

**МІНІСТЕРСТВО ТРАНСПОРТУ та ЗВ'ЯЗКУ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ ДЕПАРТАМЕНТ З ПИТАНЬ ЗВ'ЯЗКУ ТА ІНФОРМАТИЗАЦІЇ
ОДЕСЬКА НАЦІОНАЛЬНА АКАДЕМІЯ ЗВ'ЯЗКУ ім. О.С. ПОПОВА**

Кафедра фізики оптичного зв'язку

ОПТИКА

**Методичний посібник
до комплексного завдання № 5
з фізики оптичного зв'язку
для студентів II курсу всіх спеціальностей**

**ЗАТВЕРДЖЕНО
методичною радою
Протокол № 8
від 09.03.2004 р.**

Одеса 2004

УДК 535.4/5

План НМВ 2004 р.

Укладачі: **В.К. Марінчик, Л.А. Назаренко**Відповідальний редактор – **В.І. Ірха**Рецензент – **В.І. Корнійчук**

Подано приклади розв’язування задач з фізичної оптики та індивідуальні завдання для самостійної роботи студентів до курсу «Фізика оптичного зв’язку». Багаторічну роботу кафедри (“Дифракция света”, “Поляризация света” методические руководства по решению задач 1981, составитель **Г.М. Скалевая**, “Волны” задания для самостоятельной работы студентов 1992, составитель **Т.Б. Иванова**. Издательство Одесского электротехнического института связи им. А. С. Попова) укладачі доповнили “Інтерференцією світла” та зробили комп’ютерний варіант українською та російською мовами.

СХВАЛЕНО
на засіданні кафедри
фізики оптичного зв’язку
й рекомендовано до друку
Протокол № 6
від 30.01.2003 р.

Редактор – **І.В. Ращупкіна**Комп’ютерне редагування та макетування – **Т.В. Кірдогло**

ЗМІСТ

РОБОЧА ПРОГРАМА З РОЗДІЛУ ОПТИКА.....	4
1 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА.....	5
Інтерференція в плоскопаралельних пластинках.....	5
Приклад 1.1	8
Приклад 1.2	10
Кільця Ньютона	11
Приклад 1.3	12
2 ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА	15
Дифракція світла на круглому отворі.....	16
Приклад 2.1	17
Дифракція від однієї щілини	19
Приклад 2.2	21
Дифракційна ґратка.....	22
Приклад 2.3	23
3 ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА.....	26
Подвійне заломлення променів.....	27
Приклад 3.1	29
Призма Ніколя.....	31
Приклад 3.2	31
Поляризація світла при відбиванні й заломленні.....	32
Приклад 3.3	33
ОСНОВНІ ФОРМУЛИ ТА ОЗНАЧЕННЯ.....	35
МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ЩОДО ВИКОНАННЯ КОМПЛЕКСНОГО ЗАВДАННЯ	37
4 ІНДИВІДУАЛЬНІ ЗАВДАННЯ ДЛЯ САМОСТІЙНОЇ РОБОТИ.....	38
З а в д а н н я 1.....	
З а в д а н н я 2.....	
З а в д а н н я 3.....	
ДОДАТОК Т а б л и ц і до завдань.....	89
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	96

РОБОЧА ПРОГРАМА З РОЗДІЛУ ОПТИКА

- 1 Геометрична оптика. Закони заломлення і відбивання світла. Лінзи.
- 2 Світло в речовині. Поглинання світла. Розсіяння світла.
- 3 Світлові хвилі. Дисперсія.
- 4 Інтерференція світла в тонких плівках. Інтерференція на клині.
Кільця Ньютона. Просвітлення оптики.
- 5 Дифракція світла на щілині. Метод зон Френеля.
- 6 Дифракція на отворі і диску. Дифракційна ґратка, роздільна здатність.
Голографія.
- 7 Поляризація світла. Закони Малюса і Брюстера.
- 8 Подвійне променезаломлення. Інтерференція поляризованого світла.
- 9 Штучне подвійне променезаломлення. Модуляція світла.

1 ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

При накладанні когерентних хвиль відбувається перерозподіл світлового потоку в просторі, внаслідок чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших – мінімуми інтенсивності. Це явище називається *інтерференцією* хвиль.

Когерентними називаються хвилі з однаковими частотами й незмінною за час спостереження різницею фаз. Лише когерентні хвилі можуть інтерферувати, тобто взаємодіяти таким чином, що відбувається перерозподіл енергії у просторі (з'являються світлі й темні області).

Уведемо поняття *оптичної довжини шляху* світла, під якою розуміється добуток геометричної довжини шляху r , який пройшло світло у середовищі, й показника заломлення цього середовища $L = nr$. Величина оптичної довжини шляху L дорівнює шляхові, який пройшло світло у вакуумі за той самий час, за який у даному середовищі він проходить шлях r . *Оптичною різницею ходу* двох хвиль Δ називається різниця оптичних довжин шляхів хвиль $\Delta = L_1 - L_2$.

Розглянемо взаємодію хвиль, випромінюваних двома когерентними джерелами S_1 та S_2 (рис. 1.1). Припустимо, в певній точці P , заданій відстанями r_1 та r_2 від джерел, відбувається накладання хвиль. У точці P спостерігатиметься посилення світла (максимум), якщо різниця ходу променів є

$$\Delta = m\lambda_0, \quad (1.1)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$ – будь-яке ціле число; m – порядок інтерференції, який зазначає,

скільки довжинам хвиль дорівнює різниця ходу променів; λ_0 – довжина хвилі світла у вакуумі. Довжина хвилі світла в середовищі з показником заломлення n визначається через довжину хвилі λ_0 у вакуумі:

$$\lambda = \lambda_0 / n. \quad (1.2)$$

У точці P спостерігатиметься ослаблення світла (мінімум), якщо різниця ходу

$$\Delta = (2m + 1)\lambda_0 / 2. \quad (1.3)$$

Якщо поруч із даними двома когерентними джерелами світла S_1 та S_2 розмістити екран, то інтерференційна картина на екрані являтиме собою чергування темних та світлих смуг.

Найбільш розповсюджений спосіб отримання інтерференційної картини полягає в розподілі світла від одного джерела на два промені й наступному складанні цих променів.

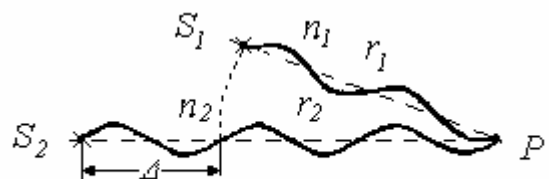


Рисунок 1.1

Інтерференція в плоскопаралельних тонких пластинках

Нехай на плоскопаралельну прозору пластинку з показником заломлення n і товщиною d під кутом i (рис. 1.2) падає плоска монохроматична хвиля (для спрощення розглянемо один промінь SA). На поверхні пластинки в точці A промінь поділиться на дві частини: частково відіб'ється від верхньої поверхні

пластинки й частково заломиться. Заломлений промінь, дійшовши до точки B , частково заломиться в повітря ($n_0 = 1$), а частково відіб'ється й попрямує до точки C . Тут він знову частково відіб'ється (цей хід променя надалі через малу інтенсивність не розглядатимемо) й заломиться, виходячи в повітря під кутом i .

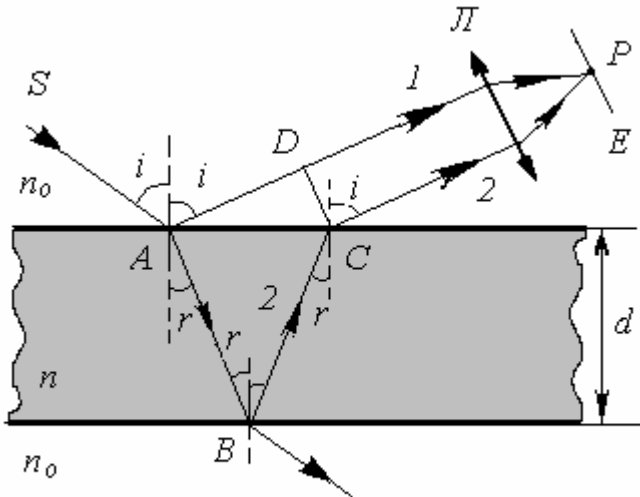


Рисунок 1.2

Промені, що вийшли із пластинки, 1 та 2, утворені внаслідок відбиття від верхньої й нижньої поверхонь пластинки, є когерентні поміж собою. Якщо на їхньому шляху поставити збиральну лінзу L , то вони зійдуться в одній з точок P фокальної площини лінзи й утворять інтерференційну картину, визначувану оптичною різницею ходу поміж інтерферуючими променями.

Оптична різниця ходу, що виникає поміж інтерферуючими променями від точки A до площини DC , має вигляд

$$\Delta = n(AB + BC) - AD \pm \lambda_0/2, \quad (1.4)$$

де показник заломлення середовища, яке оточує пластинку, прийнято $n_0 = 1$, а величина $\lambda_0/2$ зумовлена тим, що при відбиванні хвилі від оптично більш щільного середовища, аніж те середовище, в якому поширюється падаюча хвиля, фаза коливань змінюється на π , що є еквівалентне до зміни довжини шляху на $\lambda_0/2$, тобто відбувається втрата півхвилі. Величина $\pm \lambda_0/2$ являє собою додаткову різницю ходу, що виникає при відбиванні хвилі від межі розподілу оптично більш щільного середовища.

Якщо $n > n_0$, то втрата півхвилі відбуватиметься в точці A й вищезгадана величина матиме знак мінус; якщо ж $n < n_0$, то втрата півхвилі відбуватиметься в точці B і $\lambda_0/2$ матиме знак плюс. Згідно з рис. 1.2

$$AB = DC = \frac{d}{\cos r}; \quad AD = AC \cdot \sin i = 2d \cdot \tan r \cdot \sin i.$$

З урахуванням для даного випадку закону Снелліуса $\sin i = n \cdot \sin r$, дістаємо

$$\Delta = 2dn \cdot \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

З урахуванням утрати півхвилі для оптичної різниці ходу, дістаємо:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (1.5)$$

У точці P буде максимум, якщо

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2 = m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.6)$$

і мінімум, якщо

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2 = (2m + 1)\lambda_0/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.7)$$

Отже, внаслідок накладання когерентних хвиль виникає система світлих та темних інтерференційних смуг.

Розглянемо тепер інтерференцію світла, яке *проходить* через прозору плоскопаралельну пластинку. Нехай на плоскопаралельну прозору пластинку з показником заломлення n та товщиною d під кутом i (рис. 1.3) падає плоска монохроматична хвиля (для простоти, як і раніш, розглянемо один промінь SA).

При потраплянні на пластинку в точці A хвиля заломлюється (промінь AB) і проходить через пластинку. У точці B частина хвилі заломлюється й виходить у повітря (промінь 1), а частина хвилі (промінь 2) у точці B відбивається і двічі проходить пластинку, відбившись при цьому в точці C . Заломлений промінь 2 у точці D виходить у повітря і йде паралельно до променя 1. Промені 1 та 2 є когерентні. Тому після їхнього перетину в головному фокусі лінзи, поставленої на їхньому шляху, вони інтерферують. Результат інтерференції залежить від оптичної різниці ходу променів 1 та 2.

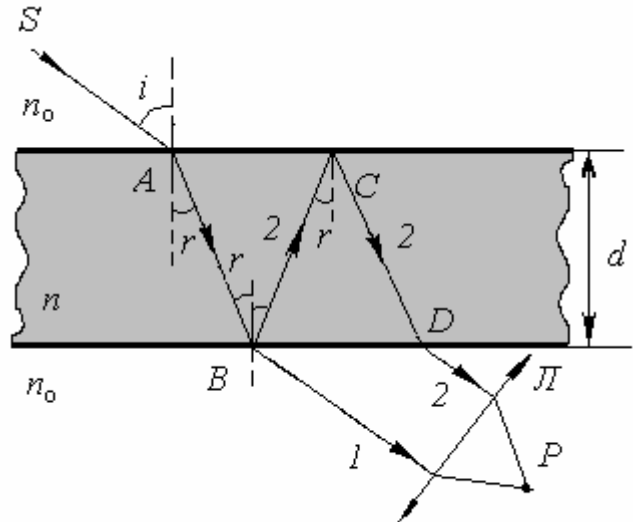


Рисунок 1.3

Відбивання світлової хвилі 2 відбувається в точках B та C від середовища, оптично менш щільного (повітря, показник заломлення якого $n_0 = 1$), аніж те середовище, в якому йде падаюча хвиля (скляна пластинка, показник заломлення якої $n = 1,5$). У цьому разі додаткової різниці ходу в променів 1 та 2 не виникає, тому що фаза коливань світлової хвилі 2 при відбиванні в точках B та C не змінюється на π рад.

Якщо скляна пластинка знаходиться в середовищі, показник заломлення якого $n_0 > n$, то в цьому разі фаза світлової хвилі 2 при відбиванні в точці B змінюється на π рад і так само на π рад змінюється фаза коливань цієї хвилі, відбитої в точці C . Отже, результат інтерференції променів 1 та 2 при перетинанні у фокусі лінзи (у точці P) буде такий самий, немовби жодної зміни фази коливань у другого променя не було. Тому в цьому разі додаткової різниці ходу світлових променів 1 та 2 не виникає.

Оптична різниця ходу цих променів, якщо пластинка перебуває в повітрі,

$$\Delta = 2dn \cdot \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (1.8)$$

У точці P спостерігатиметься *максимум*, якщо

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m \lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.9)$$

і *мінімум*, – якщо

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2m + 1) \lambda_0 / 2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.10)$$

Як впливає зі співвідношень (1.9) та (1.10), для виникнення інтерференційних смуг необхідно, щоби або товщина пластинки d , або кут падіння i для різних точок поверхні змінювалися. Відповідно розрізняють *інтерференційні смуги рівного нахилу й рівної товщини*.

Смуги *рівного нахилу* спостерігаються в тих випадках, коли на тонку плоскопаралельну пластинку падає під різними кутами пучок світла, що розбігається чи збігається. Умови інтерференції є однакові для всіх променів, що падають на поверхню пластинки й відбиваються від неї під одним і тим самим кутом.

Смуги *рівної товщини* спостерігаються при відбиванні паралельного пучка світлових променів від тонкої прозорої пластинки, товщина якої неоднакова в різних місцях. Умови максимуму інтерференції є однакові в точках, що відповідають однаковим значенням товщини.

Приклад 1.1

Тонка плівка з показником заломлення $n = 1,4$ нанесена на скляну пластинку з показником заломлення $n_{\text{скл}} = 1,6$. Плівка освітлюється паралельним пучком монохроматичного світла, довжина хвилі якого 440 нм . Кут падіння променів 60° . Визначити, за якої мінімальної товщини плівки в наслідок інтерференції відбудеться максимальне посилення відбитого світла.

Дано:

відбите світло,

тах

$$n = 1,4$$

$$n_{\text{скл}} = 1,6$$

$$n_{\text{е}} = 1$$

$$\lambda = 440 \text{ нм} = 4,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

Аналіз та розв'язок

Визначити d_{min}

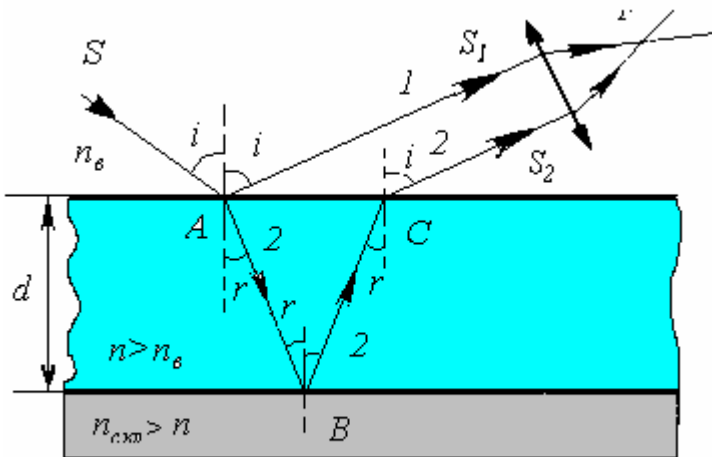


Рисунок 1.4

Виокремимо із світлової хвилі, що падає на плівку, вузький пучок (рис. 1.4) монохроматичного світла – промінь SA. При потраплянні на плівку в точці A частина хвилі відбивається (промінь S_1), а заломлена частина хвилі двічі проходить плівку товщиною d , відбиваючись при цьому в точці B від скляної пластинки. Промінь, заломлений у точці C, виходить у повітря і йде паралельно до променя S_1 (промінь S_2). Промені S_1 та S_2 є когерентні. Тому після їхнього

перетину в головному фокусі лінзи, поставленої на їхньому шляху, вони інтерферують. Результат інтерференції залежить від оптичної різниці ходу

променів. Різниця ходу виникає за рахунок проходження променем 2 плівки. Окрім того, слід врахувати умови відбивання променів S_1 у точці A та S_2 у точці B . Показник заломлення речовини плівки є більше, ніж показник заломлення повітря, в якому йде падаючий промінь SA , а показник заломлення скляної пластинки, своєю чергою є більше за n плівки, то в обох випадках відбивання й хвиля 1 й хвиля 2 змінюють свою фазу при відбиванні від оптично більш щільного середовища на π рад. Тому потрапляють вони на лінзу в однакових фазах, і результат їхньої інтерференції буде такий самий, начебто зміни фази коливань ані у 1-го, ані у 2-го променів не було.

Як відомо, оптична різниця ходу променів при інтерференції на тонких плівках є:

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}, \quad (1)$$

де d – товщина плівки, n – показник заломлення плівки, i – кут падіння світлової хвилі на плівку.

Умова максимального посилення світла за інтерференцією полягає в тому, що оптична різниця ходу хвиль повинна дорівнювати парній кількості довжин півхвиль, тобто

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

де $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок максимуму, λ – довжина хвилі падаючого світла. Остаточна умова максимуму інтерференції у даному випадку приймає вигляд

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda, \quad (3)$$

звідки

$$d = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (4)$$

Як видно з (4), товщина d для даної плівки може набирати різних значень в залежності від m . Мінімальна товщина плівки буде за мінімального m , отже, $m = 1$. Тоді (4) матиме вигляд

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}. \quad (5)$$

Виконаємо розрахунок для $i = 60^\circ$:

$$d_{\min} = \frac{4,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{2\sqrt{n^2 - \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^2}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

Відповідь: мінімальна товщина плівки $d = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 0,2 \text{ мкм}$.

Приклад 1.2

На скляний клин нормально до його грані падає монохроматичне світло з довжиною хвилі $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$. В інтерференційній картині, яка виникла при

цьому, на відрізку довжиною $l = 1$ см спостерігається 10 смуг. Визначити заломлюючий кут клину.

Дано:

відбите світло,

темні смуги - m in

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

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

$N = 10$

Аналіз та розв'язок

----- Визначити α

Паралельний пучок світла, який падає нормально до грані клина, відбивається як від верхньої, так і від нижньої грані. Ці пучки є когерентні, і

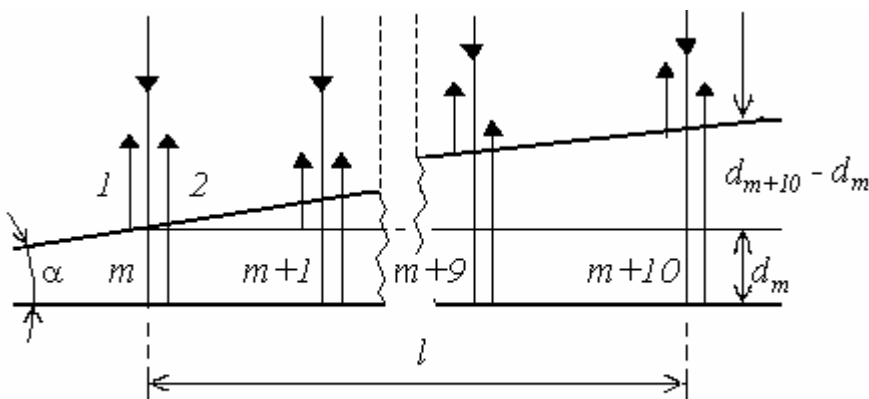


Рисунок 1.5

тому спостерігається стійка картина інтерференції. Інтерференційні смуги спостерігаються при малих кутах клина, тому відбиті пучки світла 1 та 2 (рис. 1.5) будуть практично паралельні.

Темні смуги, видні на тих ділянках клина, для яких різниця ходу є кратна непарній кіль-

кості довжин півхвиль:

$$\Delta = (2m + 1) \lambda / 2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1)$$

Різниця ходу Δ двох хвиль складається з різниці оптичних довжин шляхів цих хвиль ($2dn \cdot \cos r$) й половини довжини хвилі ($\lambda/2$). Величина $\lambda/2$ являє собою додаткову різницю ходу, що виникає при відбиванні від оптично більш щільного середовища. Підставляючи у формулу (1) значення різниці ходу Δ , дістаємо

$$2d_m n \cdot \cos r + \lambda/2 = (2m + 1)\lambda/2. \quad (2)$$

де n – коефіцієнт заломлення скла ($n_{\text{скл}} = 1,5$); d_m – товщина клина в тому місці, де спостерігається темна смуга, що відповідає номеру m ; r – кут заломлення.

Відповідно до умови, кут падіння дорівнює нулю, отже, й кут заломлення r дорівнює нулю, а $\cos r = 1$. Розкривши дужки в правій частині рівняння (2), після спрощення дістанемо

$$2d_m n = m \lambda. \quad (3)$$

Нехай довільній темній смузі m -го номера відповідає товщина d_m клина, а темній смузі $(m+10)$ -го номера – товщина d_{m+10} клина. Тоді (див. рис. 1.5), враховуючи, що 10 смуг укладається на відстані l , знайдемо

$$\sin \alpha = (d_{m+10} - d_m)/l. \quad (4)$$

Виразимо зі співвідношення (3) d_m та d_{m+10} й підставимо їх у формулу (4). Ураховуючи, що $\sin \alpha \approx \alpha$ (через малість кута α), дістанемо

$$\alpha = \frac{(m+10)\lambda - m\lambda}{2nl} = \frac{5\lambda}{nl}.$$

Зробимо перевірку одиниць вимірювання:

$$[\alpha] = 1\text{м}/1\text{м} = 1.$$

Підставивши значення фізичних величин, знайдемо

$$\alpha = \frac{5 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}{1,5 \cdot 10^{-2}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ рад}.$$

Подамо α у секундах. Для цього можна скористатися співвідношенням поміж радіаном і секундою:

$$1 \text{ рад} = 206265 \text{ с} \approx 2,06 \cdot 10^5 \text{ с}.$$

Тоді

$$\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2,06 \cdot 10^5 \text{ с} = 41,2 \text{ с}.$$

Відповідь: $\alpha = 41,2 \text{ с}$.

Кільця Ньютона

Інтерференційні смуги, що мають форму кілець і називаються *кільцями Ньютона*, являють класичний приклад смуг рівної товщини. Вони спостерігаються при інтерференції світла в тонкому повітряному зазорі між плоскою скляною пластинкою і притиснутою до неї плоско-опуклою лінзою (рис. 1.6). Центри кілець Ньютона збігаються з точкою O_1 зіткнення лінзи з пластинкою.

Хід променів при спостережанні у *світлі, яке проходить*, та у *відбитому світлі* подано на рис. 1.6. В обох випадках різниця ходу

містить у собі подвійне проходження одним із променів зазору поміж лінзою й пластинкою. У разі спостереження у *відбитому світлі* в 1 промені виникає додаткова різниця ходу в половину довжини хвилі внаслідок відбивання від оптично більш щільної пластинки. Тому в місці, де у відбитому світлі буде спостерігатися максимум, у світлі, що проходить, буде мінімум, і навпаки.

Розглянемо докладніше утворення кілець Ньютона у *відбитому світлі*.

Нехай паралельний пучок світла падає нормально на плоску поверхню лінзи і частково відбивається від верхньої й нижньої поверхонь повітряного

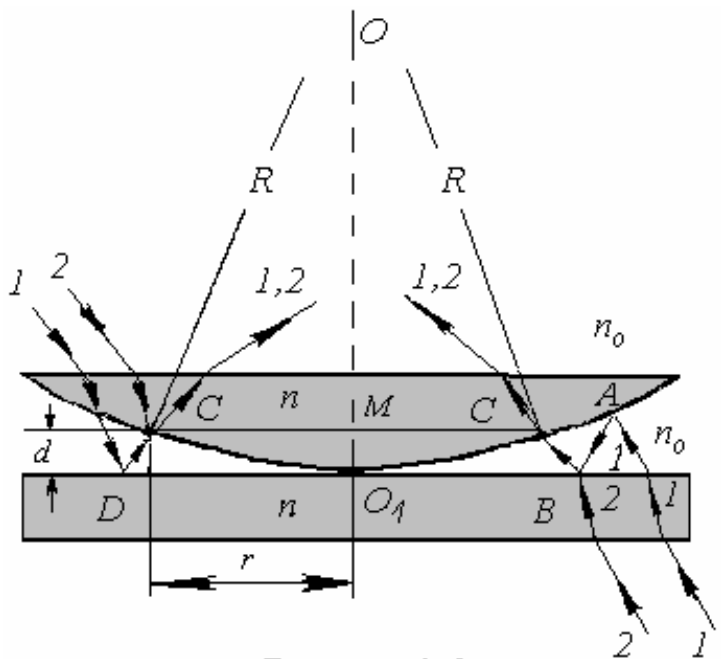


Рисунок 1.6

зазору поміж лінзою й пластинкою. При накладанні відбитих променів 1 і 2 у точці C виникають смуги рівної товщини, які при нормальному падінні світла мають вигляд концентричних кіл.

У відбитому світлі оптична різниця ходу променів 1 і 2 з урахуванням утрати півхвилі при відбиванні променя 1 (у точці D) від оптично більш щільного середовища і за умови, що $i = 0$,

$$\Delta = 2d + \lambda_0/2, \quad (1.11)$$

де d – ширина зазору. З трикутника MCO випливає, що $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, де R – радіус кривизни лінзи, r – радіус кривизни кола, для усіх точок, яким відповідає однаковий зазор d . Ураховуючи, що d є мале, дістанемо $d = r^2/2R$. Отже,

$$\Delta = r^2/R + \lambda_0/2. \quad (1.12)$$

Дорівнюючи (1.12) до умов максимуму (1.1) й мінімуму (1.3), дістанемо вирази для радіуса m -го світлого кільця

$$r_m = \sqrt{(m - \frac{1}{2})\lambda_0 R} \quad (m = 1, 2, 3, \dots) \quad (1.13)$$

та радіуса m -го темного кільця

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R} \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.14)$$

Спостерігаючи кільця Ньютона у світлі, яке проходить, промінь 1, двічі зазнаючи відбивання (у точці A та в точці B) від середовища, оптично більш щільного, двічі змінює фазу на π рад. При додаванні хвиль у точці C фаза променів 1 і 2 знову стає однакою й додаткової різниці ходу не виникає. Тому у світлі, що проходить, радіуси світлих кілець визначаються за формулою (1.14), а радіуси темних кілець – за формулою (1.13).

