюванням;
- в) рентгенівським випромінюванням;
- г) видимим світлом.

31. Роздільна здатність дифракційної решітки залежить:

- а) від кута дифракції;
- б) розмірів дифракційної решітки;
- в) сталої дифракційної решітки;
- г) порядку спектра.

32. За критерієм Релея, роздільними в одному порядку будуть дві спектральні лінії, довжини хвиль яких мають дуже близькі значення, якщо:

- а) положення максимуму першої лінії збігається з положенням максимуму другої;
 - б) положення максимуму першої лінії збігається з положенням мінімуму другої;
 - в) кути дифракції ліній однакові;
 - г) немає правильної відповіді.
33. Дифракційна решітка розкладає біле світло на спектр. Остання спектральна лінія попереду нього порядку може накладатися на першу спектральну лінію наступного порядку, якщо:
- а) положення максимуму першої лінії збігається з положенням максимуму другої;
 - б) положення максимуму першої лінії збігається з положенням мінімуму другої;
 - в) кути дифракції ліній однакові.
 - г) положення мінімуму першої лінії збігається з положенням мінімуму другої.

Поляризація світла

34. Світло називається лінійно поляризованим, якщо:
- а) площина коливань вектора напруженості електричного поля хаотично змінюється;
 - б) площина коливань вектора напруженості електричного поля впорядкована;
 - в) площина коливань вектора напруженості електричного поля має тільки два положення у просторі.
 - г) площина коливань вектора напруженості магнітного поля хаотично змінюється.
35. Під час відбивання світла від поверхні прозорого діелектрика:
- а) відбите світло частково поляризоване;
 - б) відбите світло повністю поляризоване;
 - в) відбите світло не поляризоване.
 - г) немає правильної відповіді.
36. Під час заломлення світла у прозорому діелектрику:
- а) заломлене світло частково поляризоване;
 - б) заломлене світло повністю поляризоване;
 - в) заломлене світло не поляризоване.
 - г) немає заломлення світла.
37. За умови $\operatorname{tg} i_0 = \frac{n_2}{n_1}$ (закон Брюстера):
- а) відбите і заломлене світло частково поляризоване;
 - б) відбите і заломлене світло повністю поляризоване;
 - в) відбите світло повністю поляризоване, а заломлене частково;

- г) відбите і заломлене світло не поляризоване
38. Закон Малюса виконується:
- для поляризованого світла;
 - частково поляризованого світла;
 - неполяризованого світла.
 - для відбитого світла.
39. Закон Малюса має вигляд:
- $I_p = \frac{1}{2} I_0$;
 - $I = I_0 \cos^2 \varphi$;
 - $I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi$;
 - $I_p = I_0 \cos \varphi$.
40. Інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор, дорівнює:
- $I_p = \frac{1}{2} I_0$;
 - $I = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \varphi$;
 - $I = \frac{1}{2} I_p \cos^2 \varphi$;
 - $I_p = 2 I_0 \cos \varphi$.
41. Подвійне променезаломлення світла спостерігається в кристалах:
- якщо кристал має анізотропні властивості;
 - якщо кристал ізотропний;
42. Властивості звичайного і незвичайного променів у кристалі:
- лінійно поляризовані та вектори напруженості звичайного і незвичайного променів виконують коливання в одній площині;
 - лінійно поляризовані та вектори напруженості звичайного і незвичайного променів виконують коливання у взаємно перпендикулярних площинах;
 - поляризовані по колу.
 - обидва промені не поляризовані та їх вектори напруженості виконують коливання в довільних площинах.