Приклад 1.3

В установці для спостереження кілець Ньютона простір між лінзою й пластинкою заповнено рідиною з показником заломлення $n_p = 1,47$. Показник заломлення лінзи й пластинки дорівнює $n_l = n_{pl} = 1,8$. Довжина хвилі падаючого світла 490 нм, радіус першого темного кільця $0,7$ мм. Спостереження ведеться в у світлі, що проходить. Визначити радіус кривизни поверхні лінзи.

Дано:

Аналіз та розв'язок

світло, що проходить, темне кільце – m ін

$$n_g = 1$$

$$n_p = 1,47$$

$$n_l = n_{pl} = 1,8$$

$$\lambda = 490 \text{ нм} = 4,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 1$$

$$r_{т,1} = 0,7 \text{ мм} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м}$$

Визначити: R

Кільця Ньютона спостерігаються (рис. 1.7) за інтерференції світла у вузькому зазорі поміж скляною пластинкою й лінзою. Зазор, заповнений рідиною, що є середовищем, оптично менш щільним, аніж речовина лінзи й пластинки, тому що n_p менше, аніж $n_l = n_{пл}$. Промені S_1 та S_2 із потоку падаючого на установку світла, є когерентні. Різниця їхнього ходу виникає при проходженні променями зазору. До зустрічі в точці B промінь 1 двічі проходить зазор, а, розпочинаючи з точки B й до виходу з лінзи, промені йдуть разом, накладаючись один на одного.

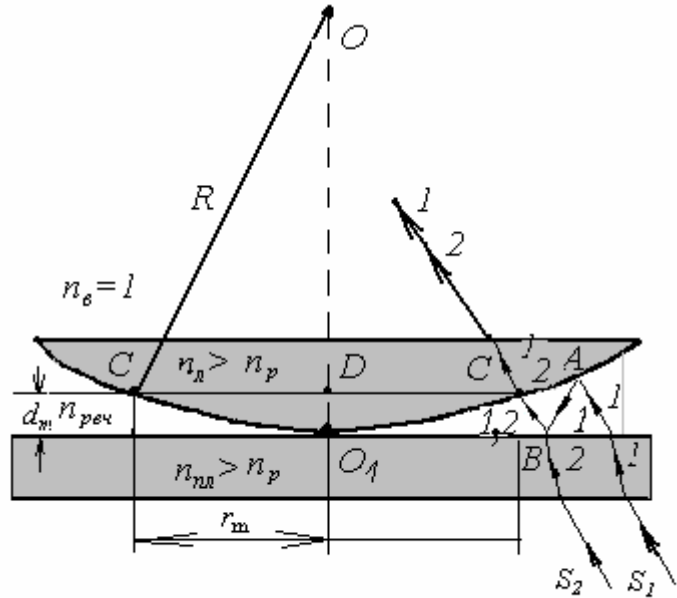


Рисунок 1.7

Зазнаючи двічі відбивання (у точці A та в точці B) від середовища оптично більш щільного, промінь 1 двічі змінює фазу коливань на π рад. Тому при додаванні хвиль у точці B фаза променів 1 та 2 знову стає однакою й додаткової різниці ходу не виникає. Оптична різниця ходу хвиль буде складатися тільки з різниці оптичних довжин шляхів променів. Оскільки зазор є надто малий (тим більш в районі перших кілець), то поверхні лінзи й пластинки є майже паралельні, тому оптична різниця ходу цих двох променів Δ дорівнює

$$\Delta = 2dn_p. \quad (1)$$

Оскільки в умові задачі задано радіус темного кільця, то, отже, за цих умов оптична різниця ходу повинна дорівнювати непарній кількості довжин півхвиль. Тому остаточно умова утворення темних кілець (умова мінімуму інтерференції) має вигляд

$$2d_m n_p = (2m - 1)\lambda/2, \quad (2)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок мінімуму (номер кільця); λ – довжина хвилі світла, що падає; d_m – товщина зазору в місці утворення темного кільця m -го порядку, n_p – показник заломлення речовини зазору.

Виведемо формулу, яка пов'язує d_m із радіусами кільця r_m і лінзою R .

Розглянемо прямокутний трикутник OCD . Гіпотенуза $OC = OO_1 = R$. Оскільки центри концентричних кілець збігаються з точкою O_1 – дотику лінзи й пластинки, то катет $CD = r_m$, а катет $OD = OO_1 - DO_1 = R - d_m$. Тоді, за теоремою Піфагора, $OC^2 = CD^2 + OD^2$, $R^2 = r_m^2 + (R - d_m)^2$,

$$R^2 = r_m^2 + R^2 - 2Rd_m + d_m^2. \quad (3)$$

Перетворимо (3) з урахуванням того, що $R \gg d_m$, d_m^2 можна знехтувати в порівнянні з іншими величинами: $r_m^2 = 2Rd_m$, звідки

$$d_m = r_m^2 / 2R. \quad (4)$$

Підставимо (4) у рівняння (2): $2n_p r_m^2 / 2R = (2m - 1)\lambda/2$, звідки

$$R = \frac{2r_m^2 \cdot n_p}{(2m - 1)\lambda}. \quad (5)$$

Зробимо перевірку одиниць виміру:

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

Обчислимо R , вважаючи для темного кільця 1-го порядку $m = 1$:

$$R = \frac{2(7 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 1,47}{1 \cdot 4,9 \cdot 10^{-7}} = 2,94.$$

Відповідь: Радіус кривизни лінзи в установці $R = 2,94\text{ м}$.

2 ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

Дифракцією світла називається огинання світлом непрозорих перешкод, потрапляння світла в область геометричної тіні, тобто відхилення світла від прямолінійного поширення в ізотропному середовищі.

Пояснення цьому явищу можна надати на підставі *принципу Гюйгенса-Френеля*.

Фронтом хвилі називають поверхню, якої дісталися коливання даного моменту часу. Ця поверхня розділяє ту частину простору, у якій прямують коливання, від тієї частини, де коливання ще не розпочалися. Усі точки фронту хвилі коливаються в одній фазі.

Променем називається лінія, уздовж якої прямують коливання. В ізотропному середовищі промінь є перпендикулярний до фронту хвилі.

Виходячи з даних дослідів, Гюйгенс сформулював такий принцип: *кожна точка фронту хвилі є самостійним джерелом вторинних сферичних хвиль*. Положення фронту хвилі будь-якого наступного моменту часу відшукується шляхом побудови поверхні, котра огинає ці вторинні хвилі. Така побудова показує, що загинання світла в область геометричної тіні має існувати.

На рис. 2.1: BB_1 – положення фронту плоскої світлової хвилі в певний момент часу; AA_1 – отвір у непрозорому екрані; CC_1 – положення фронту хвилі після проходження отвору.

Однак принцип Гюйгенса не надає можливості визначити амплітуду коливання в різних точках простору.

Френель доповнив принцип Гюйгенса ідеєю інтерференціювання вторинних хвиль: *у кожній точці простору відбувається інтерференція вторинних хвиль, котрі надійшли від усіх точок фронту хвилі*. Амплітуда результуючого коливання визначається як геометрична сума амплітуд коливань, котрі надійшли від кожної точки фронту хвилі в дану точку простору. У загальному випадку ця задача є складна. Френель запропонував метод оцінювання інтенсивності світла в різних точках простору для деяких найпростіших випадків (які мають симетрію). Цей метод полягає в побудові спеціальних уявних зон на фронті хвилі. Подібні зони дістали назву *зон Френеля*.

Побудуємо фронт сферичної хвилі, яка перебуває на відстані r від точкового джерела S (рис. 2.2) і на відстані r від точки спостереження P .

За принципом Гюйгенса, кожна точка фронту хвилі є джерелом вторинних хвиль, тобто сферична поверхня є немовби поверхнею, яка світиться, тобто у

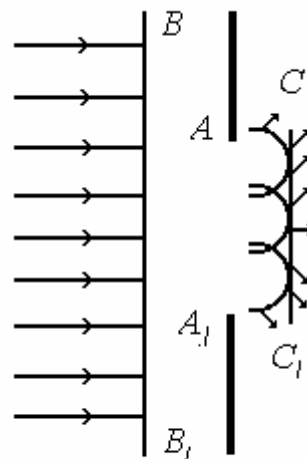


Рисунок 2.1

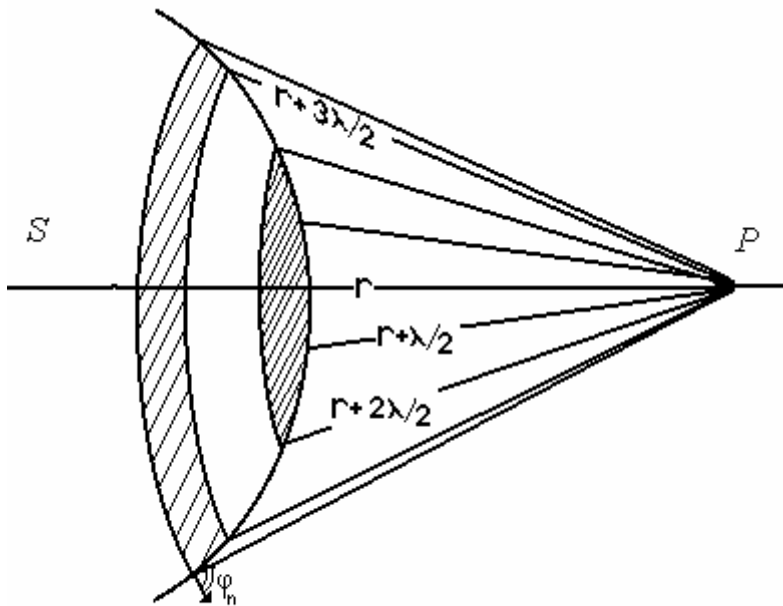


Рисунок 2.2

точку спостереження P надійдуть коливання від усіх точок фронту хвилі, де й відбувається їхня інтерференція.

Для побудови першої зони Френеля треба відрізком прямої $r + \lambda/2$ (λ – довжина хвилі) описати конічну поверхню з вершиною в точці спостереження P .

Ця конічна поверхня виріже на фронті сегмент, що є першою зоною Френеля.

Для побудови другої зони треба відрізком, дорівнюваним $r + 2\lambda/2$, знову описати конічну поверхню з вершиною

в точці P . Ця поверхня виріже другу зону Френеля, яка являє собою сферичний пояс. Відстань від точки спостереження P до третьої зони дорівнює $r + 3\lambda/2$, вочевидь, що до m -тої зони – $r + m\lambda/2$. Площі сусідніх зон будуть надто близькі одна до одної, якщо $r \gg \lambda$. Амплітуда коливань, які надійшли в точку P , залежить від площі зони, від її відстані до точки P й від кута φ поміж нормаллю до фронту хвилі і напрямком на точку P . Чим більше є номер зони, тим більше є кут φ й тим далі перебуває зона від точки спостереження, отже, тим менше є амплітуда коливань, які надійшли від цієї зони до точки P .

$$A_1 > A_2 > \dots > A_m.$$

Різниця ходу хвиль, котрі йдуть від двох сусідніх зон, дорівнює $\lambda/2$, за побудовою, тому ці хвилі, інтерферуючи в точці P , послаблюють одна одну.

Дифракція світла спостерігається, коли частина зон на фронті хвилі закрыта непрозорою перешкодою.

Розглянемо низку прикладів.

Дифракція світла на круглому отворі

Нехай на рис. 2.3 AA_1 – круглий отвір у діафрагмі D . Дифракційна картина розглядається на екрані E . Сферична хвиля від джерела S доходить до діафрагми, – і тут частина фронту стає закритою. Розглянемо, який вплив справляє відкрита частина фронту на точку P , котра лежить на осі симетрії отвору (центр дифракційної картини). Від кожної точки відкритої частини хвильового фронту в точку P надходять коливання. Результат інтерференції цих коливань залежить від того, скільки зон Френеля залишилося відкритими в отворі. Якщо число відкритих зон є парне, то хвилі від сусідніх зон попарно послаблюють одна одну. У цьому разі в точці P виникне темна пляма.

У точках, розташованих на екрані поблизу точки P , співвідношення фаз коливань, які складаються, спричинюваних вторинними хвилями, буде іншим, тому амплітуда сумарного коливання вже не буде мінімальною. У цих точках буде світліше, аніж в точці P . У деякій точці P_1 співвідношення фаз коливань, які складаються, буде таке, що

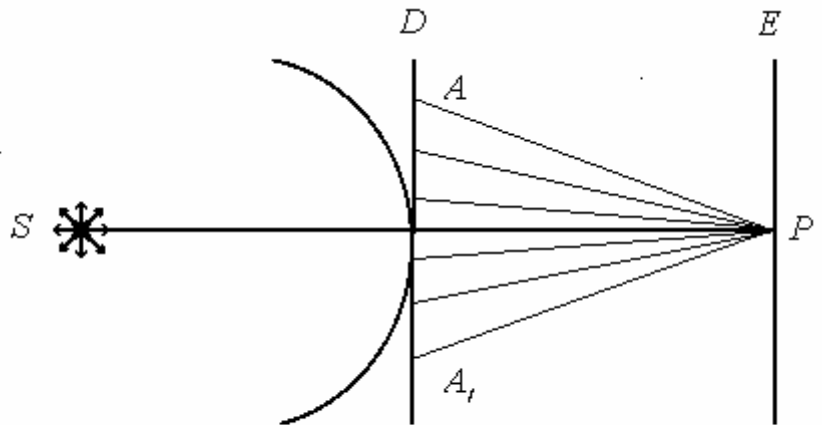


Рисунок 2.3

сумарна амплітуда стає максимальною. Освітленість у цій точці буде максимальною. Вочевидь, така сама освітленість буде у всіх точках, рівно віддалених від точки P , тому що вони однаково розташовані щодо фронту хвилі, замкненого в отворі. Отже, світла смуга буде мати форму кола з центром у точці P . Далі будуть чергуватися темні й світлі кільця (рис. 2.4,а).

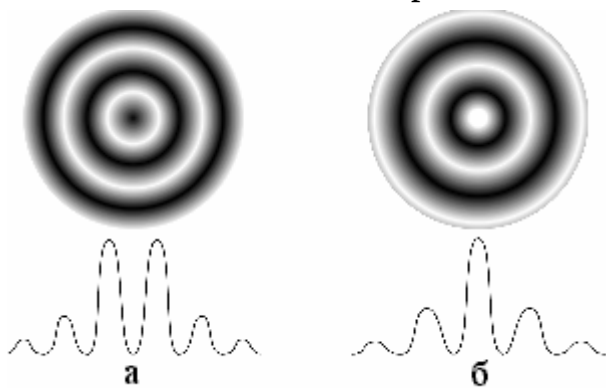


Рисунок 2.4

Якщо кількість зон Френеля, що вкладаються в отворі, є непарне, то центр дифракційної картини P буде світлим, а навколо нього розташовуватимуться концентричні темні й світлі кільця (рис. 2.4,б).

На рис. 2.4,а та 2.4,б зображено також графіки розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині. Якщо світло поширюється у вигляді пучка паралельних променів, то фронт хвилі буде плоский. На плоскому фронті зони Френеля будуються так само, як і на сферичному.

Приклад 2.1

Паралельний пучок світла з довжиною хвилі $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ падає нормально на діафрагму з круглим отвором, діаметр якого можна змінювати. За діафрагмою на відстані $r = 1 \text{ м}$ від неї розміщено екран, на якому спостерігається дифракційна картина. Визначити:

- 1 Яким буде центр дифракційної картини, якщо діаметр отвору зробити $D_1 = 4 \text{ мм}$?
- 2 За якого найменшого значення діаметра $D_{\min}$ отвору центр дифракційної картини буде темним за тієї самої відстані $r = 1 \text{ м}$?
- 3 На яку найменшу відстань від початкового положення ($r = 1 \text{ м}$) треба пересунути екран ближче до отвору, щоб й центр дифракційної картини став світлим за значення діаметра, від знайденого в пункті 2?

Дано:

$$\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$r = 1 \text{ м}$$

$$D = 4 \text{ мм} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$$

Визначити:

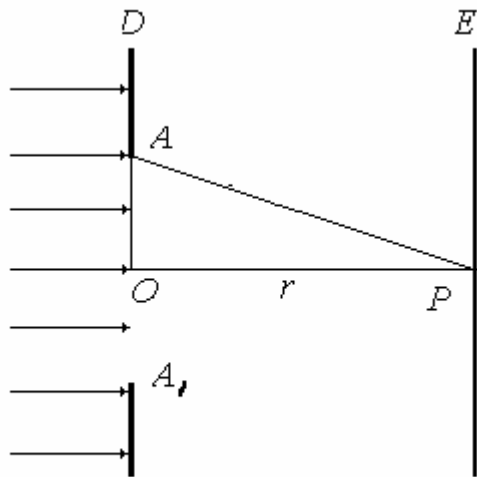
1) m ; 2) $D_{\min}$; 3) Δr .

Рисунок 2.5

На рис. 2.5 AA_1 – діаметр отвору. Оскільки ліворуч від отвору промені є паралельні поміж собою, то фронт хвилі є плоский. При проходженні щілини він збігається із площиною отвору. Кожна точка відкритої частини фронту хвилі є джерелом вторинних сферичних хвиль. Ці хвилі прийдуть у точку P , де й відбудеться їхня інтерференція.

1 Щоб й визначити, яким буде центр дифракційної картини, слід визначити, скільки зон Френеля вкладається на відкритій частині фронту хвилі, тобто в отворі. Припустімо, що в отворі укладається m зон. Тоді від точки P до

краю m -тої зони, а отже, до краю отвору, має бути $r + m\lambda/2$.

З трикутника AOP випливає:

$$\begin{aligned} AP^2 &= AO^2 + OP^2; \\ (r + m\lambda/2)^2 &= (D_1/2)^2 + r^2; \\ r^2 + rm\lambda + m^2\lambda^2/4 &= D_1^2/4 + r^2. \end{aligned}$$

Доданком $m^2\lambda^2/4$ можна знехтувати, тому що він є надто малий у порівнянні з іншими доданками. Отже:

$$Rm\lambda = D_1^2/4, \quad (1)$$

звідки

$$m = D_1^2/(4\lambda r). \quad (2)$$

З формули (2) видно, що кількість зон Френеля, які укладаються в отворі, залежить не лише від діаметра, але й від відстані від отвору до точки спостереження й від довжини хвилі.

Обчислимо m :

$$m = (4 \cdot 10^{-3})^2 / (4 \cdot 1 \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}) = 8.$$

Оскільки число зон Френеля, які укладаються в отворі, є парне, то центр дифракційної картини є темний.

2 Найменший отвір, за якого центр дифракційної картини буде темний, повинен уміщати найменше парне число зон Френеля, тобто дві зони. З формули (1) визначимо відповідний діаметр отвору

$$D = 2(r m \lambda)^{1/2}, \quad (3)$$

де $m = 2$; $D = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$;

$$D_{\min} = 2 \sqrt{2 \cdot 1 \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 2 \text{ мм}.$$

З 3 формули (2) видно, що за зменшення відстані r (за незмінних D та λ) число зон Френеля, котрі містяться в даному отворі, збільшується. Якщо для точки спостереження, яка перебуває на екрані на відстані 1 м від отвору, у цьому отворі укладаються дві зони, то при наближенні екрана число зон в отворі перевищуватиме дві. Оскільки центр картини має стати світлим, то тепер число зон Френеля має стати непарною. Найближча до двох непарна кількість є три. З формули (1) віднаходимо відстань r_1 від екрана до отвору, за якої в отворі укладається три зони Френеля:

$$r_1 = \frac{D^2}{4m\lambda}, \quad (4)$$

де $m = 3$; $D = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$;

$$r_1 = \frac{4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2}{4 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = \frac{2}{3} \text{ м} \approx 0,67 \text{ м}.$$

Шукана величина $\Delta r = r - r_1$.

$$\Delta r = 1 \text{ м} - 0,67 \text{ м} = 0,33 \text{ м}.$$

Отже, екран слід пересунути на $0,33 \text{ м}$ ближче до отвору, щоб й центр дифракційної картини став світлим. Якщо екран продовжувати наближати до отвору, то центр дифракційної картини буде то світлим, то темним.

Дифракція від однієї щілини

Щілина являє собою прямокутний отвір, в якого довжина є набагато разів більше за його ширину. Розглянемо випадок, коли на щілину падає нормально пучок паралельних променів. Фронт хвилі в такого є пучка плоский. Практичний інтерес становить середня частина дифракційної картини, де не справляє впливу дифракція від коротких сторін (торців) щілини, тому що відстань між ними є велика. Дифракційна картина тут цілковито зумовлена впливом довгих сторін щілини. Тому для побудови зон Френеля для даної точки спостереження вздовж щілини проводять лінії в такий спосіб, щоб й найкоротші відстані від сусідніх ліній до точки спостереження відрізнялись на $\lambda/2$. Отже, зони Френеля являють собою смуги, проведені на фронті хвилі уздовж щілини. Дифракційна картина, що утворюється на екрані від щілини, являє собою чергування темних і світлих смуг, паралельних до щілини. У центрі смуга може бути як темною, так і світлою, у залежності від числа зон Френеля, котрі укладаються в щілині.

Якщо поміж щілиною та екраном на шляху дифрагуючих променів розмістити збірну лінзу, то дифракційна картина також буде являти чергування світлих і темних смуг, паралельних до щілини. Але в цьому разі центральна смуга завжди буде світлою.

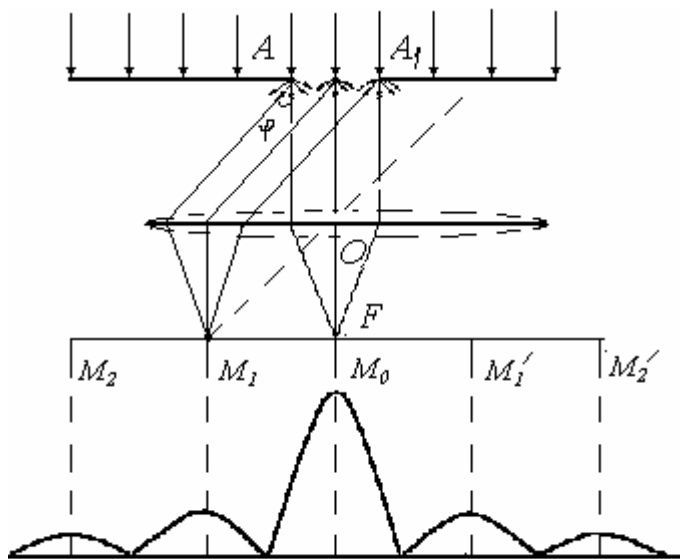


Рисунок 2.6

довжина шляху цих променів є однакова, вочевидь, різниця ходу кожної пари променів дорівнює нулю. Ці промені, потрапивши у фокус лінзи, підсилюють один одного, – і в точці F утворюється максимум інтерференції, так званий нульовий максимум.

Щоб знайти на фокальній площині точку, в якій зберуться промені, дифраговані під кутом φ , треба через оптичний центр O лінзи провести пряму (побічну оптичну вісь), паралельну даним променям. У точці M_1 , де побічна вісь перетинається з фокальною площиною, зберуться промені даного напрямку. Щоби визначити, що спостерігатиметься в цій точці, мінімум чи максимум інтерференції, слід розбити фронт хвилі, який проходить через щілину, на зони Френеля. Для цього з точки A опустимо перпендикуляр на промінь, який слідує від протилежної точки щілини A_1 (рис. 2.7).

Поділимо відрізок A_1B (різниця ходу крайніх променів) на відрізки, дорівнювані $\lambda/2$, потім через здобуті точки проводимо відрізки, паралельні до AB , до перетинання з фронтом хвилі на щілині.

Оптичні довжини шляхів паралельних променів, виміряні від лінії AB , перпендикулярної до променів, до точки зустрічі променів на фокальній площині,

Нехай світло падає паралельним пучком променів, перпендикулярних до площини щілини (рис. 2.6). Фронт у такої хвилі є плоский, і в момент проходження збігається з площиною щілини. AA_1 – ширина щілини, її довжина перпендикулярна до площини креслення. За принципом Гюйгенса, від кожної точки щілини промені йдуть вусібіч. Лінза збирає паралельні промені в одну точку на фокальній площині. Промені, що слідує після щілини паралельно головній оптичній вісі лінзи, збираються в головному фокусі лінзи F . Оптична

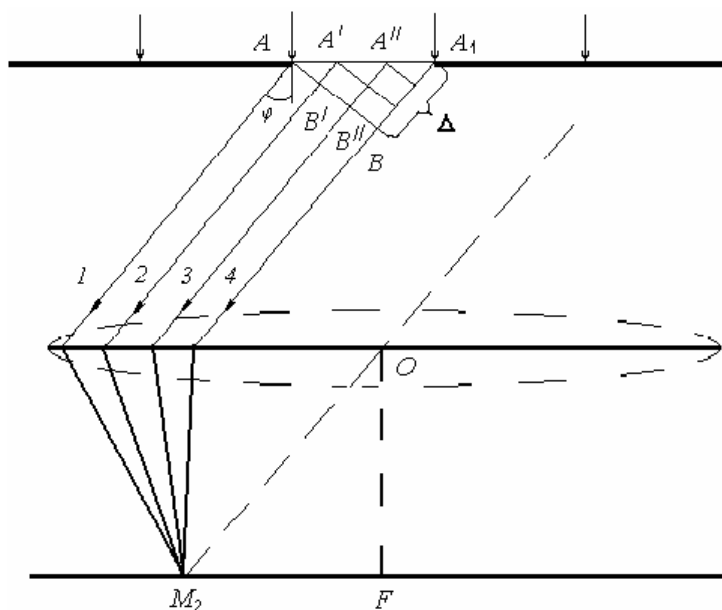


Рисунок 2.7

є однакові для всіх паралельних променів (властивість сферичної лінзи). На фронті AA_1 коливання в усіх точках відбуваються в однакових фазах. Отже, оптична різниця ходу будь-якої пари паралельних променів дорівнює різниці відрізків, котрі лежать поміж фронтом хвилі AA_1 та перпендикуляром AB . На рис. 2.7 різниця ходу поміж променями 1 та 2 є відрізок AB' . За побудовою, він дорівнює $\lambda/2$. Отже, AA' – ширина 1-ої зони Френеля. Різниця ходу $A'B''$ поміж променями 1 та 3 дорівнює $2\lambda/2$, тому $A'A''$ – ширина другої зони Френеля й т. д. Число, котре зазначає, скільки разів $\lambda/2$ укладається у відрізок A_1B , відповідному різниці ходу крайніх променів, дорівнює кількості зон Френеля, котрі укладаються в щілині. Різницю ходу Δ крайніх променів можна визначити з трикутника AA_1B :

$$\Delta = AA_1 \cdot \sin \varphi,$$

де $AA_1 = a$ – ширина щілини.

Якщо кількість зон, що укладаються в щілині, є парна, то в розглянутій точці фокальної площини спостерігається мінімум освітленості, якщо непарна то спостерігається максимум:

$a \cdot \sin \varphi = 2m \cdot \lambda/2$ – умова мінімуму, $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер мінімуму;

$a \cdot \sin \varphi = (2m - 1) \cdot \lambda/2$ – умова максимуму, $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер максимуму.

Для променів, котрі потрапляють у головний фокус, різниця ходу дорівнює нулю. Тут утворюється нульовий максимум. Інтенсивність цього максимуму є найбільша. Далі розташовано мінімуми й максимуми, інтенсивність яких зменшується з віддаленням від центра картини. Графік розподілу інтенсивності світла зображено у нижній частині рис. 2.6.

Приклад 2.2

На щілину шириною $0,06$ мм падає нормально паралельний пучок світла з довжиною хвилі $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м. Визначити ширину зображення щілини, дістаного на екрані, яке лежить у фокальній площині лінзи з фокусною відстанню 30 см. За ширину зображення вважати відстань поміж першими мінімумами, розташованими по обидва боки від нульового максимуму освітленості.

Дано:

$$a = 0,06 \text{ мм} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

$$F = OB = 30 \text{ см} = 0,3 \text{ м}$$

$$\lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 1$$

Аналіз та розв'язок

Визначити: $h = CC_1$

Щоби визначити ширину зображення щілини, треба віднайти відстань поміж мінімумами першого порядку. На рис 2.8: $h = 2BC$, $BC = OB \cdot \tan \varphi = F \cdot \tan \varphi$. У точці C розташовано перший мінімум. Щоби віднайти, які промені утворюють цей мінімум, треба точку C з'єднати з оптичним центром лінзи O .

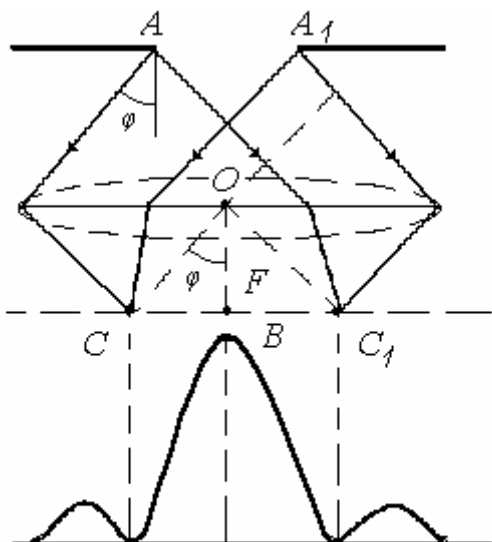


Рисунок 2.8

Промені, паралельні побічній осі ОС, зберуться в точці С. Кут поміж побічною й головною оптичними осями дорівнює кутові дифракції φ (видно з креслення). Для цих променів виконується умова мінімуму:

$$a \cdot \sin \varphi = 2m \cdot \lambda / 2 \quad \text{за} \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

$$\sin \varphi = m \cdot \lambda / a,$$

де m – порядок мінімуму. За умовою, $m = 1$.

Для таких малих кутів $\sin \varphi \approx \tan \varphi$; $\tan \varphi = 0,01$.

$$\sin \varphi = \frac{6 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{6 \cdot 10^{-5} \text{ м}} = 0,01; \quad \varphi = 36 \text{ хвилин.}$$

Тоді $h = 2F \cdot \tan \varphi = 2 \cdot 0,3 \text{ м} \cdot 0,01 = 0,006 \text{ м} = 6 \text{ мм}$.

Отже, зображення щілини в 100 разів ширше за саму щілину.

Причому, чим вужче щілина, тим ширше її зображення.

Дифракційна ґратка

Дифракційна ґратка являє собою сукупність великої кількості вузьких паралельних щілин. Нехай світло падає нормально на дифракційну ґратку паралельним пучком променів. На рис. 2.9 щілини ґратки розташовано перпендикулярно до площини креслення. Видно лише їхню ширину a ; b – ширина непрозорих проміжків поміж щілинами. Фронт хвилі є паралельний до площини ґратки. Кожна точка фронту, котра проходить через щілини, стає самостійним джерелом вторинних хвиль (принцип Гюйгенса).

Хвилі після ґратки поширюються в усіх напрямках. Лінза збирає паралельні промені в одну точку на фокальній площині там, де побічна оптична вісь лінзи, паралельна до даних променів, перетинає фокальну площину.

На фокальній площині промені інтерферують, внаслідок чого спостерігаються світлі й темні смуги. Чим більше щілин містить ґратка, тим вужчі головні максимуми. Поміж ними розташовується ціла низка слабковиражених вторинних максимумів, які чергуються з мінімумами (див. рис. 2.9). Якщо ґратка містить N щілин, то поміж сусідніми головними максимумами розташовано $N - 2$ вторинних максимумів та $N - 1$ мінімумів.

Промені дають головний максимум, якщо різниця ходу двох променів, які йдуть від відповідних точок сусідніх щілин, дорівнює парній кількості довжин

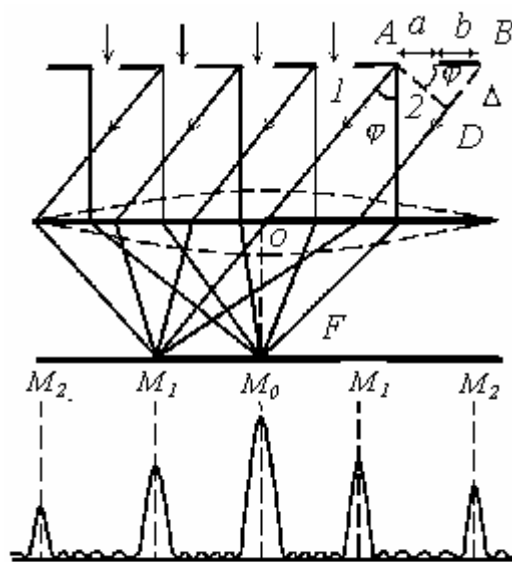


Рисунок 2.9

півхвиль. Для визначення різниці ходу променів 1 та 2 із точки А потрібно опустити перпендикуляр на промінь 2. Відрізок BD буде різницею ходу Δ . З трикутника ABD дістаємо

$$\Delta = (a + b) \cdot \sin \varphi,$$

де $a + b = d$ називається сталою дифракційної ґратки, чи її періодом.

Умова головних максимумів:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

де m – порядок максимуму.

Якщо на ґратку падає біле світло, котре є сумішшю монохроматичних світлових хвиль з різними довжинами хвиль, укладеними в інтервалі $3,9 \cdot 10^{-7}$ м та $7,8 \cdot 10^{-7}$ м, то дифракційна картина стає складнішою. Вона являє собою накладення дифракційних картин, утворених кожною монохроматичною хвилею окремо. Промені всіх довжин хвиль дають нульовий максимум у головному фокусі. Внаслідок накладення цих максимумів у центрі дифракційної картини утворюється білий максимум.

З умови максимуму $d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda$ видно, що максимуми одного порядку, утворені променями світла з різними довжинами хвиль, не накладаються один на одного. Чим більше є λ , тим більше є кут дифракції, тим далі від нульового максимуму буде розташований максимум даного порядку m . Утвориться спектр m – го порядку.

Отже, якщо освітлювати дифракційну ґратку білим світлом, то по обидва боки від білого нульового максимуму розташовується ціла низка спектрів, розділених темними проміжками. Спектри можуть накладатися один на одного.

Приклад 2.3

На дифракційну ґратку нормально падає паралельний пучок білого світла. Стала дифракційної ґратки $d = 5 \cdot 10^{-6}$ м. Дифракційна картина проектується на фокальну площину лінзи, фокусна відстань якої становить 20 см. Визначити:

1 Відстань між жовтою ($\lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-7}$ м) і червоною ($\lambda_2 = 6,5 \cdot 10^{-7}$ м) лініями спектра другого порядку.

2 Скільки максимумів дає ґратка для зазначених довжин хвиль?

Дано:

$$d = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

$$OF = 20 \text{ см} = 0,2 \text{ м}$$

$$\lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\lambda_2 = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 2$$

Аналіз та розв'язок

Визначити:

$$1) \Delta x; 2) \Delta x_{\max} \Delta x_{\min}.$$

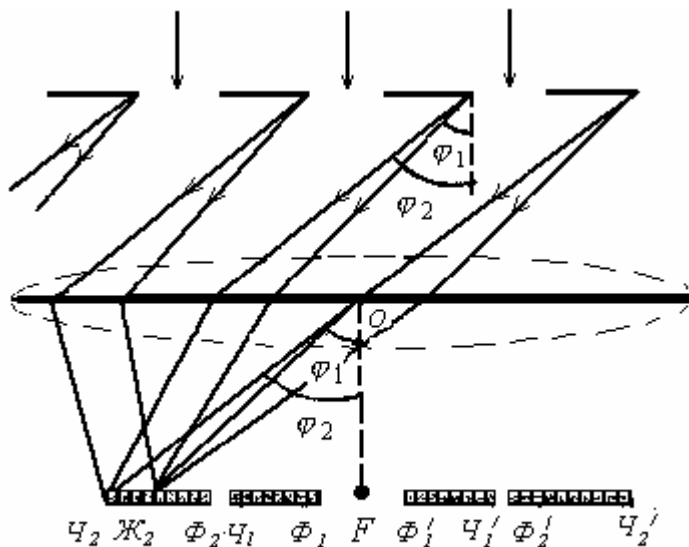


Рисунок 2.10

1 Після дифракції на ґратці промені всіх довжин хвиль, які входять до складу білого світла, підуть у всіх напрямках. У точці $Ч_2$ (рис. 2.10) червоні промені утворюють максимум другого порядку. Промені з іншими довжинами хвиль теж потрапляють у точку $Ч_2$, але внаслідок інтерференції вони утворюють або мінімум, або слабкий вторинний максимум. У точці $Ж_2$ жовті промені утворюють максимум другого порядку (Φ – фіолетові максимуми). Треба визначити

довжину відрізка $Ч_2Ж_2$. З рис. 2.10 випливає:

$$Ч_2Ж_2 = Ч_2F - Ж_2F.$$

У точку $Ч_2$ потрапляють промені, котрі падають на лінзу паралельно до побічної оптичної осі $ОЧ_2$. Отже, кут $ЧOF$ дорівнює кутові дифракції цих променів φ_2 . Аналогічно: кут $Ж_2OF = \varphi_1$.

З рис. 2.10 маємо:

$$Ч_2F = OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_2; \quad Ж_2F = OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_1;$$

$$Ч_2Ж_2 = OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_2 - OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_1 = OF \cdot (\operatorname{tg} \varphi_2 - \operatorname{tg} \varphi_1).$$

Щоби віднайти кути φ_1 та φ_2 , використовуємо формулу дифракційної ґратки (5), яка відбиває умову максимумів:

$$d \cdot \sin \varphi_2 = m \cdot \lambda_2; \quad \sin \varphi_2 = m \cdot \lambda_2 / d;$$

$$d \cdot \sin \varphi_1 = m \cdot \lambda_1; \quad \sin \varphi_1 = m \cdot \lambda_1 / d.$$

Підставимо дані: $m = 2$,

$$\sin \varphi_2 = \frac{2 \cdot 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 0,26; \quad \varphi_2 = 15^\circ 6'; \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = 0,27;$$

$$\sin \varphi_1 = \frac{2 \cdot 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 0,236; \quad \varphi_1 = 13^\circ 39'; \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = 0,243.$$

Тепер можемо визначити відстань $Ч_2Ж_2$:

$$Ч_2Ж_2 = 0,2 \text{ м} (0,27 - 0,243) = 0,0054 \text{ м} = 5,4 \text{ мм}.$$

2 Визначимо, скільки максимумів дає дифракційна ґратка для променів з довжиною хвилі λ .

Запишемо рівняння максимуму для дифракційної ґратки:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda.$$

З рис. 2.10 бачимо, що кут дифракції φ може сягати 0° ($0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$). Отже, $\sin \varphi \leq 1$. Помножимо обидві частини нерівності на d : $d \cdot \sin \varphi \leq d$. Ліва частина нової нерівності дорівнює $m\lambda$, звідки дістаємо

$$m \lambda \leq d, \quad m \leq d / \lambda.$$

Підставимо дані:

$$\text{а) } \lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м; } m \leq \frac{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 8,4; \quad m_{1,\max} = 8, \text{ тому що номер}$$

максимуму дробовим бути не може.

Отже, жовте світло дає по 8 максимумів по обидва боки від нульового максимуму. Разом 17 максимумів.

$$\text{б) } \lambda_2 = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м; } m_2 \leq \frac{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 7,7; \quad m_{2,\max} = 7.$$

Усього червоне світло дає 15 максимумів.

3 ПОЛЯРИЗАЦІЯ СВІТЛА

Світло являє собою електромагнітні хвилі, які випромінюються атомами речовини, довжини хвиль яких укладено в інтервалі $10^{-6}\text{м} \dots 10^{-8}\text{м}$. Довжини хвиль видимого світла укладено в інтервалі $3,9 \cdot 10^{-7}\text{м} \dots 7,8 \cdot 10^{-7}\text{м}$. Хвильові властивості світла потверджуються явищами інтерференції й дифракції.

Електромагнітні хвилі являють собою сукупність змінного електричного й магнітного полів, що поширюються у вакуумі зі швидкістю $299792,46 \pm 0,02\text{км/с}$ (швидкість світла).

Вектори напруженостей електричного й магнітного полів E та H в електромагнітній хвилі є взаємоперпендикулярні, й обидва є перпендикулярні до вектора швидкості v поширення хвилі. Вектори E , H та v утворюють правогвинтову систему (рис. 3.1). Їхнє взаємне орієнтування визначається правилом правого гвинта. Якщо гвинт обертати від вектора E до вектора H в напрямку найменшого кута, то поступальний рух гвинта укаже напрямок вектора v . Оскільки вектори E та H коливаються в напрямку, перпендикулярному до вектора швидкості v , то електромагнітна хвиля є поперечною.

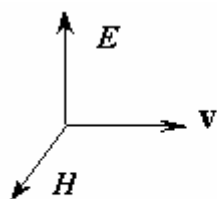


Рисунок 3.1

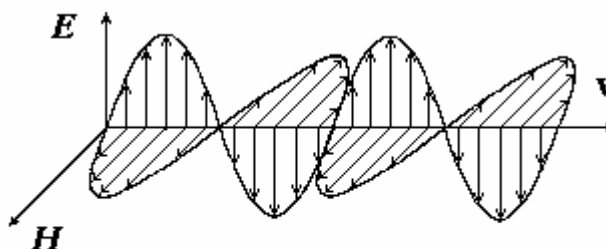


Рисунок 3.2

Графік електромагнітної хвилі зображено на рис 3.2. Вектори E та H в електромагнітній рухомій хвилі коливаються в однакових фазах. Поперечність світлових хвиль потверджується явищем поляризації світла.

Що ж таке поляризоване й неполяризоване світло?

У хвилі, зображеній на рис. 3.2, вектор E в кожній точці хвилі коливається вздовж однієї прямої. Вектори E в різних точках хвилі лежать в одній площині, перпендикулярній до креслення.

Світло, в якому вектор E коливається в одній площині, називається *плоскополяризованим*. Подібну хвилю (цуг) випромінює окремий атом впродовж короткого часу ($\sim 10^{-8}\text{с}$). У наступному цузі, який випромінюється цим атомом, вектор E може коливатися уже в іншій площині. У кожному тілі водночас випромінює величезна кількість атомів, причому у випромінюваннях різних атомів вектор E коливається в різних площинах (але завжди $E \perp v$, $H \perp v$). У результаті хвилі коливання різних напрямків швидко й безладно змінюють одне

одного. Таке світло називається *природним*. Воно характеризується неупорядкованістю коливань.

Усі напрямки коливання вектора E є рівноймовірні. Тому амплітуди коливання вектора E у всіх напрямках у природному світлі є однакові. Якщо промінь природного світла спрямувати перпендикулярно до креслення, то вектори E будуть коливатися в площині креслення (рис. 3.3,а). Кожному вектору E відповідає вектор $H \perp E$. Напрямок коливання вектора E в плоскополяризованому промені, спрямованому перпендикулярно до креслення, зображено на рис. 3.3,б.

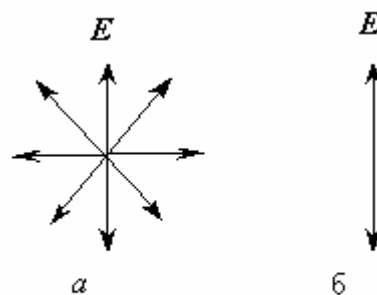


Рисунок 3.3

На рис. 3.3 зазначено напрямки коливання лише вектора E , й далі йтиметься лише про вектор E , тому що фізіологічна й хімічна дії світла обумовлені саме електричним полем.

Подвійне заломлення променів

При проходженні природного світла через певні анізотропні кристали промінь поділяється на два плоскополяризованих промені. Таку властивість, наприклад, має кристал ісландського шпату, в якому вперше і спостерігалось це явище (1670 р.). Кристал ісландського шпату має форму ромбоедра, усі шість його граней ромби (рис. 3.4).

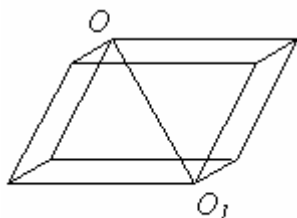


Рисунок 3.4

Діагональ OO_1 з'єднує тупі кути ромбоедра. Якщо з кристала вирізати пластинку в такий спосіб, щоби можна було спрямувати світло в напрямку OO_1 , то подвійного заломлення променів не відбудеться. Будь-яка пряма, паралельна напрямковій, в якому не відбувається подвійне заломлення променів, називається *оптичною віссю кристала*. Кристали, в яких подвійне заломлення променів не відбувається лише в одному напрямку, називаються *одноосьовими*. Кристал ісландського шпату є одноосьовим.

Площина, проведена через оптичну вісь і заломлений промінь світла, називається *головним перерізом кристала*. Головних перерізів, як і оптичних осей, у кристалі є безліч.

Як зазначалося вище, якщо промінь природного світла падає на кристал, він поділяється на два плоскополяризованих промені. Для одного променя відношення $\sin$ кута заломлення залишається незмінним за різних кутів падіння. Цей промінь лежить в одній площині з падаючим променем і нормаллю, проведеною в точці падіння променя до межі поділу двох середовищ. Отже, промінь задовольняє звичайним законам заломлення. Тому він називається *звичайним* або *ординарним* o – променем. Для другого променя відношення $\sin$ кута падіння до $\sin$ кута заломлення не є незмінним: він не лежить в одній площині з падаючим променем до нормалі. Навіть за нормального падіння на

поверхню кристала (але не вздовж оптичної осі й не перпендикулярно до неї) цей промінь відхиляється від початкового напрямку. Він називається *незвичайним*, або *екстраординарним* e – променем.

У звичайному промені вектор E коливається перпендикулярно до головного перерізу. У незвичайному промені вектор E коливається в площині головного перерізу. Щоби на кресленні зазначити напрямок вектора E , домовимось вектор, спрямований перпендикулярно до креслення, зображувати у вигляді точок на промені: вектор, що лежить у площині креслення, зображується у вигляді рисок, перпендикулярних до променя. Природний промінь зображується за допомогою рисок, які чергуються з точками.

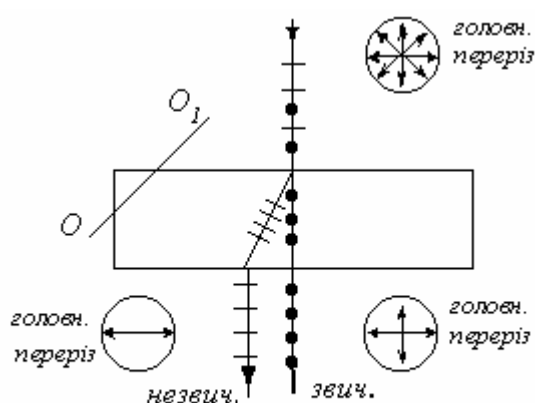


Рисунок 3.5

На рис. 3.5 зображено подвійне заломлення природного променя, котрий падає нормально до поверхні пластинки ісландського шпату. Головний переріз кристала для даного променя збігається з площиною креслення. OO_1 – оптична вісь кристала. У кружечках позначено, як вектор E орієнтовано щодо головного перерізу. Швидкість поширення світла в кристалі залежить від кута, який утворює вектор E променя з оптичною віссю кристала. У звичайному промені вектор E завжди утворює кут 90° з оптичною віссю, в який спосіб не було б спрямовано промінь у кристалі. Тому швидкість поширення звичайного променя у всіх напрямках є однакою. У незвичайному промені кут поміж вектором E і оптичною віссю є неоднаковий для різних напрямків променя в кристалі (від 0 до 90°). Тому його швидкість поширення різна в різних напрямках, а отже, й показник заломлення його не є незмінним. Для ісландського шпату показник заломлення звичайного променя $n_o = 1,658$, а показник заломлення незвичайного променя n_e змінюється в межах від $1,658$ до $1,486$ залежно від кута падіння. Швидкості обох променів є однакові, коли вони спрямовані уздовж оптичної осі, тоді в обох променях кут поміж їхніми векторами E й оптичною віссю 90° ; у цьому разі промені не розділяються.

Визначимо інтенсивності звичайного й незвичайного променів.

Нехай на одноосьовий кристал падає вже поляризований промінь світла, в якому вектор E утворює кут α з головним перерізом кристала (рис. 3.6). Промінь спрямовано перпендикулярно до креслення, поверхня кристала збігається з площиною креслення, головний переріз є перпендикулярний креслення (видна лише лінія перетину головного перерізу з площиною креслення).

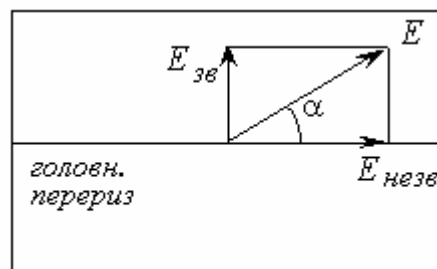


Рисунок 3.6

Усередині кристала промінь поділяється на звичайний і незвичайний. На рис. 3.6 E – амплітуда вектора E в падаючому промені; E_{36} – амплітуда вектора E у звичайному промені й $E_{нез6}$ – амплітуда вектора E в незвичайному промені (він коливається в площині головного перерізу).

З креслення випливає:

$$\begin{aligned} E_{нез6} &= E \cdot \cos \alpha; \\ E_{36} &= E \cdot \sin \alpha, \end{aligned} \quad (1)$$

де α – кут поміж вектором E в падаючому промені й головним перерізом.

Інтенсивність світла I є пропорційна до квадрата амплітуди вектора E , отже

$$\begin{aligned} I_{нез6} &= I_0 \cdot \cos^2 \alpha; \\ I_{36} &= I_0 \cdot \sin^2 \alpha, \end{aligned} \quad (2)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого поляризованого світла. Система рівнянь (2) називається законами Малюса.

Отже, поляризований промінь світла в кристалі теж поділяється на звичайний та незвичайний.

Приклад 3.1

На кристал ісландського шпату нормально до його поверхні падає промінь світла, інтенсивність якого є I_0 . Накреслити хід променів у кристалі й поза кристалом і визначити інтенсивність променів, котрі вийшли з кристала, якщо падаюче світло: 1) природне; 2) плоскополяризоване в такий спосіб, що вектор E в ньому коливається перпендикулярно до головного перерізу кристала; 3) плоскополяризоване в такий спосіб, що вектор E в ньому є паралельний до головного перерізу і якщо 4) плоскополяризований вектор E утворює кут 30° з головним перерізом.

Утратами світла внаслідок поглинання й відбивання знехтувати.

Аналіз та розв'язок

1 У першому випадку падаючий промінь є природний. Він являє собою сукупність множини поляризованих променів, у яких вектори E орієнтовано під найрізноманітнішими кутами до головного перерізу. Амплітуди вектора E у всіх напрямках є однакові, тому що немає переважного напрямку коливань вектора E . Однак коливання вектора E в різних напрямках не є когерентні, тому що зумовлені випромінюванням різних атомів. З рис. 3.6 видно, що для випромінювання одного атома

$$E_i^2 = E_{i\ 36}^2 + E_{i\ нез6}^2.$$

Для всіх атомів

$$\sum_{i=1}^n E_i^2 = \sum_{i=1}^n E_{i\ 36}^2 + \sum_{i=1}^n E_{i\ нез6}^2.$$

Сума квадратів амплітуд вектора E від некогерентних джерел визначає інтенсивність відповідного променя. Скільки переважного напрямку коливання в природному світлі немає, то

$$\sum_{i=1}^n E_i^2 = \sum_{i=1}^n E_i^2_{\text{незв}} = 1/2 \cdot \sum_{i=1}^n E_i^2$$

чи

$$I_{\text{зв}} = I_{\text{незв}} = 1/2 \cdot I_0.$$

З кристала вийдуть два промені з однаковою інтенсивністю (рис. 3.7,а).

2 У другому випадку в падаючому поляризованому промені вектор E є перпендикулярний до головного перерізу, тому незвичайний промінь не утворюється (рис. 3.7,б). Дійсно, із законів Малюса випливає:

$$I_{\text{незв}} = I_0 \cdot \cos^2 \alpha; \quad I_{\text{зв}} = I_0 \cdot \sin^2 \alpha,$$

де $\alpha = 90^\circ$ за замовчуванням. Отже $I_{\text{незв}} = 0$; $I_{\text{зв}} = I_0$.

Зовнішній промінь має таку саму інтенсивність, як і падаючий.

3 У третьому випадку в падаючому промені вектор E лежить у площині головного перерізу. Тобто $\alpha = 0^\circ$ (рис. 3.7,в)

$$\begin{aligned} I_{\text{незв}} &= I_0 \cdot \cos^2 \alpha, & I_{\text{незв}} &= I_0, \\ I_{\text{зв}} &= I_0 \cdot \sin^2 \alpha, & I_{\text{зв}} &= 0. \end{aligned}$$

У цьому разі зовнішній промінь теж буде мати таку саму інтенсивність, як і падаючий.

4 У четвертому випадку в падаючому поляризованому промені вектор E утворює кут 30° з головним перерізом. Тобто, він виконує подвійне заломлення променя і з кристала вийдуть два промені (рис. 3.7,г). Визначимо їхню інтенсивність за законами Малюса:

$$\begin{aligned} I_{\text{незв}} &= I_0 \cdot \cos^2 30^\circ; \\ I_{\text{незв}} &= 3I_0/4; \\ I_{\text{зв}} &= I_0 \cdot \sin^2 30^\circ; \\ I_{\text{зв}} &= I_0/4. \end{aligned}$$

З кристала вийдуть два промені з різною інтенсивністю.

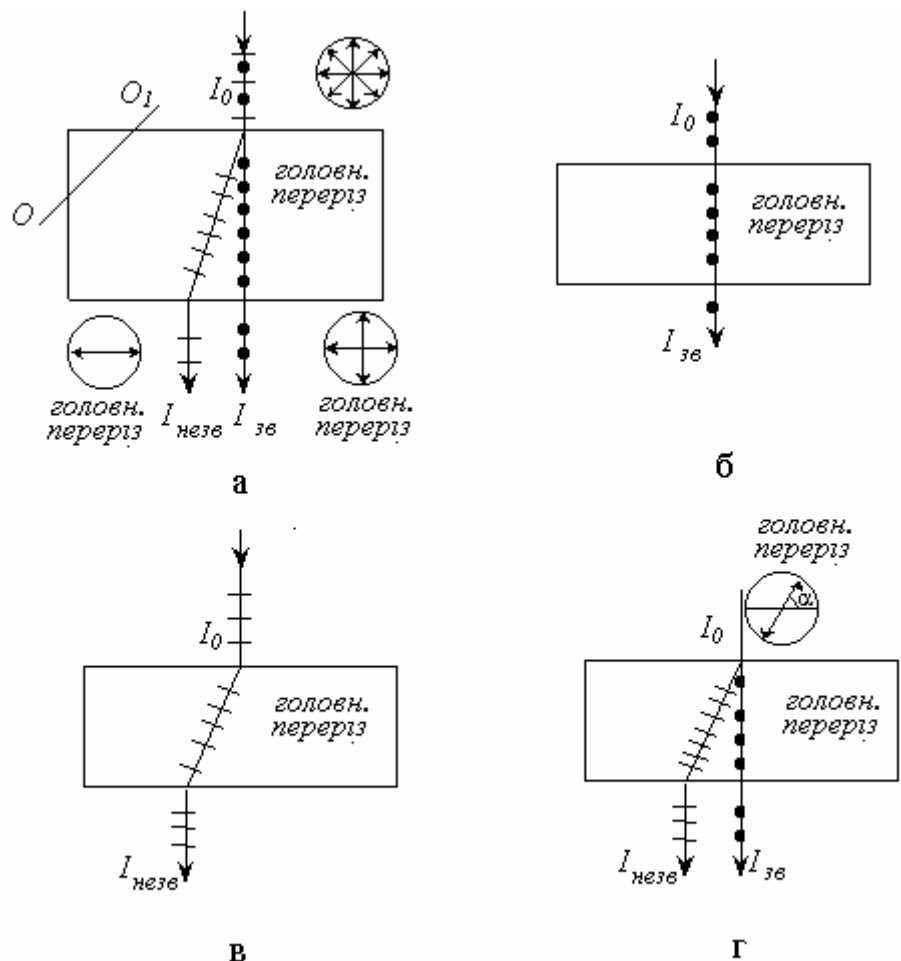


Рисунок 3.7

Призма Ніколя

З одноосьових кристалів виготовляють прилади-поляризатори. Якщо промінь природного світла входить у цей прилад, то на виході дістають один поляризований промінь, другий поглинається усередині приладу. До таких приладів належить призма Ніколя, чи просто ніколь.

Ніколь виготовляють з кристала ісландського шпату. Кристал розрізають уздовж певного напрямку, потім склеюють прозорим клеєм – канадським бальзамом. Показник заломлення клею для звичайного променя є менший, а ніж для ісландського шпату. Спрямувавши звичайний промінь на поверхню клею під кутом, більшим за граничний, домагаються його повного внутрішнього відбивання. Надалі цей промінь поглинається оправою. Незвичайний промінь проходить через ніколь.

На рис 3.8 схематично зображено призму Ніколя й хід променів у ній. Головний переріз кристала збігається з площиною креслення.

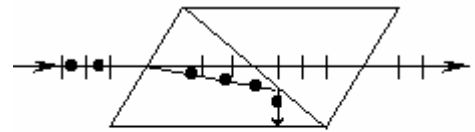


Рисунок 3.8

Приклад 3.2

Два ніколі – N_1 та N_2 – розташовано в такий спосіб, що кут поміж їхніми головними перерізами дорівнює 60° . У скільки разів зменшиться інтенсивність світла при проходженні природного світла через: 1) один ніколь? 2) обидва ніколі? Утратами світла на відбивання й поглинання знехтувати.

Аналіз та розв'язок

1 На перший ніколь (рис. 3.9) падає природне світло. Нехай його інтенсивність є I_0 . Відбувається подвійне заломлення променя. З прикладу 3.1 є зрозуміло, що інтенсивності звичайного й незвичайного променів у цьому разі є однакові:

$$I_{\text{зв}} = I'_1 = 0,5I_0; \quad I_{\text{незв}} = I_1 = 0,5I_0.$$

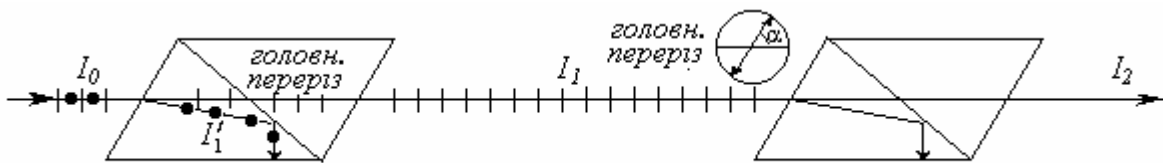


Рисунок 3.9

Звичайний промінь усередині ніколя зазнає повного внутрішнього відбивання на поверхні клею й поглинається оправою. З першого ніколя виходить лише незвичайний промінь з інтенсивністю $I_1 = 0,5I_0$.

Отже, інтенсивність променя, котрий вийшов, зменшилася вдвічі:

$$I_0/I_1 = 2.$$

2 Визначимо, у скільки разів зменшиться інтенсивність світла після проходження через обидва ніколі. У промені, котрий вийшов з першого ніколя, вектор $\mathbf{E}$ коливається паралельно до площини головного перерізу цього ніколя, тому що промінь для нього є незвичайним.

На рис. 3.9 площина головного перерізу першого ніколя збігається з площиною креслення. Кут поміж головними перерізами ніколів дорівнює α . Отже, вектор E в промені I_1 утворює кут α з головним перерізом другого ніколя. Цей промінь у другому ніколі поділяється на звичайний та незвичайний (див. задачу 3.1, пункт 4). Звичайний промінь зазнає повного внутрішнього відбивання і поглинається оправою другого ніколя. Незвичайний промінь виходить з другого ніколя. Його інтенсивність I_2 віднайдемо за законом Малюса:

$$I_2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha.$$

З умови $I_1 = 0,5I_0$; $\alpha = 60^\circ$.

Підставимо й обчислимо $I_2 = 0,5I_0 \cdot (0,5)^2 = I_0/8$; $I_0/I_2 = 8$.

Отже, після проходження променя через обидва ніколі інтенсивність світла зменшується увосьмеро.

Поляризація світла при відбиванні й заломленні на межі двох діелектриків

Якщо пучок природного світла падає на межу розподілу двох діелектриків, то він частково відбивається, частково заломлюється. Обидва промені є частково поляризовані, у відбитому промені в загальному випадку вектор E коливається у всіляких площинах. Але амплітуда вектора, який коливається перпендикулярно до площини падіння променя, є найбільша (рис. 3.10). У заломленому промені вектор E з найбільшою амплітудою коливається в площині падіння. Амплітуди коливання вектора E зображено в кружках.

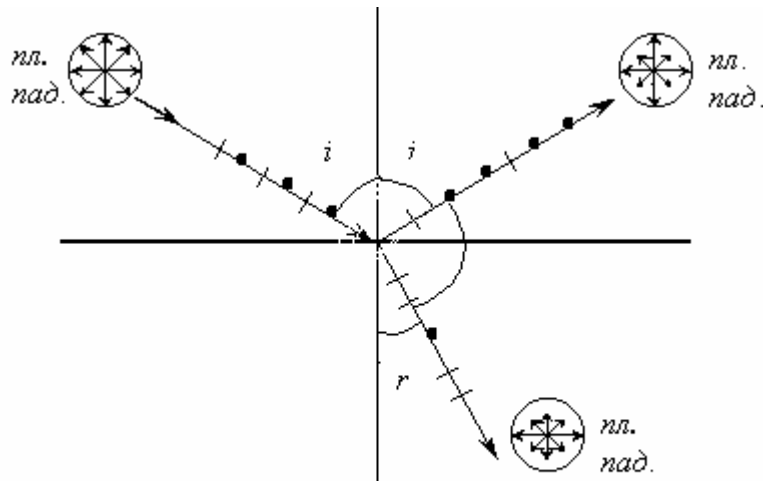


Рисунок 3.10

Якщо змінювати кут падіння i променя, то за певного кута i_B відбитий промінь стане цілком поляризованим. У ньому вектор E буде коливатися лише в площині, перпендикулярній до площини падіння. Заломлений промінь залишається й у цьому разі частково поляризованим. Кут падіння i_B , за якого відбитий промінь буде цілком поляризований, визначається за законом Брюстера, який полягає в такому: тангенс кута падіння, за якого відбитий промінь є максимально поляризований, дорівнює показникові заломлення другого середовища стосовно першого.

$$\operatorname{tg} i_B = n_{2,1} = \frac{n_2}{n_1}, \quad (3)$$

де n_1 – абсолютний показник заломлення першого середовища; n_2 – абсолютний показник заломлення другого середовища.

Із закону Брюстера випливає, що за повного поляризування відбитого променя заломлений і відбитий промені є взаємоперпендикулярні.
Отже: $i_B + r = 90^\circ$, де r – кут заломлення.

Приклад 3.3

На скляну пластину, занурену в рідину, падає промінь світла під кутом Брюстера $i_B = 50^\circ$.

1 Визначити показник заломлення рідини, якщо показник заломлення скла дорівнює $n_{\text{скл}} = 1,5$.

2 Накреслити хід променів падаючого, відбитого й заломленого із зазначення напрямку вектора E , якщо падаючий промінь є: а) природний; б) поляризований, вектор E утворює кут 90° з площиною падіння; в) поляризований, вектор E коливається в площині падіння.

Аналіз та розв'язок

1 Кут Брюстера i_B – це кут падіння природного променя, за якого відбитий промінь є цілковито поляризований. Для цього кута виконується закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} i_B = n_1 / n_2,$$

де $n_1 = n_p$ – абсолютний показник заломлення рідини, в якій поширюється падаючий промінь; $n_2 = n_{\text{скл}}$ – абсолютний показник заломлення середовища, яке заломлює промінь, у даному разі скло

$$\operatorname{tg} i_B = n_{\text{скл}} / n_p; \quad n_p = n_{\text{скл}} / \operatorname{tg} i_B.$$

Підставимо дані:

$$n_p = \frac{1,5}{\operatorname{tg} 50^\circ} = \frac{1,5}{1,19} = 1,26.$$

Отже, показник заломлення рідини дорівнює 1,26.

2 У другій частині задачі треба накреслити хід променів у трьох випадках. Для цього визначимо кут заломлення. Якщо промінь падає під кутом Брюстера, то відбитий і заломлений промені є взаємоперпендикулярні. Сума кута падіння (чи відбивання) i_B й кута заломлення дорівнює 90° .

За умовою $i_B + r = 90^\circ$; $r = 90^\circ - i_B$; $i_B = 50^\circ$. Отже, $r = 90^\circ - 50^\circ = 40^\circ$.

а) У цьому випадку падаючий промінь є природний. Тому відбитий промінь є цілковито поляризований. Вектор E в ньому коливається перпендикулярно до площини падіння. Заломлений промінь частково поляризований. Найбільша амплітуда є у вектора E , який коливається в площині падіння (рис. 3.11,а).

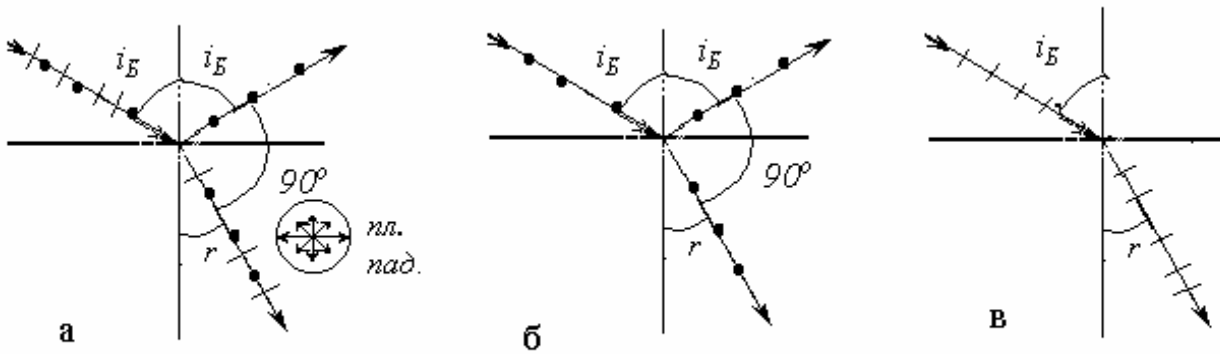


Рисунок 3.11

б) У цьому випадку падаючий промінь є поляризований. Кут поміж вектором E й площиною падіння дорівнює 90° . Кути поміж променями будуть такими самими, як і у випадку (а). В усіх трьох променях вектор E коливається перпендикулярно до площини падіння (рис. 3.11,б).

в) Падаючий промінь є поляризований. Кут поміж вектором E й площиною падіння дорівнює 0° . Відбитий промінь буде відсутній (рис. 3.11,в).

ОСНОВНІ ФОРМУЛИ ТА ОЗНАЧЕННЯ

- v – швидкість світла в середовищі:

$$v = c/n,$$

де c – швидкість світла у вакуумі; n – показник заломлення середовища.

- Оптична довжина шляху світлової хвилі:

$$L = nr,$$

де r – геометрична довжина шляху світлової хвилі в середовищі з показником заломлення n .

- Оптична різниця ходу двох світлових хвиль:

$$\Delta = L_1 - L_2.$$

- Залежність різниці фаз від оптичної різниці ходу світлових хвиль:

$$\Delta \varphi = 2\pi (\Delta / \lambda),$$

де λ – довжина світлової хвилі.

- Умова максимального посилення світла (максимум) за інтерференції:

$$\Delta = \pm m\lambda \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

- Умова максимального послаблення світла (мінімум):

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

- Оптична різниця ходу світлових хвиль, котра виникає при відбиванні монохроматичного світла від тонкої плівки (з урахуванням втрати півхвилі) :

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda/2$$

чи

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos r \pm \lambda/2,$$

де d – товщина плівки; n – показник заломлення плівки; i – кут падіння; r – кут заломлення світла в плівці.

- Радіус світлих кілець Ньютона у відбитому світлі:

$$r_m = \sqrt{(2m - 1)\lambda R / 2} \quad (m = 1, 2, 3, \dots),$$

де m – номер кільця; R – радіус кривизни.

- Радіус темних кілець Ньютона у відбитому світлі:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}.$$

- Радіуси зон плоского хвильового фронту:

$$\rho_m = \sqrt{m\lambda r},$$

де ρ – радіус зони; m – номер зони ($m = 1, 2, 3, \dots$); r – відстань від круглого отвору в непрозорому екрані до точки спостереження, розташованої на осі отвору; λ – довжина світлової хвилі.

- Кут φ відхилення променів, що відповідають максимуму (світла смуга) при дифракції на одній щілині, визначається з умови

$$a \cdot \sin \varphi = (2m + 1) \cdot \lambda/2, \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

де a – ширина щілини; m – порядковий номер максимуму.

- Кут φ відхилення променів, відповідних максимуму (світла смуга) за дифракції світла на дифракційних ґратках, визначається з умови

$$d \cdot \sin \varphi = 2m \cdot \lambda, \quad (m = 0, 1, 2, \dots),$$

де d – період дифракційних ґраток.

- Роздільна здатність дифракційної ґратки:

$$R = \lambda / \Delta\lambda = mN,$$

де $\Delta\lambda$ – найменша різниця довжин хвиль двох сусідніх спектральних ліній (λ та $\lambda + \Delta\lambda$), за якої ці лінії можуть виглядати розділеними в спектрі, дістаному за допомогою даних ґраток; N – загальна кількість щілин ґратки.

- Закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21},$$

де i_B – кут падіння, за якого промінь, котрий відбився від діелектрика, є цілковито поляризований; n_{21} – відносний показник заломлення другого середовища стосовно першого.

- Закон Малюса:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha,$$

де I_0 – інтенсивність плоскополяризованого світла, котре падає на аналізатор; I – інтенсивність цього світла після аналізатора; α – кут поміж напрямком коливань електричного вектора світла, котре падає на аналізатор, та площиною пропускання аналізатора (якщо коливання електричного вектора падаючого світла збігаються з цією площиною, то аналізатор пропускає дане світло без послаблення).

- Кут повороту площини поляризації монохроматичного світла за проходження через оптично активну речовину:

а) $\varphi = \alpha \cdot d$ (у твердих тілах),

де α – стала обертання; d – довжина шляху, пройденого світлом в оптично активній речовині;

б) $\varphi = [\alpha] \cdot \rho \cdot d$ (у розчинах),

де $[\alpha]$ – питоме обертання; ρ – масова концентрація оптично активної речовини в розчині.

МЕТОДИЧНІ ВКАЗІВКИ ЩОДО ВИКОНАННЯ КОМПЛЕКСНОГО ЗАВДАННЯ

- 1 Для виконання комплексного завдання № 1 студенти повинні вивчити за підручником зі списку літератури розділ «Оптика» курсу фізики і бажано виконати лабораторні роботи.
- 2 Номери задач, які студент повинен долучити до комплексного завдання, брати в таблицях варіантів завдань на стор. Номер варіанта збігається з порядковим номером прізвища студента в журналі групи.
- 3 Комплексне завдання виконується студентом у зошиті шкільного типу. Записи рекомендується вести на одному боці аркуша, залишаючи другий для зауважень і рекомендацій викладача. Умови задач переписуються повністю, без скорочень. Наприкінці роботи слід зазначити навчальні посібники, якими студент користувався при виконанні комплексного завдання (автор, назва посібника, місце видання, видавництво, рік видання).
- 4 Якщо комплексне завдання не зараховано, студент повинен виправити помилки й подати роботу на повторне рецензування. Виправлення помилок слід виконувати в тому самому зошиті, на вільному боці аркуша чи наприкінці роботи.
- 5 Розв'язування задач має супроводжуватися роз'ясненнями (слід зазначити основні закони й формули, на яких ґрунтується розв'язок, з'ясувати значення символів у формулах). В тих випадках, коли це є можливо, студент повинен виконувати за допомогою креслярського приладдя рисунки задачі.
- 6 Розв'язувати задачу треба, як правило, у загальному вигляді, тобто, подавати шукану величину через задані в умові величини (у літерному вигляді).
- 7 Після здобуття кінцевого результату треба перевірити його розмірність.
- 8 Обчислення в кінцевій формулі слід виконувати з дотриманням правил обчислення (див. у [8] «Додаток про наближені обчислення»). Переважно відповідь слід записувати з трьома значущими числами.

4 ІНДИВІДУАЛЬНІ ЗАВДАННЯ ДЛЯ САМОСТІЙНОЇ РОБОТИ

Завдання 1

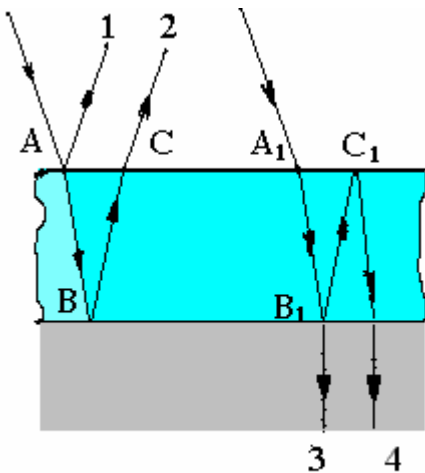


Рисунок 4.1

Вправа 1

Прозора плівка товщиною $d = 2 \text{ мкм}$ із показником заломлення $n = 1,2$ нанесена на скляну ($n_{\text{скл}} = 1,5$) пластинку. Плівку освітлюють паралельним пучком монохроматичного світла з довжиною хвилі $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$, що падає по нормалі до її поверхні (рис. 4.1). На рисунку для наочності зображено хід променів у плівці, коли кут падіння не дорівнює нулю (при нормальному падінні світла точки A та C збігаються). Дайте відповіді на запитання, наведені нижче. Зверте з відповідями.

- Чому дорівнює геометрична різниця ходу променів, відбитих від верхньої поверхні плівки (промінь 1) і від верхньої поверхні скла (промінь 2)?
Відповідь: 4 мкм.
- Яка є різниця оптичних довжин шляхів променів 1 і 2? *Відповідь: 4,8 мкм.*
- Чи змінюється фаза хвилі при відбитті від поверхні плівки в точці A (промінь 1)? Якщо так, то наскільки? *Відповідь: на π .*
- Чи змінюється фаза хвилі при відбитті від поверхні скла в точці B (промінь 2)? Якщо так, то наскільки? *Відповідь: на π .*
- Чи з'явиться додаткова (зумовлена відбиттям) різниця фаз між променями 1 і 2? Якщо так, то яка? *Відповідь: ні.*
- Яка є оптична різниця ходу променів 1 і 2? *Відповідь: 4,8 мкм.*
- Яка кількість $\lambda/2$ укладається в оптичній різниці ходу цих променів і який є результат інтерференції у відбитому світлі? *Відповідь: 16; max .*
- Чому дорівнює геометрична різниця ходу двох хвиль, одна з яких проходить через плівку без відбиття (промінь 3), друга, – зазнавши відбиття від поверхні скла і від межі плівки з повітрям (промінь 4)? *Відповідь: 4 мкм.*
- Яка є різниця оптичних довжин шляхів променів 3 та 4? *Відповідь: 4,8 мкм.*
- Чи зміниться фаза хвилі при відбитті в точці B_1 (промінь 4)? Якщо так, то наскільки? *Відповідь: π .*
- Чи зміниться фаза хвилі при відбитті в точці C_1 (промінь 4)? Якщо так, то наскільки? *Відповідь: ні.*
- Чи з'явиться додаткова (зумовлена відбиттям) різниця фаз між променями 3 і 4? Якщо так, то яка? Якій додатковій оптичній різниці ходу (у частках λ) еквівалентна така зміна в різниці фаз? *Відповідь: π ; $\lambda/2$*
- Яка оптична різниця ходу променів 3 і 4 з урахуванням умов відбиття? Яка кількість $\lambda/2$ укладається в оптичній різниці ходу цих променів і який є результат інтерференції в світлі, що проходить? *Відповідь: 5,1 мкм; 17; min .*

Задача 1.1 Розв'яжіть у відповідності зі своїм варіантом одну з поданих нижче задач (номер задачі зазначений у табл. 1.1).

1 Тонка плівка, що перебуває в повітрі, освітлюється паралельним пучком білого світла ($0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,78 \text{ мкм}$). Кут падіння променів i , товщина плівки d та показник заломлення плівки n задано в табл. 1.1. Який колір матиме внаслідок інтерференції

а) відбите плівкою світло? б) світло, яке проходить через плівку?

2 Розв'яжіть задачу 1 за умови, що плівку нанесено на скляну пластинку з показником заломлення $n_{\text{скл}} = 1,6$.

3 Тонка плівка, яка перебуває в повітрі, освітлюється паралельним пучком монохроматичного світла. Довжина хвилі λ , кут падіння променів i та показник заломлення плівки n задано в табл. 1.1. Визначте, за якої мінімальної товщини плівки внаслідок інтерференції станеться:

а) максимальне підсилення відбитого плівкою світла?

б) максимальне послаблення відбитого плівкою світла?

в) максимальне підсилення світла, яке проходить через плівку?

г) максимальне послаблення світла, яке проходить через плівку?

4 Розв'яжіть задачу 3 за умови, що плівку нанесено на скляну пластинку з показником заломлення $n_{\text{скл}} = 1,6$.

5 Під яким кутом треба спрямувати на тонку плівку, яка перебуває в повітрі, монохроматичне світло, щоби внаслідок інтерференції:

а) інтенсивність відбитих плівкою променів була мінімальною?

б) інтенсивність променів, які проходять через плівку, була мінімальною?

Довжина хвилі падаючого світла λ , товщина плівки d і показник заломлення n задано в табл. 1.1.

6 Розв'яжіть задачу 5 за умови, що плівку нанесено на скляну пластинку з показником заломлення $n_{\text{скл}} = 1,6$.

7 Тонкий прозорий клин освітлюється монохроматичним світлом, яке падає по нормалі до поверхні клину. У табл. 1.1 задано по варіантах три з таких чотирьох величин:

λ – довжина хвилі падаючого світла;

α – кут поміж гранями клину;

n – показник заломлення матеріалу, з якого виготовлено клин;

N – кількість світлих інтерференційних смуг, які спостерігаються на 1 см довжини клину.

Визначте величину, зазначену в останній колонці таблиці, за умови, що спостереження провадиться:

а) у відбитому світлі; б) у світлі, яке проходить.

8 Мильна плівка, розташована вертикально, утворює клин внаслідок стікання рідини. Плівка освітлюється монохроматичним світлом, яке падає

перпендикулярно до її поверхні. У табл. 1.1 задано по варіантах три з наступних чотирьох величин:

λ – довжина хвилі падаючого світла;

α – кут поміж поверхнями плівки;

l – відстань поміж двома сусідніми темними інтерференційними смугами;

n – показник заломлення плівки.

Визначте величину, зазначену в останній колонці таблиці, за умови, що спостереження провадиться:

а) у відбитому світлі; б) у світлі, яке проходить.

Задача 1.2 Розв'яжіть одну з поданих нижче задач (табл. 1.2).

1 В установці для спостереження кілець Ньютона простір поміж плоскоопуклою лінзою (показник заломлення n_l) та пластинкою (показник заломлення $n_{пл}$) заповнено рідиною з показником заломлення n_r .

У табл. 1.2 задано по варіантах три з таких п'яти величин:

λ – довжина хвилі падаючого світла;

R – радіус кривизни поверхні лінзи;

r_t – радіус темного кільця;

r_c – радіус світлого кільця;

m – порядковий номер кільця.

Визначте величину, зазначену в останній колонці таблиці, за умови, що спостереження провадиться:

а) у відбитому світлі; б) у світлі, яке проходить.

2 Плоскоопукла скляна лінза опуклим боком лежить на скляній пластинці. Поміж ними налито рідину. Установка освітлюється нормально падаючим монохроматичним світлом. Довжина хвилі λ , радіус кривизни лінзи R , радіус світлого r_c або темного r_t кільця Ньютона і його порядковий номер задано в табл. 1.2. В останній колонці таблиці зазначено співвідношення поміж показниками заломлення рідини n_r і скла $n_{скл}$. Визначте показник заломлення рідини за умови, що спостереження провадиться:

а) у відбитому світлі; б) у світлі, яке проходить.

3 Плоскоопукла скляна лінза опуклим боком лежить на скляній пластинці. Показник заломлення скла дорівнює 1,5. Установка освітлюється нормально падаючим монохроматичним світлом.

У табл. 1.2 задано за варіантами три з таких п'яти величин:

λ – довжина хвилі падаючого світла;

f – фокусна відстань лінзи;

r_t – радіус темного кільця;

r_c – радіус світлого кільця;

m – порядковий номер кільця.

Визначте величину, зазначену в останній колонці таблиці, за умови, що спостереження провадиться:

а) у відбитому світлі; б) у світлі, яке проходить.

З а в д а н н я 2

Вправа 2 Діафрагма з круглим отвором радіусом $0,9\text{ мм}$ освітлюється нормально падаючим паралельним пучком зеленого світла з довжиною хвилі $0,54\text{ мкм}$. Точка спостереження перебуває на осі отвору. Дайте відповіді на запитання, наведені нижче. Зверте з відповідями.

- 1 Яка є різниця ходу поміж променем, котрий приходить у точку спостереження від краю отвору, і променем, котрий приходить від його центра, якщо отвір розкриває на хвильовому фронті дві зони Френеля? *Відповідь:* $\Delta = \lambda = 0,54\text{ мкм}$.
- 2 На якій відстані від діафрагми перебуває точка спостереження? *Відповідь:* $0,75\text{ мкм}$.
- 3 Яким буде центр дифракційної картини на екрані, розташованому в точці спостереження? *Відповідь:* темним.
- 4 Яким буде кількість зон Френеля в отворі, якщо відстань поміж діафрагмою й точкою спостереження зменшити вдвічі рази (доданком, який містить λ^2 , як і раніше, можна знехтувати)? *Відповідь:* 4.
- 5 Якщо зелене світло замінити на червоне з довжиною хвилі $0,72\text{ мкм}$, якою стане кількість відкритих зон Френеля і яким буде центр дифракційної картини? *Відповідь:* 3; світлим.
- 6 Якщо радіус отвору збільшити вдвічі, скільки зон буде на відкритій частині хвильового фронту і що спостерігатимемо в центрі дифракційної картини? *Відповідь:* 12; темним.

Задача 2.1 Розв'яжіть одну з поданих нижче задач (номер задачі і необхідні дані наведено в табл. 2.1).

1 На щілину шириною a падає нормально паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі λ . За щілиною розташовано лінзу, у фокальній площині якої міститься екран. Що спостерігатиметься на екрані, якщо кут дифракції дорівнює φ_1 ?

2 Вузька щілина шириною a освітлюється падаючим по нормалі паралельним пучком монохроматичного світла з довжиною хвилі λ . За щілиною розташовано лінзу з фокусною відстанню f . Дифракційна картина спостерігається на екрані, який міститься у фокальній площині лінзи. Ширина зображення щілини на екрані дорівнює b . Визначте величину, зазначену в останній колонці табл. 2.1.

3 Вузька щілина освітлюється нормально падаючим монохроматичним світлом. Під кутом φ_1 до напрямку падаючого світла спостерігається дифракційний максимум порядку m :

- а) під яким кутом спостерігатиметься дифракційний мінімум порядку m ?
- б) що спостерігатиметься під кутом $\varphi_2 = 11^\circ$?
- в) під яким кутом спостерігатиметься максимум порядку m , якщо ширину щілини збільшити вдвічі? Що спостерігатиметься в попередньому напрямку під кутом φ_1 ?
- г) чи можна буде спостерігати максимум порядку m , якщо довжину хвилі падаючого світла збільшити в 1,5 разу? Якщо так, то під яким кутом? Якщо ні, то під яким кутом буде видно максимум попереднього порядку при цьому освітленні?

4 На діафрагму з круглим отвором діаметра D нормально падає паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі λ . Точка спостереження перебуває на осі отвору на відстані b від його центра, при цьому на хвильовому фронті отвір розкриває N зон Френеля. Визначте величину, зазначену в останній колонці табл. 2.1. Темним чи світлим буде центр дифракційної картини на екрані, розташованому в точці спостереження?

5 Паралельний пучок монохроматичного світла з довжиною хвилі λ падає по нормалі на діафрагму з круглим отвором діаметра D . Дифракційна картина спостерігається на екрані, який поступово віддаляють від діафрагми. Визначте величину, зазначену в останній колонці табл. 2.1 за однієї з таких умов (відповідно до варіанта):

- а) коли відстань поміж діафрагмою та екраном дорівнює b , у центрі дифракційної картини спостерігається максимум освітленості, а при збільшенні відстані в 1,5 раза максимум змінюється мінімумом освітленості;
- б) максимальна відстань, за якої у центрі дифракційної картини спостерігається темна пляма, дорівнює b .

6 Плоска монохроматична світлова хвиля довжини λ падає по нормалі на діафрагму з круглим отвором, діаметр котрого поступово збільшують. На відстані b від діафрагми розміщено екран. Коли діаметр отвору дорівнює D , у центрі дифракційної картини на екрані спостерігається максимум освітленості, а при збільшенні діаметра в 1,41 раза максимум змінюється на мінімум освітленості. Визначте величину, зазначену в останній колонці табл. 2.1.

Задача 2.2 Розв'яжіть одну з поданих нижче задач (номер задачі й необхідні дані наведено в табл. 2.2).

1 На дифракційну ґратку, котра містить n штрихів на 1мм (стала дорівнює d), падає по нормалі до її поверхні монохроматичне світло з довжиною хвилі λ . Дифракційна картина спостерігається на екрані, який розміщено у фокальній площині лінзи з фокусною відстанню f . Визначте

значення величини, зазначеної в останній колонці табл. 2.2, за однієї з таких умов (відповідно до варіанта):

а) відстань між центральним максимумом і максимумом порядку m на екрані дорівнює l ;

б) відстань між двома максимумами порядку m на екрані дорівнює l .

2 Дифракційна ґратка, яка містить n штрихів на 1 мм (стала дорівнює d), освітлюється падаючим по нормалі до її поверхні білим світлом ($0,4\text{ мкм} \leq \lambda \leq 7,8\text{ мкм}$). Лінза з фокусною відстанню f працює дифракційну картину на екран, який розміщується у фокальній площині лінзи. Ширина спектра I -го порядку на екрані дорівнює l . Визначте величину, зазначену в останній колонці табл. 2.2.

3 На дифракційну ґратку, котра містить n штрихів на 1 мм (стала дорівнює d), у напрямку до її поверхні падає монохроматичне світло з довжиною хвилі λ :

а) яку загальну кількість дифракційних максимумів дає ця ґратка?

б) під яким кутом видно максимум найвищого порядку?

4 Дифракційна ґратка освітлюється нормально падаючим монохроматичним світлом. Під кутом до напрямку падаючого світла спостерігається максимум порядку m . Відповісти на одне із запитань задачі 3 (відповідно до варіанта).

5 При освітленні дифракційної ґратки білим світлом ($0,4\text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,78\text{ мкм}$) спектри II і III порядків частково накладаються:

а) з якою лінією в спектрі II порядку збігається межа спектра III порядку?

б) з якою лінією в спектрі III порядку збігається межа спектра II порядку?

в) яка є кутова відстань між найближчими межами спектрів I та II порядків, якщо одну з них, яка відповідає порядку m , видно під кутом φ ?

6 Дифракційна ґратка освітлюється нормально падаючим світлом від ртутної лампи. Спектральну лінію з довжиною хвилі λ видно в спектрі порядку m під кутом φ :

а) яка є кутова відстань до найближчої зеленої лінії, довжина хвилі якої дорівнює 546 нм ?

б) чому дорівнює довжина хвилі лінії, котра спостерігається під кутом $33,1^\circ$?

З а в д а н н я 3

Вправа 3 Частково поляризоване світло інтенсивності $I_0 = 100\text{ лм/м}^2$, котре являє собою суміш плоскополяризованого світла (60% інтенсивності I_0) і звичайного світла, пропускають через ніколь. Спочатку ніколь розташовано в такий спосіб, що його головний переріз є паралельний до площини коливань у поляризованій складовій падаючого світла. Дайте відповіді на запитання, наведені нижче. Звірте з відповідями.

- 1 Яку частку інтенсивності I_e природної складової буде пропущено ніколем?
Відповідь: $0,5 I_e = 20 \text{ лм/м}^2$
- 2 Яку частку інтенсивності I_n поляризованої складової пропустить ніколь?
Відповідь: $I_n = 60 \text{ лм/м}^2$;
- 3 Яка інтенсивність світла, котре проходить через ніколь?
Відповідь: $I_{\parallel} = 80 \text{ лм/м}^2$;
- 4 Відповісти на перші три запитання за умови, що ніколь повернуто на 60° .
Відповідь: $0,5 I_e = 20 \text{ лм/м}^2$; $0,25 I_n = 15 \text{ лм/м}^2$; $I = 35 \text{ лм/м}^2$
- 5 Яка буде інтенсивність світла, котре проходить, якщо ніколь повернути в такий спосіб, щоби його головний переріз був перпендикулярний до площини коливань у поляризованій складовій? Відповідь: $I_{\perp} = 20 \text{ лм/м}^2$;
- 6 У скільки разів максимальна інтенсивність світла, котре проходить через ніколь, є більше за мінімальну? Яким повинно бути співвідношення поміж інтенсивностями поляризованої і звичайної складових, щоби максимальна інтенсивність прохідного світла була в дев'ять разів більше за мінімальну?
Відповідь: $I_{\parallel} / I_{\perp} = 4$; $I_n = 4 I_e$.

Задача 3.1 Розв'яжіть одну з наведених нижче задач. Усі необхідні дані подано в табл. 3.1.

1 Монохроматичний промінь світла переходить з одного середовища з показником заломлення n_1 (швидкість світла v_1) в інше середовище з показником заломлення n_2 (швидкість світла v_2). Кут падіння променя на межу поділу середовищ дорівнює i (кут заломлення r). Віднайдіть значення величини, поданої в останній колонці табл. 3.1, за однієї з таких умов (відповідно до варіанта):

- а) на межу поділу падає звичайне світло і відбитий промінь є максимально поляризований;
- б) падаючий промінь є лінійно поляризований, відбитий промінь відсутній.

2 Промінь природного світла переходить з повітря в рідину (показник заломлення n_1), котра міститься в скляній посудині (показник заломлення n_2). Коли кут падіння променя на поверхню рідини дорівнює i , відбитий від дна посудини промінь є максимально поляризований. Віднайдіть значення величини, поданої в останній колонці табл. 3.1.

В к а з і в к а. На рисунку до задачі 3.1 мають бути вказані напрямки векторів E у променях і хід променів має відповідати співвідношенню між показниками заломлення середовищ.

Задача 3.2 Розв'яжіть одну з наведених нижче задач. Усі необхідні дані подано в табл. 3.2.

1 Частково поляризоване світло проходить через аналізатор, розташований в такий спосіб, що інтенсивність його світла є максимальна і дорівнює I_1 . Після повороту аналізатора на кут $\Delta\alpha$ інтенсивність стала дорівнюваною I_2 :

- а) яка є інтенсивність падаючого на аналізатор світла?
- б) яка є інтенсивність поляризованої складової падаючого світла?
- в) яка є інтенсивність звичайної складової падаючого світла?
- г) яку частину від інтенсивності падаючого світла становить інтенсивність його поляризованої складової?
- д) яку частину від інтенсивності падаючого світла становить інтенсивність його звичайної складової?
- е) яке є відношення інтенсивності поляризованого світла до інтенсивності природного світла, котрі становлять дане частково поляризоване світло?
- ж) яка буде мінімальна інтенсивність світла, яке пропускає аналізатор?

2 Частково поляризоване світло проходить через аналізатор, розташований в такий спосіб, що інтенсивність цього світла є мінімальна і дорівнює I_1 . Після повороту аналізатора на кут $\Delta\alpha$ інтенсивність стала дорівнюваною I_2 . Відповісти на одне із запитань задачі 1 (відповідно до варіанта).

3 Частково поляризоване світло проходить через аналізатор, площина пропускання якого становить кут α з площиною коливань у поляризованій складовій падаючого світла. Інтенсивність світла, яке проходить через аналізатор, дорівнює I_1 . Після повороту аналізатора на кут $\Delta\alpha$ інтенсивність світла, що пройшло, стала дорівнюваною I_2 . Відповісти на одне із запитань задачі 1 (відповідно до варіанта).

4 Частково поляризоване світло досліджують за допомогою аналізатора, який обертають навколо напрямку променя. Максимальна інтенсивність світла, яке пропускається аналізатором, дорівнює I_1 , мінімальна інтенсивність – I_2 . Відповісти на одне із запитань задачі 1 (відповідно до варіанта).

5 Частково поляризоване світло, в якому на частку плоскополяризованої складової припадає k % інтенсивності, проходить через аналізатор, розташований в такий спосіб, що інтенсивність пропущеного світла є максимальна:

- а) у скільки разів зменшується інтенсивність світла при проходженні через аналізатор?
- б) у скільки разів зміниться інтенсивність світла, яке проходитиме через аналізатор, якщо аналізатор повернути на кут $\Delta\alpha$?

6 Частково поляризоване світло, в якому на частку плоскополяризованої складової припадає $k\%$ інтенсивності, проходить через аналізатор, розташований в такий спосіб, що інтенсивність цього світла є мінімальною. Відповісти на одне із запитань задачі 5 (відповідно до варіанта).

7 Частково поляризоване світло, в якому на частку поляризованої складової припадає $k\%$ інтенсивності, проходить через аналізатор, площина пропускання якого становить кут α з площиною коливань у поляризованій складовій:

- у скільки разів зменшується інтенсивність світла при проходженні через аналізатор?
- у скільки разів інтенсивність світла, котре проходить через аналізатор, є більш за мінімальну інтенсивність світла?

Задача 3.3 На кристалічну пластинку, вирізану паралельно оптичній осі, падає по нормалі пучок монохроматичного плоскополяризованого світла (рис. 4.2). Площина коливань електричного вектора $\mathbf{P}$ у падаючому світлі складає кут α з оптичною віссю пластинки OO' . Показники заломлення звичайного n_o і незвичайного n_e променів, товщину пластинки d , довжину хвилі падаючого світла λ і кут α задано в табл. 3.3.

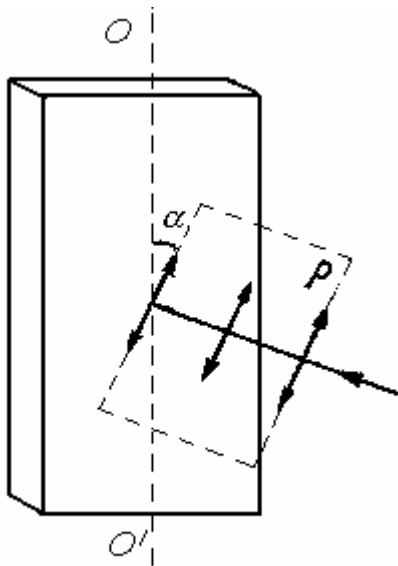


Рисунок 4.2

1 Накресліть хід променів у пластинці й визначте оптичну різницю ходу незвичайного й звичайного променів.

2 Визначте різницю фаз незвичайної й звичайної хвиль і опишіть характер поляризації світла, котре проходить через пластинку.

3 Яким буде характер поляризації світла, котре проходить через пластинку, товщина якої $d_1 = d/2$?

Якщо світло, котре проходить через пластинку, плоскополяризоване, зазначте орієнтацію площини коливань електричного вектора в цьому світлі стосовно площини коливань у падаючому світлі. Для еліптично поляризованого світла зазначте орієнтацію еліпса стосовно оптичній осі пластинки. Поглинанням світла в пластинці можна знехтувати.

1 ИНТЕРФЕРЕНЦИЯ СВЕТА

При наложении когерентных волн происходит перераспределение светового потока в пространстве, в результате чего в одних местах возникают максимумы, а в других – минимумы интенсивности. Это явление называется *интерференцией волн*.

Когерентными называются волны с одинаковыми частотами и постоянной за время наблюдения разностью фаз. Только когерентные волны могут интерферировать, т. е. взаимодействовать таким образом, что происходит перераспределение энергии в пространстве (появляются светлые и темные области).

Введём понятие *оптической длины пути* света, под которым понимается произведение геометрической длины пути r , пройденного светом в среде, и показателя преломления этой среды: $L = nr$. Величина оптической длины пути L равна пути, пройденному светом в вакууме за то же самое время, за которое в данной среде он проходит путь r .

Оптической *разностью хода* двух волн Δ называется разность оптических длин путей волн $\Delta = L_1 - L_2$.

Рассмотрим взаимодействие волн, излучаемых двумя когерентными источниками – S_1 и S_2 (рис. 1.1). Допустим, в некоторой точке P , заданной расстояниями r_1 и r_2 от источников, происходит наложение волн. В точке P будет наблюдаться усиление света (максимум), если разность хода лучей

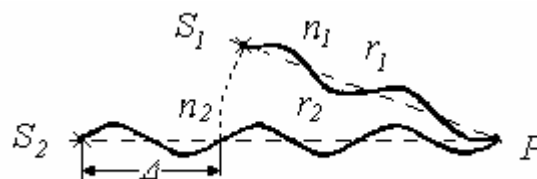


Рисунок 1.1

$$\Delta = m\lambda_0, \quad (1.1)$$

где $m = 0, 1, 2, \dots$ – любое целое число; m – порядок интерференции, который показывает, скольким длинам волн равна разность хода лучей; λ_0 – длина волны света в вакууме. Длина волны света в среде с показателем преломления n определяется через длину волны λ_0 в вакууме

$$\lambda = \lambda_0/n. \quad (1.2)$$

В точке P будет наблюдаться ослабление света (минимум), если разность хода

$$\Delta = (2m + 1)\lambda_0/2. \quad (1.3)$$

Если рядом с рассматриваемыми двумя когерентными источниками света S_1 и S_2 расположить экран, то интерференционная картина на экране будет представлять собой чередующиеся тёмные и светлые полосы.

Наиболее распространённый способ получения интерференционной картины заключается в разделении света от одного источника на два луча и последующем сложении этих лучей.

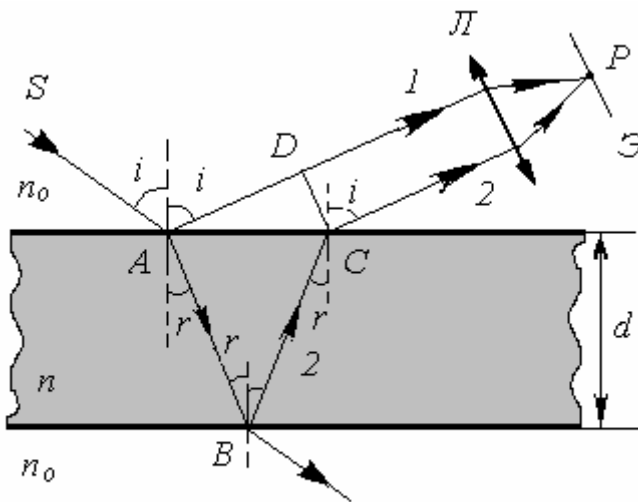


Рисунок 1.2

Интерференция плоскопараллельных пластинок

в
тонких

Пусть на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 1.2) падает плоская монохроматическая волна (для простоты рассмотрим один луч SA). На поверхности пластинки в точке A луч разделится на две части: частично *отразится* от верхней поверхности пластинки, а частично преломится. Преломлённый луч, дойдя до точки B , частично преломится в воздух ($n_0 = 1$), а частично *отразится* и пойдёт к точке C . Здесь он опять частично отразится (этот ход луча в дальнейшем из-за малой интенсивности не рассматриваем) и преломится, выходя в воздух под углом i . Вышедшие из пластинки лучи 1 и 2, образовавшиеся в результате отражения от верхней и нижней поверхностей пластинки, когерентны между собой. Если на их пути поставить собирающую линзу, то они сойдутся в одной из точек P фокальной плоскости линзы и дадут интерференционную картину, которая определяется оптической разностью хода между интерферирующими лучами.

Оптическая разность хода, возникающая между интерферирующими лучами от точки A до плоскости DC :

$$\Delta = n(AB + BC) - AD \pm \lambda_0/2, \quad (1.4)$$

где показатель преломления окружающей плёнку среды принят $n_0 = 1$, а величина $\lambda_0/2$ обусловлена тем, что при отражении волны от оптически более плотной среды, чем та среда, в которой распространяется падающая волна, фаза колебаний изменяется на π , что эквивалентно изменению длины пути на $\lambda_0/2$, т. е. происходит потеря полуволны. Величина $\pm \lambda_0/2$, представляет собой добавочную разность хода, возникающую при отражении волны от границы раздела оптически более плотной среды.

Если $n > n_0$, то потеря полуволны произойдёт в точке A и вышеупомянутая величина будет иметь знак минус, если же $n < n_0$, то потеря полуволны произойдёт в точке B и $\lambda_0/2$ будет иметь знак плюс.

Согласно рис. 1.2,

$$AB = DC = \frac{d}{\cos r}; \quad AD = AC \cdot \sin i = 2d \cdot \tan r \cdot \sin i.$$

Учитывая для данного случая закон Снеллиуса $\sin i = n \cdot \sin r$, получим

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}.$$

С учётом потери полуволны для оптической разности хода, получаем

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2. \quad (1.5)$$

В точке P будет максимум, если

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2 = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.6)$$

и минимум, если

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda_0/2 = (2m + 1)\lambda_0/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.7)$$

Таким образом, в результате наложения когерентных лучей возникает система светлых и тёмных интерференционных полос.

Рассмотрим теперь интерференцию света, *проходящего* через прозрачную плоскопараллельную пластинку. Пусть на плоскопараллельную прозрачную пластинку с показателем преломления n и толщиной d под углом i (рис. 1.3.) падает плоская монохроматическая волна (для простоты, как и раньше, рассмотрим один луч SA).

При попадании на пластинку в точке A волна преломляется (луч AB) и проходит через пластинку. В точке B часть волны преломляется и выходит в воздух (луч 1), а часть волны (луч 2) в точке B отражается и дважды проходит пластинку, отразившись при этом в точке C . Преломившись в точке D , луч 2 выходит в воздух и следует параллельно лучу 1. Лучи 1 и 2 когерентны. Поэтому после их пересечения в главном фокусе линзы, поставленной на их пути, они интерферируют. Результат интерференции зависит от оптической разности хода лучей 1 и 2.

Отражение световой волны 2 происходит в точках B и C от среды, оптически менее плотной (воздух, показатель преломления которого $n_0 = 1$), чем та среда, в которой идёт падающая волна (стеклянная пластинка, показатель преломления которой $n = 1,5$). В этом случае дополнительной разности хода у лучей 1 и 2 не возникает, так как фаза колебаний световой волны 2 при отражении в точках B и C не изменяется на π радиан.

Если стеклянная пластинка будет находиться в среде, показатель преломления которой $n_0 > n$, то в этом случае фаза световой волны 2 при отражении в точке B изменяется на π рад и точно так же на π рад изменяется фаза колебаний этой волны, отражённой в точке C . Следовательно, результат интерференции лучей 1 и 2 при пересечении в фокусе линзы (в точке P) будет такой же, как если бы никакого изменения фазы колебаний у второго луча не было. В этом случае дополнительной разности хода световых лучей 1 и 2 не возникает.

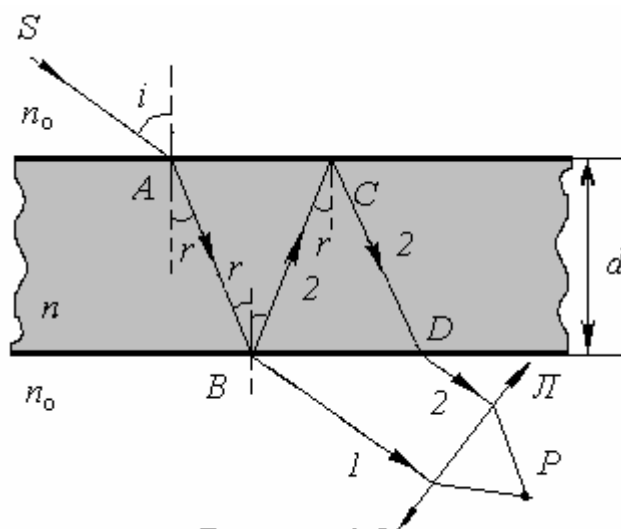


Рисунок 1.3

Оптическая разность хода этих лучей, если пластинка находится в воздухе,

$$\Delta = 2dn \cdot \cos r = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 r} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (1.8)$$

В точке P будет наблюдаться максимум, если

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda_0 \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (1.9)$$

и минимум, если

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} = (2m + 1)\lambda_0/2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1.10)$$

Как следует из соотношений (1.9) и (1.10), для возникновения интерференционных полос необходимо, чтобы либо толщина пластины d , либо угол падения i для различных точек поверхности изменялись. Соответственно различают интерференционные полосы равного наклона и равной толщины.

Полосы *равного наклона* наблюдаются в тех случаях, когда на тонкую плоскопараллельную плёнку падает под разными углами расходящийся или сходящийся пучок света. Условия интерференции для всех лучей, падающих на поверхность плёнки и отражающиеся от неё под одним и тем же углом, одинаковы.

Полосы *равной толщины* наблюдаются при отражении параллельного пучка световых лучей от тонкой прозрачной плёнки, толщина которой неодинакова в разных местах. Условия максимума интерференции одинаковы в точках, соответствующих одинаковым значениям толщины.

Пример 1.1

Тонкая плёнка с показателем преломления $n = 1,4$ нанесена на стеклянную пластинку с показателем преломления $n_{cm} = 1,6$. Плёнка освещается параллельным пучком монохроматического света, длина волны которого 440 нм. Угол падения лучей 60° . Определить, при какой минимальной толщине плёнки в результате интерференции произойдёт максимальное усиление отражённого света.

Дано:

Анализ и решение

отражённый свет,

тах

$$n = 1,4$$

$$n_{cm} = 1,6$$

$$n_g = 1$$

$$\lambda = 440 \text{ нм} = 4,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

Определить: d_{min}

Выделим из световой волны, падающей на плёнку, узкий пучок монохроматического света – луч SA (рис. 1.4). При попадании на плёнку в точке A часть волны отражается (луч S_1), а часть, преломившись, дважды проходит

плёнку толщиной d , отражаясь при этом в точке B от стеклянной пластинки. Преломившись в точке C , луч 2 выходит в воздух и идёт параллельно лучу S_1 (луч S_2). Лучи S_1 и S_2 когерентны. Поэтому после их пересечения в главном фокусе линзы, поставленной на их пути, они интерферируют. Результат интерференции зависит от оптической разности хода лучей. Разность хода возникает за счёт прохождения лучом 2 плёнки. Кроме того, нужно учесть

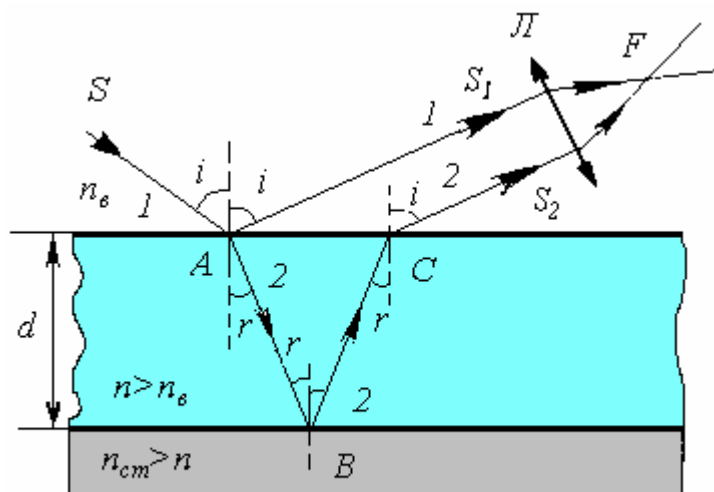


Рисунок 1.4

условия отражения лучей S_1 в точке A и S_2 в точке B . Так как показатель преломления вещества плёнки больше, чем показатель преломления воздуха, в котором идёт падающий луч SA , а показатель преломления стеклянной пластинки, в свою очередь, больше n плёнки, то в обоих случаях отражения и волна 1 и волна 2 меняют свою фазу при отражении от оптически более плотной среды на π радиан. Поэтому попадают они на линзу в одинаковых фазах и результат интерференции их будет такой же, как если бы никакого изменения фазы колебаний ни у 1-го, ни у 2-го луча не было.

Как известно, оптическая разность хода лучей при интерференции на тонких плёнках

$$\Delta = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i}, \quad (1)$$

где d – толщина плёнки; n – показатель преломления плёнки; i – угол падения световой волны на плёнку.

Условие максимального усиления света при интерференции состоит в том, что оптическая разность хода волн должна быть равна чётному числу длин полуволн, т. е.

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

где $m = 0, 1, 2, \dots$ – порядок максимума; λ – длина волны падающего света.

Окончательно условие максимума интерференции в данном случае принимает вид

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} = m\lambda, \quad (3)$$

откуда

$$d = \frac{m\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 i}} \quad (m = 1, 2, 3, \dots). \quad (4)$$

Как видно из (4), толщина d для данной плёнки может принимать различные значения в зависимости от m . Минимальная толщина плёнки будет при минимальном m , т. е. $m = 1$. Тогда (4) имеет вид

$$d_{\min} = \frac{\lambda}{2\sqrt{n^2 - \sin^2 i}}. \quad (5)$$

Выполним расчёт для $i = 60^\circ$:

$$d_{\min} = \frac{4,4 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{2\sqrt{n^2 - \left(\frac{\sqrt{3}}{2}\right)^2}} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м}.$$

Ответ: минимальная толщина плёнки $d_{\min} = 2 \cdot 10^{-7} \text{ м} = 0,2 \text{ мкм}$.

Пример 1.2

На стеклянный клин нормально к его грани падает монохроматический свет с длиной волны $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$. В возникшей при этом интерференционной картине на отрезке длиной $l = 1 \text{ см}$ наблюдается 10 полос. Определить преломляющий угол клина.

Дано:

отражённый свет,
тёмные полосы –
min

$$N = 10$$

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

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

Анализ и решение

Определить α

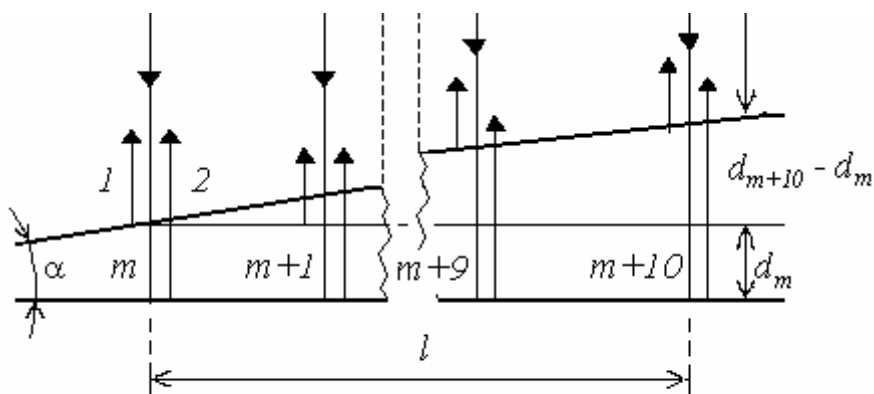


Рисунок 1.5

малых углах клина, то отражённые пучки света 1 и 2 будут практически параллельны.

Параллельный пучок света, падая нормально к грани клина, отражается как от верхней, так и от нижней грани (рис. 1.5). Эти пучки когерентны и поэтому наблюдается устойчивая картина интерференции. Так как интерференционные полосы наблюдаются при

Тёмные полосы видны на тех участках клина, для которых разность хода кратна нечётному числу длин полуволен:

$$\Delta = (2m + 1) \lambda / 2 \quad (m = 0, 1, 2, \dots). \quad (1)$$

Разность хода Δ двух волн складывается из разности оптических длин путей этих волн ($2dn \cdot \cos r$) и половины длины волны ($\lambda/2$). Величина $\lambda/2$ представляет собой добавочную разность хода, возникающую при отражении от оптически более плотной среды. Подставляя в формулу (1) значение разности хода Δ , получаем

$$2d_m n \cos r + \lambda/2 = (2m + 1) \lambda / 2, \quad (2)$$

где n – коэффициент преломления стекла ($n = 1,5$); d_m – толщина клина в том месте, где наблюдается тёмная полоса, соответствующая номеру m ; r – угол преломления.

Согласно условию, угол падения равен нулю, следовательно, и угол преломления r равен нулю, а $\cos r = 1$. Раскрыв скобки в правой части равенства (2), после упрощения получим

$$2d_m n = m \lambda. \quad (3)$$

Пусть произвольной тёмной полосе m -го номера соответствует толщина d_m клина, а тёмной полосе $(m+10)$ -го номера – толщина d_{m+10} клина. Тогда (см. рис. 1.5), учитывая, что 10 полос укладывается на расстоянии l , найдём:

$$\sin \alpha = (d_{m+10} - d_m) / l \quad (4)$$

Выразим из соотношения (3) d_m и d_{m+10} и подставим их в формулу (4). Учитывая, что $\sin \alpha \approx \alpha$ (из-за малости угла α), получим

$$\alpha = \frac{(m + 10) \lambda - m \lambda}{2nl} = \frac{5\lambda}{nl}.$$

Сделаем проверку единиц измерения:

$$[\alpha] = \frac{1_m}{1_m} = 1.$$

Подставим значения физических величин:

$$\alpha = \frac{5 \cdot 0,6 \cdot 10^{-6}}{1,5 \cdot 10^{-2}} = 2 \cdot 10^{-4} \text{ рад}.$$

Выразим α в секундах. Для этого можно воспользоваться соотношением между радианом и секундой:

$$1 \text{ рад} = 206265 \text{ с} \approx 2,06 \cdot 10^5 \text{ с}.$$

Тогда

$$\alpha = 2 \cdot 10^{-4} \cdot 2,06 \cdot 10^5 \text{ с} = 41,2 \text{ с}.$$

Ответ: преломляющий угол клина $\alpha = 41,2 \text{ с}$.

Кольца Ньютона

Интерференционные полосы, имеющие форму колец и называемые кольцами Ньютона, являются классическим примером полос равной толщины. Они наблюдаются при интерференции света в тонком воздушном зазоре между плоской стеклянной пластинкой и прижатой к ней плосковыпуклой линзой

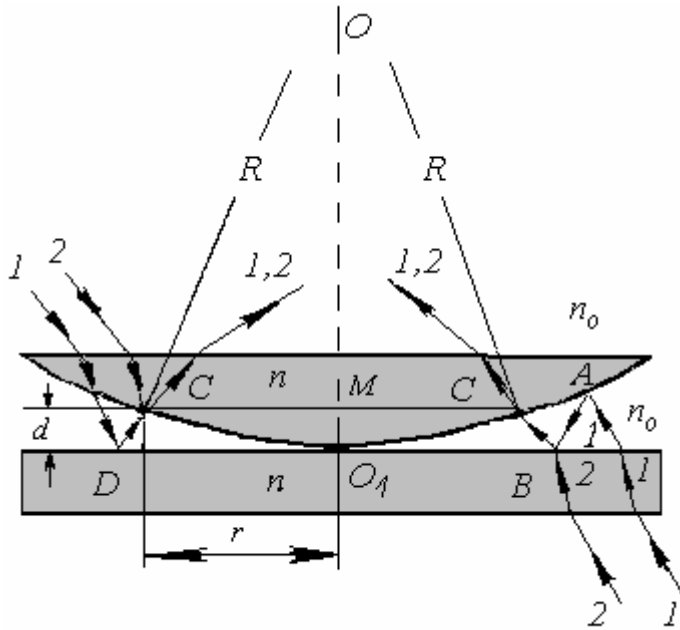


Рисунок 1.6

(рис. 1.6). Центры колец Ньютона совпадают с точкой O_1 соприкосновения линзы с пластинкой.

Ход лучей при наблюдении в проходящем и отражённом свете показан на рис. 1.6. В обоих случаях разность хода включает в себя двойное прохождение одним из лучей зазора между линзой и пластинкой. В случае наблюдения в отражённом свете у первого луча возникает дополнительная разность хода в половину длины волны в результате отражения от оптически более плотной пластинки. Поэтому в месте, где в

отражённом свете будет наблюдаться максимум, в проходящем свете будет минимум, и наоборот.

Рассмотрим подробно образование колец Ньютона в отраженном свете.

Пусть параллельный пучок света падает нормально на плоскую поверхность линзы и частично отражается от верхней и нижней поверхностей воздушного зазора между линзой и пластинкой. При наложении отражённых лучей 1 и 2 в точке C (см. рис. 1.6) возникают полосы равной толщины, при нормальном падении света имеющие вид концентрических окружностей.

В отражённом свете оптическая разность хода лучей 1 и 2 с учётом потери полуволны при отражении луча 1 (в точке D) от оптически более плотной среды и при условии, что $i = 0^\circ$,

$$\Delta = 2d + \lambda_0/2, \quad (1.11)$$

где d – ширина зазора.

Из треугольника MCO следует, что $R^2 = (R - d)^2 + r^2$, где R – радиус кривизны линзы; r – радиус кривизны окружности, всем точкам которой соответствует одинаковый зазор d . Учитывая, что d мало, получим $d = r^2/2R$.

Следовательно,

$$\Delta = r^2/R + \lambda_0/2. \quad (1.12)$$

Приравняв (1.12) условиям максимума (1.1) и минимума (1.3), получим выражения для радиуса m -го светлого кольца

$$r_m = \sqrt{\left(m - \frac{1}{2}\right)\lambda_0 R}, \quad m = 1, 2, 3, \dots \quad (1.13)$$

и радиуса m -го тёмного кольца

$$r_m = \sqrt{m\lambda_0 R}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.14)$$

Наблюдая кольца Ньютона в проходящем свете, луч 1, испытывая дважды отражение (в точке A и в точке B) от среды, оптически более плотной,

дважды меняет фазу на π радиан. При сложении волн в точке C фаза лучей 1 и 2 опять одинакова и дополнительной разности хода не возникает. Поэтому в проходящем свете радиусы светлых колец определяются по формуле (1.14), а радиусы тёмных колец – по формуле (1.13).

Пример 1.3

В установке для наблюдения колец Ньютона пространство между линзой и пластинкой заполнено жидкостью с показателем преломления $n_{жс} = 1,47$. Показатель преломления линзы и пластинки равен $n_l = n_{пл} = 1,8$. Длина волны падающего света 490 нм , радиус первого тёмного кольца $0,7 \text{ мм}$. Наблюдение ведётся в проходящем свете. Определить радиус кривизны поверхности линзы.

Дано:

проходящий свет,

тёмное кольцо – m -е

$$n_{\text{в}} = 1$$

$$n_{жс} = 1,47$$

$$n_l = n_{пл} = 1,8$$

$$\lambda = 490 \text{ нм} = 4,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 1$$

$$r_{т,1} = 0,7 \text{ мм} = 7 \cdot 10^{-4} \text{ м}$$

Анализ и решение

Определить: R

Кольца Ньютона наблюдаются при интерференции света в узком зазоре между стеклянной пластинкой и линзой (рис. 1.7). Зазор заполнен жидкостью, являющейся средой оптически менее плотной, чем вещество линзы и пластинки, так как $n_{жс}$ меньше, чем $n_l = n_{пл}$. Лучи S_1 и S_2 из потока, падающего на установку света, когерентны. Разность их хода появляется при прохождении лучами зазора. До встречи в точке B луч 1 дважды проходит зазор, а, уже начиная с точки B и до выхода из линзы, лучи идут вместе, накладываясь друг на друга. Испытывая дважды отражение (в точке A и в точке B) от среды оптически более плотной, луч 1 дважды изменяет фазу колебаний на π радиан.

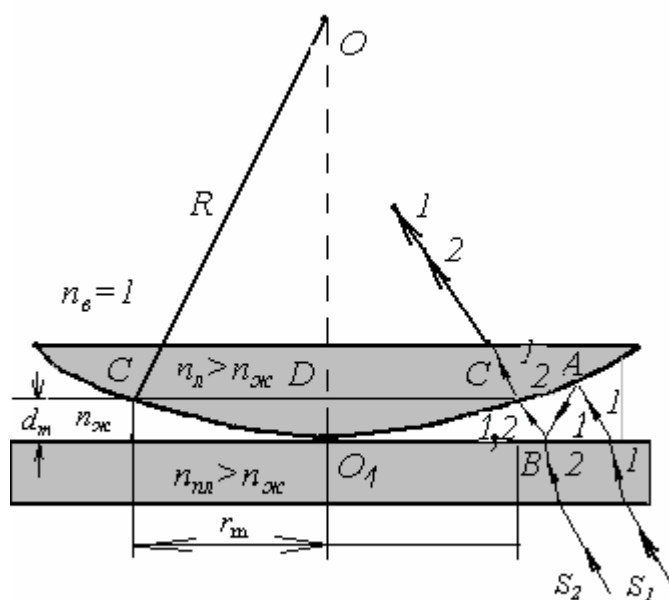


Рисунок 1.7

Поэтому при сложении волн в точке B фаза лучей 1 и 2 опять одинакова и дополнительной разности хода не возникает. Оптическая разность хода волн будет состоять только из разности оптических длин путей лучей. Так как зазор очень мал (тем более в районе первых колец), то поверхности линзы и пластинки почти параллельны, поэтому оптическая разность хода этих двух лучей

$$\Delta = 2d n_{\text{жс}}. \quad (1)$$

В условии задачи задан радиус тёмного кольца, следовательно, в этих условиях оптическая разность хода должна быть равна нечётному количеству длин полуволн. Поэтому окончательно условие образования тёмных колец (условие минимума интерференции) имеет вид

$$2d_m n_{\text{жс}} = (2m - 1)\lambda/2, \quad (2)$$

где $m = 1, 2, 3, \dots$ – порядок минимума (номер кольца); λ – длина волны падающего света; d_m – толщина зазора в месте образования тёмного кольца m -го порядка; $n_{\text{жс}}$ – показатель преломления вещества зазора.

Выведем формулу, связывающую d_m с радиусами кольца r_m и линзы R . Рассмотрим прямоугольный треугольник OCD . Гипотенуза $OC = OO_1 = R$. Так как центры концентрических колец совпадают с точкой O_1 касания линзы и пластинки, то катет $CD = r_m$, а катет $OD = OO_1 - DO_1 = R - d_m$.

Тогда, по теореме Пифагора,

$$\begin{aligned} OC^2 &= CD^2 + OD^2; \quad R^2 = r_m^2 + (R - d_m)^2; \\ R^2 &= r_m^2 + R^2 - 2R d_m + d_m^2. \end{aligned} \quad (3)$$

Преобразуем (3), с учётом того, что $R \gg d_m$ и, тем более, d_m^2 можно пренебречь по сравнению с другими величинами: $r_m^2 = 2R d_m$, откуда

$$d_m = r_m^2 / 2R. \quad (4)$$

Подставим (4) в уравнение (2): $2 n_{\text{жс}} r_m^2 / 2R = (2m - 1)\lambda/2$, откуда

$$R = \frac{2r_m^2 \cdot n_{\text{жс}}}{(2m - 1)\lambda}. \quad (5)$$

Сделаем проверку единиц измерения:

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

Вычислим R , считая для тёмного кольца первого порядка $m = 1$:

$$R = \frac{2(7 \cdot 10^{-4})^2 \cdot 1,47}{1 \cdot 4,9 \cdot 10^{-7}} = 2,94.$$

Ответ: радиус кривизны линзы в установке $R = 2,94 \text{ м}$.

2 ДИФРАКЦИЯ СВЕТА

Дифракцией света называется огибание светом непрозрачных препятствий, попадание света в область геометрической тени, т. е. отклонение света от прямолинейного распространения в изотропной среде.

Объяснение этому явлению можно дать на основании *принципа Гюйгенса–Френеля*.

Фронтом волны называется поверхность, до которой дошли колебания в данный момент времени. Эта поверхность разделяет ту часть пространства, в которой идут колебания, от той части, где колебания еще не начались. Все точки фронта волны колеблются в одной фазе.

Лучом называется линия, вдоль которой распространяются колебания. В изотропной среде луч перпендикулярен к фронту волны. Исходя из данных опытов, Гюйгенс сформулировал следующий принцип: *каждая точка фронта волны является самостоятельным источником вторичных сферических волн*. Положение фронта волны в любой последующий момент времени находится путем построения поверхности, огибающей эти вторичные волны. Такое построение показывает, что загибание света в область геометрической тени должно существовать. На рис. 2.1: BB_1 – положение фронта плоской световой волны в некоторый момент времени; AA_1 – отверстие в непрозрачном экране; CC_1 – положение фронта волны после прохождения отверстия.

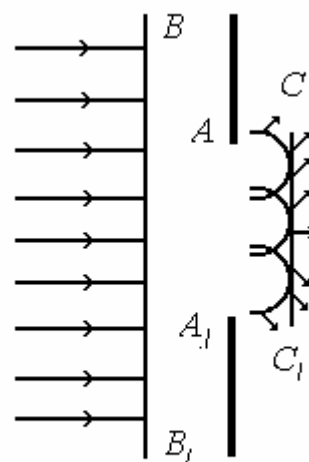


Рисунок 2.1

Однако принцип Гюйгенса не даёт возможности определить амплитуду колебания в различных точках пространства.

Френель дополнил принцип Гюйгенса идеей интерференции волн: *в каждой точке пространства происходит интерференция вторичных волн, пришедших от всех точек фронта волны*. Амплитуда результирующего колебания находится как геометрическая сумма амплитуд колебаний, пришедших от каждой точки фронта волны в данную точку пространства. В общем случае эта задача сложная. Френель предложил метод оценки интенсивности света в различных точках пространства для некоторых простейших случаев (обладающих симметрией). Этот метод заключается в построении специальных воображаемых зон на фронте волны. Подобные зоны получили название *зон Френеля*.

Построим фронт сферической волны, находящейся на расстоянии R от точечного источника S (рис. 2.2) и на расстоянии r от точки наблюдения P .

По принципу Гюйгенса, каждая точка фронта волны является источником вторичных волн. Таким образом, сферическая поверхность как бы является

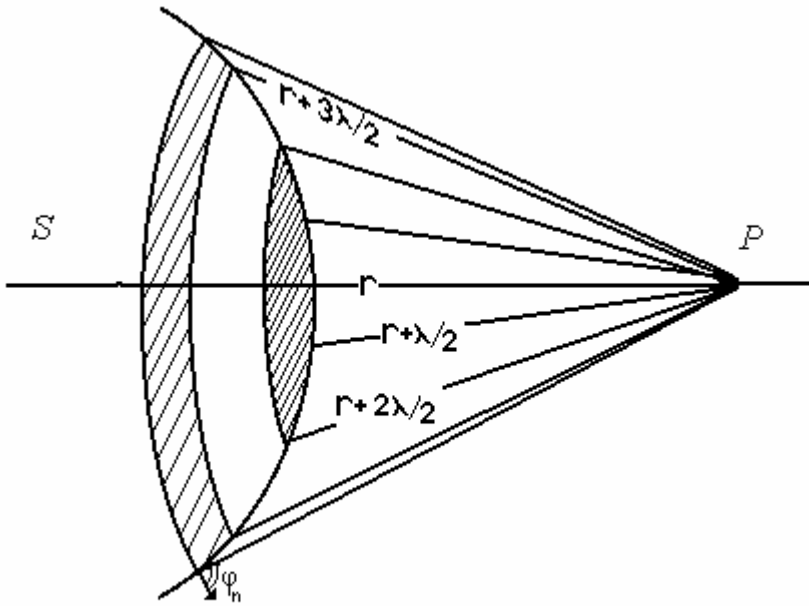


Рисунок 2.2

светящейся поверхностью. Следовательно, в точку наблюдения P придут колебания от всех точек фронта волны, где и произойдёт их интерференция.

Для построения первой зоны Френеля нужно отрезком прямой, равным $r + \lambda/2$ (λ – длина волны), описать коническую поверхность с вершиной в точке наблюдения P . Эта коническая поверхность вырежет на фронте сегмент, являющийся первой зоной Френеля.

Для построения второй зоны нужно отрезком, равным $r + 2\lambda/2$, снова описать коническую поверхность с вершиной в точке P . Эта поверхность вырежет вторую зону Френеля, которая представляет собой шаровой пояс. Расстояние от точки наблюдения P до третьей зоны равно $r + 3\lambda/2$, очевидно, до m -той зоны – $(r + m\lambda/2)$. Площади соседних зон очень близки друг другу, если $r \gg \lambda$. Амплитуда колебаний, пришедших в точку P , зависит от площади зоны, от её расстояния до точки P и от угла φ между нормалью к фронту волны и направлением на точку P . Чем больше номер зоны, тем больше угол φ , тем дальше зона от точки наблюдения, следовательно, тем меньше амплитуда колебаний, дошедших от этой зоны до точки P .

$$A_1 > A_2 > \dots > A_m.$$

Разность хода волн, идущих от двух соседних зон, равна $\lambda/2$, по построению. Поэтому эти волны, интерферируя в точке P , ослабляют друг друга.

Дифракция света наблюдается, когда часть зон на фронте волны закрыта непрозрачным препятствием.

Рассмотрим ряд примеров.

Дифракция света на круглом отверстии

Пусть на рис. 2.3 AA_1 – круглое отверстие в диафрагме D .

Дифракционная картина рассматривается на экране $\mathcal{E}$. Сферическая волна от источника S доходит до диафрагмы, и здесь часть фронта оказывается закрытой. Рассмотрим, каково действие открытой части фронта на точку P , лежащую на оси симметрии отверстия (центр дифракционной картины). От каждой точки открытой части фронта волны в точку P приходят колебания. Результат интерференции этих колебаний зависит от того, сколько зон Френеля осталось открытыми в отверстии. Если число открытых зон чётное, то волны от

соседних зон попарно ослабляют друг друга. В этом случае в точке P будет тёмное пятно.

В точках, расположенных на экране вблизи от точки P , соотношение фаз складываемых колебаний, вызванных вторичными волнами, будет иным, так что амплитуда суммарного колебания уже не будет минимальной. В этих точках будет светлее, чем в точке P . В некоторой точке P_1 соотношение фаз складываемых колебаний будет таково, что суммарная амплитуда окажется максимальной. Освещённость в этой точке будет максимальной. Очевидно, такая же освещённость будет во всех точках, равноудалённых от точки P , так как они одинаково расположены относительно фронта волны, заключённого в отверстии. Следовательно, светлая полоса будет иметь форму окружности (кольца) с центром в точке P . Далее будут чередоваться тёмные и светлые кольца (рис. 2.4, а).

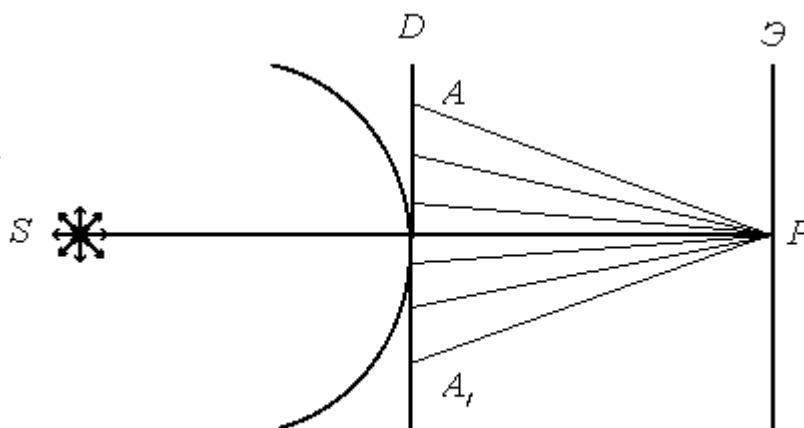


Рисунок 2.3

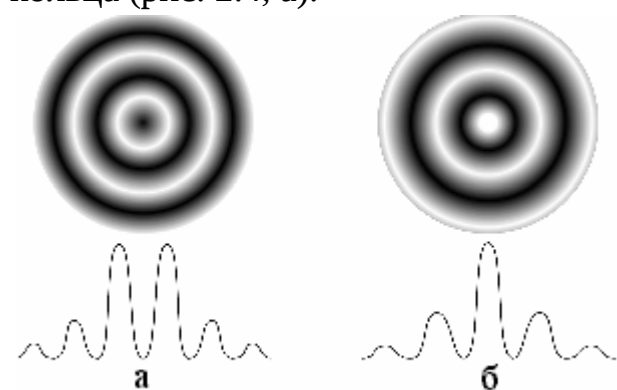


Рисунок 2.4

Если число зон Френеля, укладываемых в отверстии, нечётное, то центр дифракционной картины P будет светлым, а вокруг него располагаются концентрические тёмные и светлые кольца (рис. 2.4, б).

На рис. 2.4 изображены графики распределения интенсивности света в дифракционной картине.

Если свет распространяется в виде пучка параллельных лучей, то фронт волны будет плоский. На плоском фронте волны зоны Френеля строятся так же, как и на сферическом.

Пример 2.1

Параллельный пучок света с длиной волны $\lambda = 500 \text{ нм}$ падает нормально на диафрагму с круглым отверстием, диаметр которого можно изменять. За диафрагмой на расстоянии $r = 1 \text{ м}$ от неё находится экран, на котором наблюдается дифракционная картина. Определить:

1 Каким будет центр дифракционной картины, если диаметр отверстия сделать равным $D_1 = 4 \text{ мм}$?

2 При каком наименьшем значении диаметра $D_{\min}$ отверстия центр дифракционной картины будет темным при том же расстоянии $r = 1 \text{ м}$?

3 На какое наименьшее расстояние от первоначального положения ($r = 1 \text{ м}$) нужно передвинуть экран ближе к отверстию, чтобы центр дифракционной картины стал светлым при значении диаметра, найденном в пункте 2?

Дано:

$$\lambda = 500 \text{ нм} = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$r = 1 \text{ м}$$

$$D = 4 \text{ мм} = 4 \cdot 10^{-3} \text{ м}$$

Анализ и решение

Определить:

1) m ; 2) $D_{\min}$; 3) Δr .

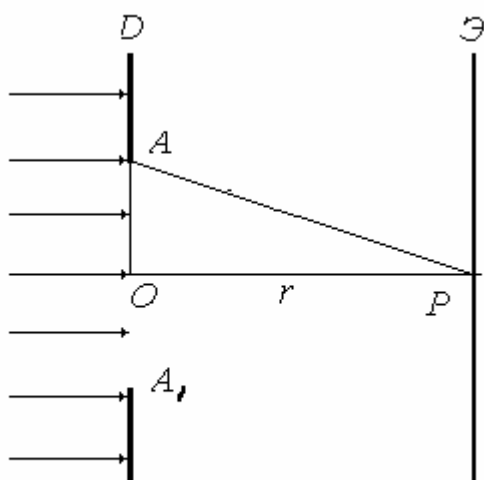


Рисунок 2.5

На рис. 2.5 AA_1 – диаметр отверстия. Так как слева от отверстия лучи параллельны между собой, то фронт волны плоский. При прохождении щели он совпадает с плоскостью отверстия. Каждая точка открытой части фронта волны является источником вторичных сферических волн. Эти волны придут в точку P , где и произойдет их интерференция.

1 Чтобы найти, каким будет центр дифракционной картины, нужно определить, сколько зон Френеля укладывается на открытой части фронта волны, т.е. в отверстии. Предположим, что в отверстии укладывается m зон. Тогда

расстояние от точки P до края m -той зоны, а следовательно, до края отверстия, должно быть $(r + m \cdot \lambda/2)$.

Из треугольника AOP следует:

$$AP^2 = AO^2 + OP^2;$$

$$(r + m \cdot \lambda/2) = (D_1/2) + r;$$

$$r^2 + rm\lambda + m^2\lambda^2/4 = D_1^2/4 + r^2.$$

Слагаемым $m^2\lambda^2/4$ можно пренебречь, так как оно очень мало по сравнению с остальными слагаемыми. Таким образом:

$$rm\lambda = (D_1/2)^2, \quad (1)$$

откуда

$$m = D_1^2/(4r\lambda). \quad (2)$$

Из формулы (2) видно, что число зон Френеля, укладывающихся в отверстии, зависит не только от диаметра, но и от расстояния от отверстия до точки наблюдения и от длины волны.

Вычислим m :

$$m = 16 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2 / (4 \cdot 1 \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}) = 8.$$

Так как число зон Френеля, укладываемых в отверстие, четное, то центр дифракционной картины тёмный.

2 Наименьшее отверстие, при котором центр дифракционной картины будет тёмным, очевидно, должно вмещать наименьшее четное число зон Френеля, т. е. две зоны. Из формулы (1) определим соответствующий диаметр отверстия

$$D = 2 (rm\lambda)^{1/2}, \quad (3)$$

где $m = 2$; $D = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$;

$$D_{\min} = 2(2 \cdot 1 \text{ м} \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м})^{1/2} = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м} = 2 \text{ мм}.$$

3 Из формулы (2) видно, что при уменьшении расстояния r (при постоянных D и λ) количество зон Френеля, помещающихся в данном отверстии, увеличивается. Следовательно, если для точки наблюдения, находящейся на экране на расстоянии 1 м от отверстия, в этом отверстии укладывалось две зоны, то при приближении экрана число зон в отверстии будет больше двух. Так как центр картины должен стать светлым, то теперь число зон Френеля должно стать нечётным. Ближайшим к двум нечётным числом является 3. Из формулы (1) находим расстояние r_1 от экрана до отверстия, при котором в отверстии укладывается три зоны Френеля:

$$r_1 = \frac{D^2}{4m\lambda}, \quad (4)$$

где $m = 3$; $D = 2 \cdot 10^{-3} \text{ м}$; $\lambda = 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$;

$$r_1 = \frac{4 \cdot 10^{-6} \text{ м}^2}{4 \cdot 3 \cdot 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = \frac{2}{3} \text{ м} \approx 0,67 \text{ м}.$$

Искомая величина

$$\Delta r = r - r_1:$$

$$\Delta r = 1 \text{ м} - 0,67 \text{ м} = 0,33 \text{ м}.$$

Следовательно, экран нужно передвинуть на $0,33 \text{ м}$ ближе к отверстию, чтобы центр дифракционной картины стал светлым. Если экран продолжать приближать к отверстию, то центр дифракционной картины будет то светлым, то тёмным.

Дифракция от одной щели

Щель представляет собой прямоугольное отверстие, у которого длина во много раз больше его ширины. Рассмотрим случай, когда на щель падает нормально пучок параллельных лучей. Фронт волны у такого пучка плоский. Практический интерес представляет средняя часть дифракционной картины, где не сказывается дифракция от коротких сторон (торцов) щели, так как расстояние между ними велико. Дифракционная картина здесь полностью обусловлена действием длинных сторон щели. Поэтому для построения зон Френеля для данной точки наблюдения вдоль щели проводят линии так, чтобы кратчайшие расстояния от соседних линий до точки наблюдения отличались на $\lambda/2$. Следовательно, зоны Френеля представляют собой полосы, проведенные на фронте волны вдоль щели. Дифракционная картина, образующаяся на экране

от щели, представляет собой чередование темных и светлых полос, параллельных щели. В центре полоса может быть как темной, так и светлой, в зависимости от числа зон Френеля, укладывающихся в щель.

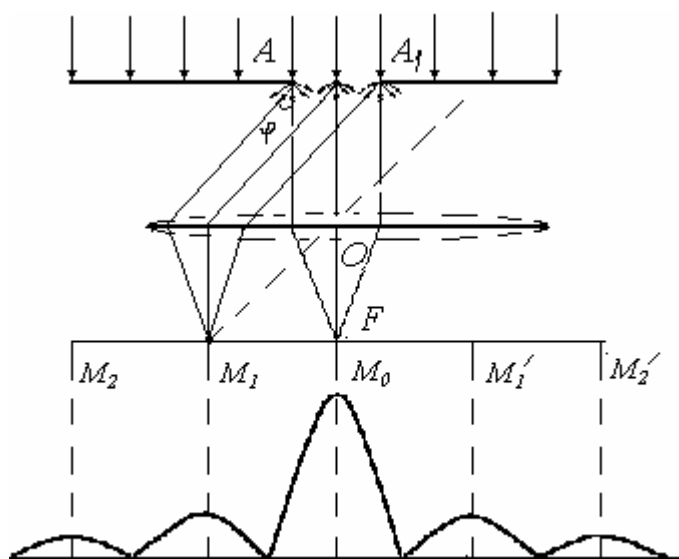


Рисунок 2.6

Если между щелью и экраном на пути дифрагирующих лучей поместить собирающую линзу, то дифракционная картина тоже будет представлять чередующиеся светлые и темные полосы, параллельные щели. Но в этом случае центральная полоса всегда будет светлой. Пусть свет падает параллельным пучком лучей, перпендикулярных к плоскости щели (рис. 2.6). Фронт у такой волны плоский, и в момент прохождения совпадает с плоскостью щели. AA_1 – ширина щели, её длина перпендикулярна плоскости чертежа.

По принципу Гюйгенса, от каждой точки щели лучи идут во все стороны. Линза L собирает параллельные лучи в одну точку на экране $\mathcal{E}$ в фокальной плоскости. Лучи, идущие после щели параллельно главной оптической оси линзы, собираются в главном фокусе линзы F . Оптическая длина пути этих лучей одинакова. Очевидно, разность хода любой пары лучей равна нулю. Эти лучи, попав в фокус линзы, усиливают друг друга, и в точке F образуется максимум интерференции, так называемый нулевой максимум.

Чтобы найти на фокальной плоскости точку, в которой соберутся лучи, дифрагированные под углом φ , нужно через оптический центр O линзы провести прямую (побочную оптическую ось), параллельную данным лучам. В точке M_1 , где побочная ось пересекается с фокальной плоскостью, соберутся лучи данного направления. Чтобы определить, что будет наблюдаться в этой точке, минимум или максимум интерференции, нужно разбить фронт волны, проходящей через щель, на зоны Френеля. Для этого из точки A опускаем перпендикуляр на луч, идущий от противоположной точки щели A_1 (рис. 2.7). Делим отрезок A_1B (разность хода крайних лучей) на отрезки, равные $\lambda/2$, затем через полученные точки проводим отрезки, параллельные AB , до пересечения с фронтом волны на щели. Оптические длины путей параллельных лучей, измеренные от линии AB , перпендикулярной лучам, до точки встречи лучей на фокальной плоскости, одинаковы для всех параллельных лучей (свойство сферической линзы). На фронте AA_1 колебания во всех точках происходят в одинаковых фазах. Следовательно, оптическая разность хода любой пары параллельных лучей равна разности отрезков, лежащих между фронтом волны AA_1 и перпендикуляром AB . На рис. 2.7

разность хода между лучами 1 и 2 представляет отрезок $A'B'$. По построению, он равен $\lambda/2$. Следовательно, AA' – ширина *первой* зоны Френеля. Разность хода $A'B''$ между лучами 1 и 3 равна $2\lambda/2$, поэтому $A'A''$ – ширина *второй* зоны Френеля и т.д. Число, показывающее, сколько раз $\lambda/2$ укладывается в отрезке A_1B , равно разности хода крайних лучей, равно числу зон Френеля, укладывающихся в щели. Разность хода Δ крайних лучей можно определить из треугольника AA_1B :

$$\Delta = AA_1 \cdot \sin \varphi$$

где $AA_1 = a$ – ширина щели.

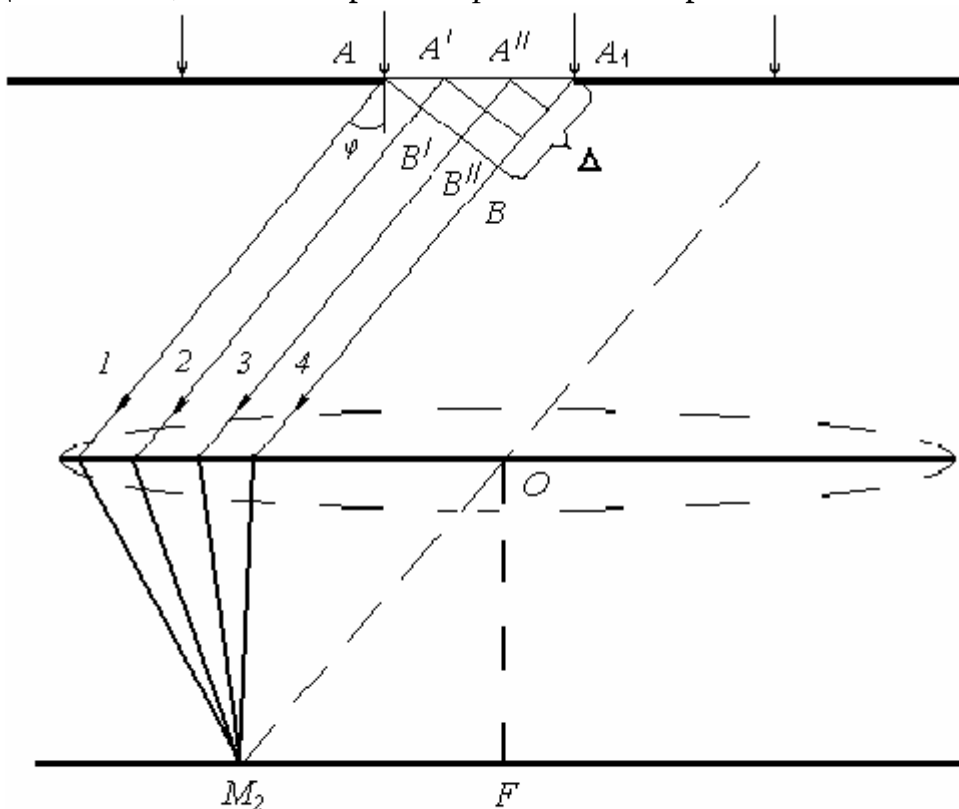


Рисунок 2.7

Если число зон, укладывающихся в щели, чётное, то в рассматриваемой точке фокальной плоскости наблюдается минимум освещённости, если нечётное, то наблюдается максимум:

$a \cdot \sin \varphi = 2m \cdot \lambda/2$ – условие минимума; $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер минимума;

$a \cdot \sin \varphi = (2m - 1) \cdot \lambda/2$ – условие максимума; $m = 1, 2, 3, \dots$ – номер максимума.

Для лучей, попадающих в главный фокус, разность хода равна нулю. Здесь образуется нулевой максимум. Интенсивность этого максимума самая большая. Далее расположены минимумы и максимумы, интенсивность которых убывает с удалением от центра картины. График распределения интенсивности света изображен в нижней части рис. 2.6.

Пример 2.2

На щель шириной $0,06$ мм падает нормально параллельный пучок света с длиной волны $\lambda = 6 \cdot 10^{-7}$ м. Найти ширину изображения щели, полученного на экране, лежащем в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием 30 см. Шириной изображения считать расстояние между первыми минимумами, расположенными по обе стороны от нулевого максимума освещённости.

Дано:

$$a = 0,06 \text{ мм} = 6 \cdot 10^{-5} \text{ м}$$

$$F = OB = 30 \text{ см} = 0,3 \text{ м} \quad \lambda = 6 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 1$$

Анализ и решение

Определить: $h = CC_1$

Чтобы определить ширину изображения щели, нужно найти расстояние между минимумами первого порядка. На рис. 2.8: $h = 2BC$, $BC = OB \cdot \tan \varphi = F \cdot \tan \varphi$. В точке C расположен первый минимум. Чтобы найти, какие лучи образуют этот минимум, нужно точку C соединить с оптическим центром линзы O .

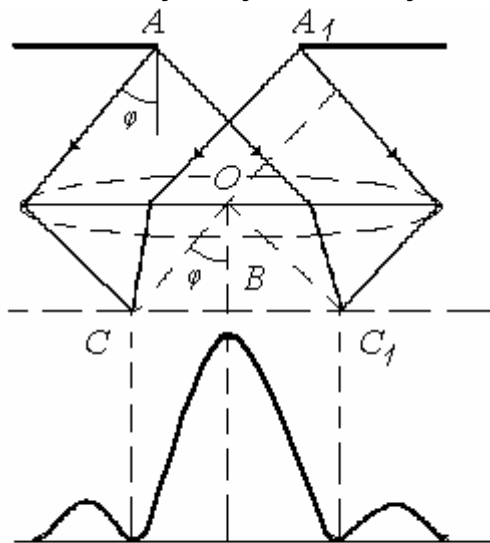


Рисунок 2.8

Лучи, параллельные побочной оси OC , соберутся в точке C .

Угол между побочной и главной оптическими осями равен углу дифракции φ (видно из чертежа). Для этих лучей выполняется условие минимума:

$$a \cdot \sin \varphi = 2m \cdot \lambda / 2 \text{ при } m = 1, 2, 3, \dots$$

$$\sin \varphi = m \cdot \lambda / a, \quad m - \text{порядок минимума.}$$

По условию, $m = 1$,

$$\sin \varphi = \frac{6 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{6 \cdot 10^{-5} \text{ м}} = 0,01; \quad \varphi = 36 \text{ минут.}$$

Для таких малых углов

$$\sin \varphi = \tan \varphi; \quad \tan \varphi = 0,01.$$

Тогда

$$h = 2F \cdot \tan \varphi = 2 \cdot 0,3 \text{ м} \cdot 0,01 = 0,006 \text{ м} = 6 \text{ мм.}$$

Таким образом, изображение щели в 100 раз шире самой щели. Причём, чем уже щель, тем шире её изображение.

Дифракционная решётка

Дифракционная решётка представляет собой совокупность большого числа узких параллельных щелей. Пусть свет падает на дифракционную решётку нормально параллельным пучком щелей. На рис. 2.9 щели решётки расположены перпендикулярно плоскости чертежа. Видна только их ширина a ; b – ширина непрозрачных промежутков между щелями. Фронт волны параллелен плоскости решётки. Каждая точка фронта, проходящего через щели, становится самостоятельным источником вторичных волн (принцип Гюйгенса).

Волны после решётки распространяются во всех направлениях. Линза собирает параллельные лучи в одну точку на фокальной плоскости там, где побочная оптическая ось линзы, параллельная данным лучам, пересекает фокальную плоскость.

На фокальной плоскости лучи интерферируют, в результате чего наблюдаются светлые и тёмные полосы. Чем больше щелей содержит решётка, тем уже главные максимумы. Между ними располагается целый ряд слабовыраженных вторичных максимумов, чередующихся с минимумами (см. рис. 2.9). Если решётка содержит N щелей, то между соседними главными максимумами расположено $N - 2$ вторичных максимумов и $N - 1$ минимумов.

Лучи дают главный максимум, если разность хода двух лучей, идущих от соответствующих точек соседних щелей, равна чётному числу длин полуволн. Для нахождения разности хода лучей 1 и 2 из точки A нужно опустить перпендикуляр на луч 2. Отрезок BD будет разностью хода Δ . Из треугольника ABD получаем:

$$\Delta = (a + b) \sin \varphi,$$

где $a + b = d$ называется постоянной дифракционной решётки, или её периодом. Условие главных максимумов:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda; \quad m = 0, 1, 2, \dots, \quad (5)$$

где m – порядок максимума.

Если на решётку падает белый свет, представляющий смесь монохроматических световых волн с различными длинами волн, заключёнными в интервале $3,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$ и $7,8 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, то дифракционная картина становится сложнее. Она представляет собой наложение дифракционных картин, образованных каждой монохроматической волной в отдельности. Лучи всех длин волн дают нулевой максимум в главном фокусе. Вследствие наложения этих максимумов в центре дифракционной картины образуется белый максимум.

Из условия максимума $d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda$ видно, что максимумы одного порядка, образованные лучами света с различными длинами волн, не накладываются друг на друга. Чем больше λ , тем больше угол дифракции, тем дальше от нулевого максимума будет расположен максимум данного порядка m . Образуется спектр m -го порядка.

Таким образом, при освещении дифракционной решётки белым светом по обе стороны от белого нулевого максимума расположен целый ряд спектров, разделённых тёмными промежутками. Спектры могут накладываться друг на друга.

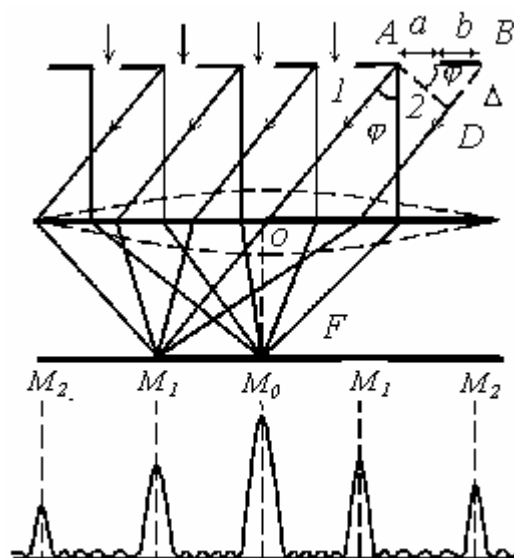


Рисунок 2.9

Пример 2.3

На дифракционную решётку нормально падает параллельный пучок белого света. Постоянная дифракционной решётки $d = 5 \cdot 10^{-6}$ м. Дифракционная картина проецируется на фокальную плоскость линзы, фокусное расстояние которой 20 см. Определить:

- 1 Расстояние между жёлтой ($\lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-7}$ м) и красной ($\lambda_2 = 6,5 \cdot 10^{-7}$ м) линиями спектра второго порядка.
- 2 Сколько максимумов даёт решётка для указанных длин волн?

Дано:

$$d = 5 \cdot 10^{-6} \text{ м}$$

$$OF = 20 \text{ см} = 0,2 \text{ м}$$

$$\lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$\lambda_2 = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$$

$$m = 2$$

Анализ и решение

Определить:

1) K_2 Ж₂; 2) $K_{1 \max}$ $K_{2 \max}$

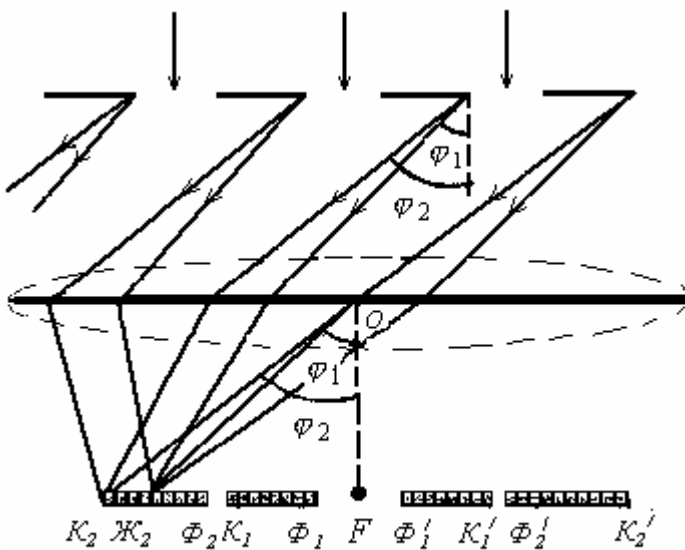


Рис. 2.10

1 После дифракции на решётке лучи всех длин волн, входящих в состав белого света, пойдут во всех направлениях. В точке K_2 (рис. 2.10) красные лучи образуют максимум второго порядка. Лучи с другими длинами волн тоже попадут в точку K_2 , но вследствие интерференции они образуют либо минимум, либо слабый вторичный максимум. В точке Ж₂ жёлтые лучи образуют максимум второго порядка (Φ – фиолетовые максимумы). Нужно определить длину отрезка K_2 Ж₂. Из рис. 2.10 следует:

$$K_2 \text{Ж}_2 = K_2 F - \text{Ж}_2 F.$$

В точку K_2 попадают лучи, падающие на линзу параллельно побочной оптической оси OK_2 и угол KOF равен углу дифракции этих лучей φ_2 . Аналогично угол $\text{Ж}_2 OF = \varphi_1$.

Из рисунка также следует:

$$K_2 F = OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_2; \text{Ж}_2 F = OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_1;$$

$$K \text{Ж}_2 = OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_2 - OF \cdot \operatorname{tg} \varphi_1 = OF(\operatorname{tg} \varphi_2 - \operatorname{tg} \varphi_1).$$

Чтобы найти углы φ_1 и φ_2 , используем формулу дифракционной решётки (5), выражающую условие максимумов:

$$d \cdot \sin \varphi_2 = m \cdot \lambda_2;$$

$$\sin \varphi_2 = m \cdot \lambda_2 / d;$$

$$d \cdot \sin \varphi_1 = m \cdot \lambda_1; \quad \sin \varphi_1 = m \cdot \lambda_1 / d.$$

Подставим данные: $m = 2$ и проведём некоторые вычисления

$$\sin \varphi_2 = \frac{2 \cdot 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 0,26; \quad \varphi_2 = 15^\circ 6'; \quad \operatorname{tg} \varphi_2 = 0,27;$$

$$\sin \varphi_1 = \frac{2 \cdot 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}}{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}} = 0,236; \quad \varphi_1 = 13^\circ 39'; \quad \operatorname{tg} \varphi_1 = 0,243.$$

Теперь можем определить расстояние $K_2Ж_2$:

$$K_2Ж_2 = 0,2 \text{ м} (0,27 - 0,243) = 0,0054 \text{ м} = 5,4 \text{ мм}.$$

2 Определим, сколько максимумов даёт дифракционная решётка для лучей с длиной волны λ .

Запишем условие максимума для дифракционной решётки:

$$d \cdot \sin \varphi = m \cdot \lambda.$$

Из рис. 2.10 видно, что угол дифракции φ может достигать 0° ($0^\circ \leq \varphi \leq 90^\circ$). Следовательно, $\sin \varphi \leq 1$. Умножим обе части неравенства на d : $d \cdot \sin \varphi \leq d$. Левая часть нового неравенства равна $m \cdot \lambda$, откуда получаем

$$m \lambda \leq d; \quad m \leq d/\lambda.$$

Подставим данные:

$$\text{а) } \lambda_1 = 5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad m \leq \frac{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{5,9 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 8,4; \quad m_{1,\max} = 8, \text{ так как номер}$$

максимума дробным быть не может.

Таким образом, жёлтый свет даёт по 8 максимумов по обе стороны от нулевого максимума. Итого 17 максимумов.

$$\text{б) } \lambda_2 = 6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}; \quad m_2 \leq \frac{5 \cdot 10^{-6} \text{ м}}{6,5 \cdot 10^{-7} \text{ м}} = 7,7; \quad m_{2,\max} = 7.$$

Красный свет даёт всего 15 максимумов.

3 ПОЛЯРИЗАЦИЯ СВЕТА

Свет представляет собой электромагнитные волны, излучаемые атомами вещества, длины волн которых заключены в интервале $10^{-6}\text{ м} \dots 10^{-8}\text{ м}$. Длины волн видимого света заключены в интервале $3,9 \cdot 10^{-7}\text{ м} \dots 7,8 \cdot 10^{-7}\text{ м}$. Волновые свойства света подтверждаются явлениями интерференции и дифракции.

Электромагнитные волны представляют собой совокупность переменных электрического и магнитного полей, распространяющихся в вакууме со скоростью $299792,46 \pm 0,02\text{ км/с}$ (скорость света).

Векторы напряжённостей электрического и магнитного полей E и H в электромагнитной волне взаимноперпендикулярны, и оба перпендикулярны вектору скорости v распространения волны. Векторы E , H и v образуют правовинтовую систему (рис. 3.1).

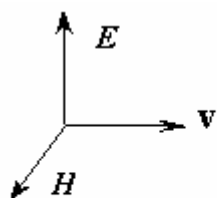


Рисунок 3.1

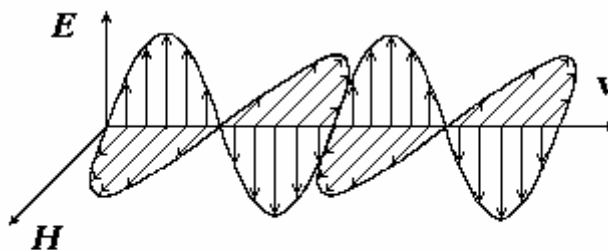


Рисунок 3.2

Их взаимная ориентация определяется правилом правого винта. Если винт вращать от вектора E к вектору H в направлении наименьшего угла, то поступательное движение винта укажет направление вектора v . Так как векторы E и H колеблются в направлении, перпендикулярном вектору скорости v , то электромагнитная волна является поперечной.

График электромагнитной волны изображён на рис. 3.2. Векторы E и H в бегущей электромагнитной волне колеблются в одинаковых фазах. Поперечность световых волн подтверждается явлением поляризации света.

Что же такое поляризованный и неполяризованный свет?

В волне, изображённой на рис. 3.2, вектор E в каждой точке волны колеблется вдоль одной прямой. Векторы E в различных точках волны лежат в одной плоскости, перпендикулярной чертежу.

Свет, в котором вектор E колеблется в одной плоскости, называется *плоскополяризованным*. Подобную волну (цуг) излучает отдельный атом в течение короткого времени ($\sim 10^{-8}\text{ с}$). В следующем цуге, излучаемом этим атомом, вектор E может колебаться уже в другой плоскости. В каждом теле одновременно излучает огромное количество атомов, причём, в излучениях различных атомов вектор E колеблется в различных плоскостях (но всегда $E \perp v$, $H \perp v$). В результирующей волне колебания различных направлений

быстро и беспорядочно сменяют друг друга. Такой свет называется *естественным*. Он характеризуется неупорядочённостью колебаний.

Все направления колебания вектора E равновероятны. Поэтому амплитуды колебания вектора E во всех направлениях в естественном свете одинаковы. Если луч естественного света направить перпендикулярно чертежу, то векторы E будут колебаться в плоскости чертежа (рис. 3.3,а). Каждому вектору E соответствует вектор $H \perp E$. Направление колебания вектора E в плоскополяризованном луче, направленном перпендикулярно чертежу, изображено на рис. 3.3,б.

На рис. 3.3 указано направление колебания только вектора E , и дальше речь будет идти только о векторе E , потому что физиологическое и химическое действия света обусловлены именно электрическим полем.

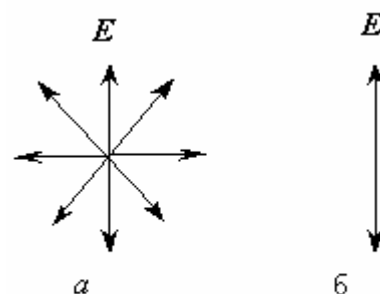


Рисунок 3.3

Двойное лучепреломление

При прохождении естественного света через некоторые анизотропные кристаллы луч разделяется на два плоскополяризованных луча. Таким свойством, например, обладает кристалл исландского шпата, в котором впервые и наблюдалось это явление (1670 г.). Кристалл исландского шпата имеет форму ромбоэдра, все шесть его граней ромбы (рис. 3.4).

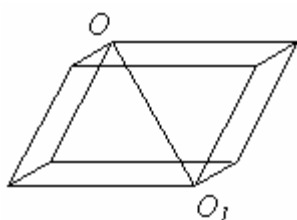


Рисунок 3.4

Диагональ OO_1 соединяет тупые углы ромбоэдра. Если из кристалла вырезать пластинку так, чтобы можно было пустить свет в направлении OO_1 , то двойного лучепреломления не произойдёт. Любая прямая, параллельная направлению, в котором не происходит двойного лучепреломления, называется *оптической осью кристалла*. Кристаллы, у которых двойное лучепреломление происходит только в одном направлении, называются *одноосными*. Кристалл исландского шпата является одноосным.

Плоскость, проведённая через оптическую ось и преломленный луч света, называется *главным сечением кристалла*. Главных сечений, как и оптических осей, в кристалле бесчисленное множество.

Как указывалось выше, если луч естественного света падает на кристалл, он разделяется на два плоскополяризованных луча. Для одного луча отношение $\sin$ угла преломления остается постоянным при различных углах падения. Этот луч лежит в одной плоскости с падающим лучом и нормалью, проведенной в точке падения луча к границе раздела двух сред. Таким образом, луч удовлетворяет обычным законам преломления. Поэтому он называется *обыкновенным*, или *ординарным* o – лучом. Для второго луча отношения $\sin$ угла падения к $\sin$ угла преломления не является постоянным, он не лежит в одной плоскости с падающим лучом к нормали. Даже при нормальном падении

на поверхность кристалла (но не вдоль оптической оси и не перпендикулярно ей) этот луч отклоняется от первоначального направления. Он называется *необыкновенным*, или *экстраординарным* e – лучом.

В обыкновенном луче вектор $\mathbf{E}$ колеблется перпендикулярно главному сечению. В необыкновенном луче вектор $\mathbf{E}$ колеблется в плоскости главного сечения. Чтобы на чертеже показать направления вектора $\mathbf{E}$, условимся вектор, направленный перпендикулярно чертежу, изображать в виде точек на луче: вектор, лежащий в плоскости чертежа, изображается в виде черточек, перпендикулярных лучу. Естественный луч изображается с помощью чередующихся черточек и точек. На рис. 3.5 изображено двойное лучепреломление естественного луча, падающего нормально к поверхности пластинки исландского шпата. Главное сечение кристалла для данного луча совпадает с плоскостью чертежа. OO_1 – оптическая ось кристалла. В кружочках показано, как вектор $\mathbf{E}$ ориентирован относительно главного сечения.

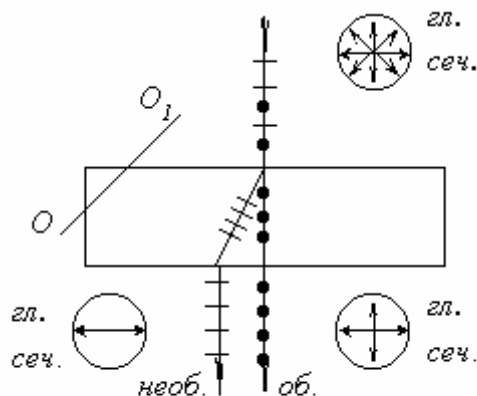


Рисунок 3.5

Скорость распространения света в кристалле зависит от угла, который образует вектор $\mathbf{E}$ луча с оптической осью кристалла.

В обыкновенном луче вектор $\mathbf{E}$ всегда образует угол 90° с оптической осью, как бы ни был направлен луч в кристалле. Поэтому скорость распространения обыкновенного луча во всех направлениях одна и та же. В необыкновенном луче угол между вектором $\mathbf{E}$ и оптической осью различен для различных направлений луча в кристалле (от 0 до 90°). Поэтому его скорость распространения различна в различных направлениях, а следовательно и показатель преломления его непостоянен. Для исландского шпата показатель преломления обыкновенного луча $n_o = 1,658$, а показатель преломления необыкновенного луча n_e изменяется в пределах от $1,658$ до $1,486$ в зависимости от угла падения. Скорости обоих лучей одинаковы, когда они направлены вдоль оптической оси, угол между векторами $\mathbf{E}$ и оптической осью 90° , лучи в этом случае не разделяются.

Определим интенсивности обыкновенного и необыкновенного лучей.

Пусть на одноосный кристалл падает уже поляризованный луч света, в котором вектор $\mathbf{E}$ образует угол α с главным сечением кристалла (рис. 3.6). Луч направлен перпендикулярно чертежу, поверхность кристалла совпадает с плоскостью чертежа, главное сечение перпендикулярно чертежу (видна только линия

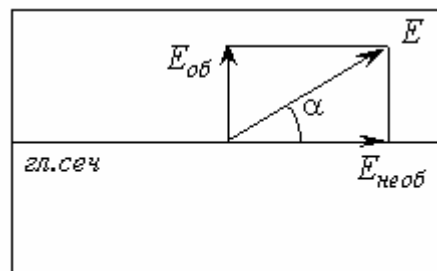


Рисунок 3.6

пересечения главного сечения с плоскостью чертежа).

Внутри кристалла луч разделяется на обыкновенный и необыкновенный. На рис. 3.6 E – амплитуда вектора E в падающем луче; $E_{об}$ – амплитуда вектора E в обыкновенном луче и $E_{необ}$ – амплитуда вектора E в необыкновенном луче (он колеблется в плоскости главного сечения).

Из чертежа следует:

$$\begin{aligned} E_{необ} &= E \cos \alpha; \\ E_{об} &= E \sin \alpha, \end{aligned} \quad (1)$$

где α – угол между вектором E в падающем луче и главным сечением.

Интенсивность света I пропорциональна квадрату амплитуды вектора E , следовательно

$$\begin{aligned} I_{необ} &= I_0 \cos^2 \alpha; \\ I_{об} &= I_0 \sin^2 \alpha, \end{aligned} \quad (2)$$

где I_0 – интенсивность падающего поляризованного света. Система уравнений (2) называется законами Малюса.

Таким образом, поляризованный луч света в кристалле тоже разделяется на обыкновенный и необыкновенный.

Пример 3.1

На кристалл исландского шпата нормально к его поверхности падает луч света, интенсивность которого I_0 . Нарисовать ход лучей в кристалле и вне кристалла, определить интенсивность вышедших из кристалла лучей, если падающий свет: 1) естественный; 2) плоскополяризованный так, что вектор E в нём колеблется перпендикулярно главному сечению кристалла; 3) плоскополяризованный так, что вектор E в нём параллелен главному сечению; 4) плоскополяризованный вектор E составляет угол 30° с главным сечением. Потерями света вследствие поглощения и отражения пренебречь.

Анализ и решение

1 В первом случае падающий луч естественный. Он представляет собой совокупность множеств поляризованных лучей, у которых векторы E ориентированы под всевозможными углами к главному сечению. Амплитуды вектора E во всех направлениях одинаковы, так как нет преимущественного направления колебаний вектора E . Однако колебания вектора E в различных направлениях некогерентны, так как обусловлены излучением различных атомов. Из рис. 3.6 видно, что для излучения одного атома

$$E_i^2 = E_{i, об}^2 + E_{i, необ}^2.$$

Для всех атомов

$$\sum_{i=1}^n E_i^2 = \sum_{i=1}^n E_{i, об}^2 + \sum_{i=1}^n E_{i, необ}^2.$$

Сумма квадратов амплитуд вектора E от некогерентных источников определяет интенсивность соответствующего луча. Так как нет преимущественного

направления колебания в естественном свете, то

$$\sum_{i=1}^n E_{i\text{ об}}^2 = \sum_{i=1}^n E_{i\text{ необ}}^2 = \frac{1}{2} \sum_{i=1}^n E_i^2$$

или

$$I_{\text{об}} = I_{\text{необ}} = \frac{1}{2} I_0.$$

Из кристалла выйдут два луча с одинаковой интенсивностью (рис. 3.7,а).

2 Во втором случае в падающем поляризованном луче вектор $\mathbf{E}$ перпендикулярен главному сечению, следовательно необыкновенный луч не образуется (рис. 3.7,б). Действительно, из законов Малюса следует:

$$I_{\text{необ}} = I_0 \cdot \cos^2 \alpha; \quad I_{\text{об}} = I_0 \cdot \sin^2 \alpha,$$

где $\alpha = 90^\circ$ по умолчанию. Значит $I_{\text{необ}} = 0$, $I_{\text{об}} = I_0$.

Внешний луч имеет такую же интенсивность, как и падающий.

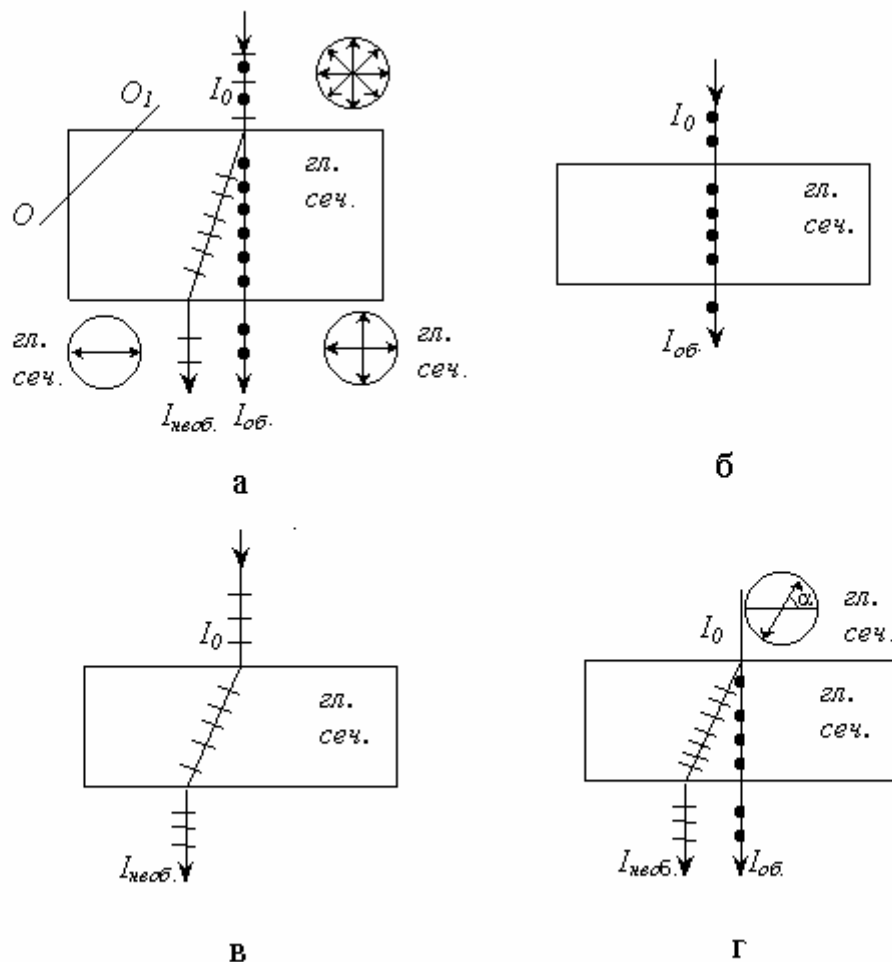


Рисунок 3.7

3 В третьем случае в падающем луче вектор $\mathbf{E}$ лежит в плоскости главного сечения. Значит $\alpha = 0$ (рис. 3.7,в)

$$I_{\text{необ}} = I_0 \cdot \cos^2 \alpha; \quad I_{\text{необ}} = I_0; \quad I_{\text{об}} = I_0 \cdot \sin^2 \alpha; \quad I_{\text{об}} = 0.$$

В этом случае внешний луч тоже будет иметь такую же интенсивность, как и падающий.

4 В четвертом случае в падающем поляризованном луче вектор E образует угол 30° с главным сечением. Следовательно, он испытывает двойное лучепреломление, и из кристалла выйдут два луча (рис. 3.7,г). Определим их интенсивность по законам Малюса:

$$I_{\text{необ}} = I_0 \cdot \cos^2 30^\circ; \quad I_{\text{необ}} = \frac{3}{4} I_0; \quad I_{\text{об}} = I_0 \cdot \sin^2 30^\circ; \quad I_{\text{об}} = \frac{1}{4} I_0.$$

Из кристалла выйдут два луча с разной интенсивностью.

Призма Николя

Из одноосных кристаллов изготавливают приборы – поляризаторы. Если луч естественного света входит в этот прибор, то на выходе получают один поляризованный луч, второй поглощается внутри прибора. К таким приборам относится призма Николя, или просто николь.

Николь изготавливают из кристалла исландского шпата. Кристалл разрезают вдоль определенного направления, затем склеивают прозрачным клеем – канадским бальзамом. Показатель преломления клея для обыкновенного луча меньше, чем у исландского шпата. Направив обыкновенный луч на поверхность клея под углом, большим предельного, добиваются его полного внутреннего отражения. В дальнейшем этот луч поглощается оправой. Необыкновенный луч проходит через николь.

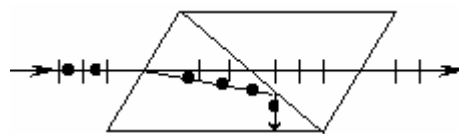


Рисунок 3.8

На рис. 3.8 схематически изображена призма Николя и ход лучей в ней. Главное сечение кристалла совпадает с плоскостью чертежа.

Пример 3.2

Два николя – N_1 и N_2 – расположены так, что угол между их главными сечениями равен 60° . Во сколько раз уменьшится интенсивность света при прохождении естественного света через: 1) один николь? 2) оба николя? Потерями света на отражение и поглощение пренебречь.

Анализ и решение

1 На первый николь (рис. 3.9) падает естественный свет. Пусть его интенсивность I_0 . Происходит двойное лучепреломление. Из примера 3.1 ясно, что

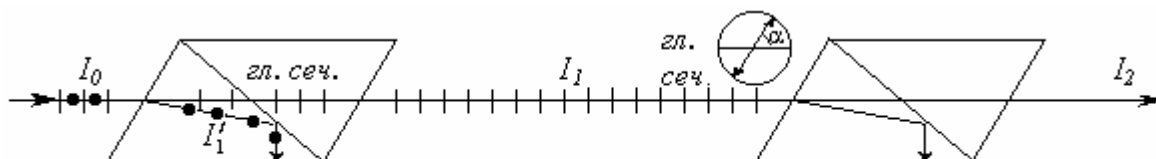


Рисунок 3.9

интенсивности обыкновенного и необыкновенного лучей в этом случае одинаковы:

$$I_{об} = I_1' = 0,5I_0; \quad I_{не об} = I_1 = 0,5I_0.$$

Обыкновенный луч внутри николя испытывает полное внутреннее отражение на поверхности клея и поглощается оправой. Из первого николя выходит только необыкновенный луч с интенсивностью $I_1 = 0,5I_0$.

Следовательно, интенсивность вышедшего луча уменьшилась вдвое: $I_0/I_1 = 2$.

2 Определим, во сколько раз уменьшится интенсивность света после прохождения через оба николя. В луче, вышедшем из первого николя, вектор $\mathbf{E}$ колеблется параллельно плоскости главного сечения этого николя, так как луч для него является необыкновенным.

На рис. 3.9 плоскость главного сечения первого николя совпадает с плоскостью чертежа. Угол между главными сечениями николей равен α . Следовательно, вектор $\mathbf{E}$ в луче I_1 образует угол α с главным сечением второго николя. Этот луч во втором никеле разделяется на обыкновенный и необыкновенный (см. пример 3.1, пункт 4). Обыкновенный луч испытывает полное внутреннее отражение и поглощается оправой второго николя. Необыкновенный луч выходит из второго николя. Его интенсивность I_2 найдем по закону Малюса:

$$I_2 = I_1 \cdot \cos^2 \alpha.$$

По условию $I_1 = 0,5I_0$, $\alpha = 60^\circ$. Подставим и вычислим

$$I_2 = 0,5I_0(0,5)^2 = I_0/8, \quad I_0/I_2 = 8.$$

Таким образом, после прохождения луча через оба николя интенсивность света уменьшается в восемь раз.

Поляризация света при отражении и преломлении на границе двух диэлектриков

Если пучок естественного света падает на границу раздела двух диэлектриков, то он частично отражается, частично преломляется. Оба луча частично поляризованы. В отраженном луче в общем случае вектор $\mathbf{E}$ колеблется во всех возможных плоскостях. Но амплитуда вектора, колеблющегося перпендикулярно плоскости падения луча, наибольшая (рис. 3.10). В преломленном луче вектор $\mathbf{E}$ с наибольшей амплитудой колеблется в плоскости падения. Амплитуды колебания вектора $\mathbf{E}$ изображены в кружках.

Если изменять угол падения i луча, то при некотором угле i_B отраженный луч окажется полностью поляризованным. В нем вектор $\mathbf{E}$ будет колебаться

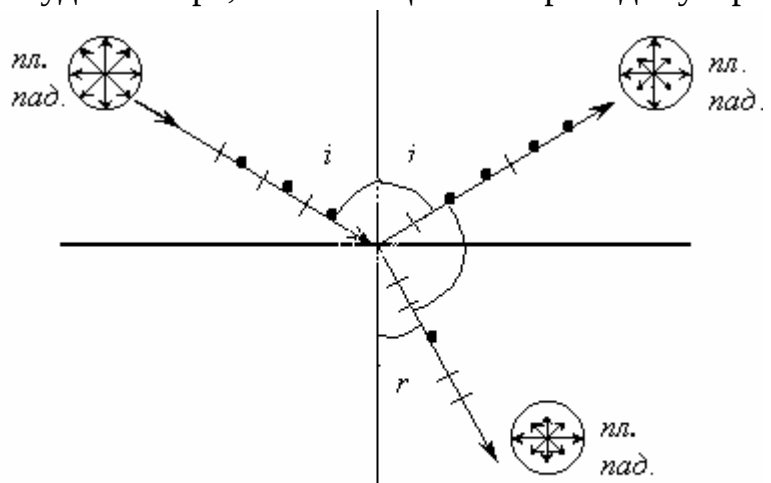


Рисунок 3.10

только в плоскости, перпендикулярной плоскости падения. Преломленный луч остается и в этом случае частично поляризованным. Угол падения i_B , при котором отраженный луч полностью поляризован, находится по закону Брюстера, который заключается в следующем: тангенс угла падения, при котором отраженный луч максимально поляризован, равен показателю преломления второй среды относительно первой:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{2,1} = n_2/n_1, \quad (3)$$

где n_1 – абсолютный показатель преломления первой среды; n_2 – абсолютный показатель преломления второй среды.

Из закона Брюстера следует, что при полной поляризации отраженного луча преломленный и отраженный лучи взаимноперпендикулярны. Следовательно: $i_B + r = 90^\circ$, где r – угол преломления.

Пример 3.3

На стеклянную пластину, погруженную в жидкость, падает луч света под углом Брюстера, равным $i_B = 50^\circ$.

1 Определить показатель преломления жидкости, если показатель преломления стекла равен $n_{cm} = 1,5$.

2 Нарисовать ход лучей падающего, отраженного и преломленного, с указанием направления вектора E , если падающий луч: а) естественный; б) поляризованный, вектор E образует угол 90° с плоскостью падения; в) поляризованный, вектор E колеблется в плоскости падения.

Анализ и решение

1 Угол Брюстера i_B – это угол падения естественного луча, при котором отраженный луч полностью поляризован. Для этого угла выполняется закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} i_B = n_2/n_1,$$

где $n_1 = n_{ж}$ – абсолютный показатель преломления жидкости, в которой распространяется падающий луч; $n_2 = n_{cm}$ – абсолютный показатель преломления среды, преломляющей луч, в данном случае стекла.

$$\operatorname{tg} i_B = \frac{n_{cm}}{n_{ж}}; \quad n_{ж} = \frac{n_{cm}}{\operatorname{tg} i_B}.$$

Подставим данные:

$$n_{ж} = \frac{1,5}{\operatorname{tg} 50^\circ} = \frac{1,5}{1,19} = 1,26.$$

Таким образом, показатель преломления жидкости равен 1,26.

2 Во второй части примера нужно нарисовать ход лучей в трех случаях. Для этого определим угол преломления.

Если луч падает под углом Брюстера, то отраженный и преломленный лучи взаимноперпендикулярны. Сумма угла падения (или отражения) i_B и угла преломления равна 90° .

По условию $i_B + r = 90^\circ$, $r = 90 - i_B$, $i_B = 50^\circ$.
Следовательно:

$$r = 90^\circ - 50^\circ = 40^\circ.$$

а) В этом случае падающий луч естественный. Поэтому отраженный луч полностью поляризован. Вектор E в нем колеблется перпендикулярно плоскости падения. Преломленный луч частично поляризован. Наибольшая амплитуда у вектора E , колеблющегося в плоскости падения (рис. 3.11,а).

б) В данном случае падающий луч поляризован. Угол между вектором E и плоскостью падения равен 90° . Углы между лучами будут такими же, как и в случае (а). Во всех трех лучах вектор E колеблется перпендикулярно плоскости падения (рис. 3.11,б).

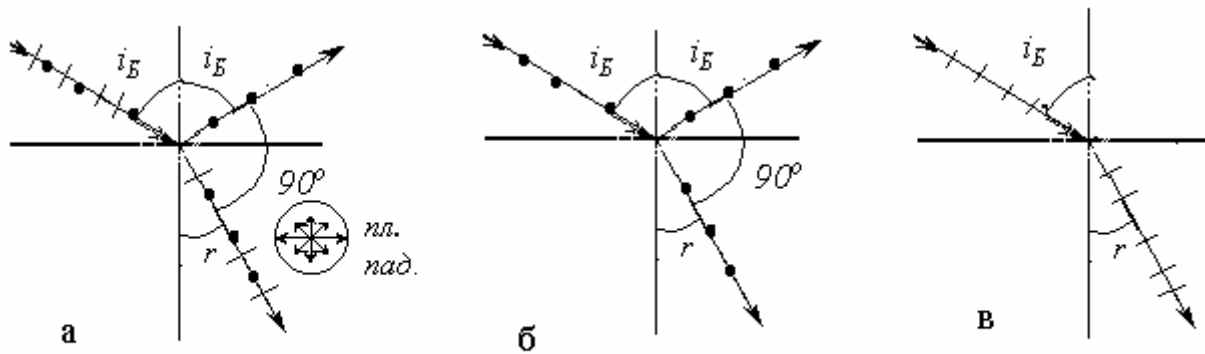


Рисунок 3.11

в) Падающий луч поляризован. Угол между вектором E и плоскостью падения равен 0° . Отраженный луч будет отсутствовать (рис. 3.11,в).

ОСНОВНЫЕ ФОРМУЛЫ И ОБОЗНАЧЕНИЯ

- v – скорость света в среде:

$$v = c/n,$$

где c – скорость света в вакууме; n – показатель преломления среды.

- Оптическая длина пути световой волны:

$$L = nr,$$

где r – геометрическая длина пути световой волны в среде с показателем преломления n .

- Оптическая разность хода двух световых волн:

$$\Delta = L_1 - L_2.$$

- Зависимость разности фаз от оптической разности хода световых волн:

$$\Delta \varphi = 2\pi (\Delta / \lambda),$$

где λ – длина световой волны.

- Условие максимального усиления света (максимум) при интерференции:

$$\Delta = \pm m\lambda, \quad (m = 0, 1, 2, \dots).$$

- Условие максимального ослабления света (минимум):

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

- Оптическая разность хода световых волн, возникающая при отражении монохроматического света от тонкой плёнки (с учётом потери полуволны):

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} \pm \lambda/2$$

или

$$\Delta = 2d \cdot n \cdot \cos r \pm \lambda/2,$$

где d – толщина плёнки; n – показатель преломления плёнки; i – угол падения; r – угол преломления света в плёнке.

- Радиус светлых колец Ньютона в отражённом свете:

$$r_m = \sqrt{(2m - 1)\lambda R / 2} \quad \text{при } m = 1, 2, 3, \dots,$$

где m – номер кольца; R – радиус кривизны.

- Радиус тёмных колец Ньютона в отражённом свете:

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}.$$

- Радиусы зон плоского волнового фронта:

$$\rho_m = \sqrt{m\lambda r},$$

где ρ – радиус зоны; m – номер зоны ($m = 1, 2, 3, \dots$); r – расстояние от круглого отверстия в непрозрачном экране до точки наблюдения, расположенной на оси отверстия; λ – длина световой волны.

- Угол φ отклонения лучей, соответствующих максимуму (светлая полоса) при дифракции на одной щели, определяется из условия

$$a \cdot \sin \Phi = (2M + 1) \cdot \lambda / 2 \quad \text{ПРИ } M = 0, 1, 2, \dots,$$

где a – ширина щели; m – порядковый номер максимума.

- Угол φ отклонения лучей, соответствующих максимуму (светлая полоса) при дифракции света на дифракционной решётке, определяется из условия

$$D \cdot \sin \Phi = 2M \cdot \Lambda \quad \text{ПРИ} \quad M = 0, 1, 2, \dots,$$

где d – период дифракционной решётки.

- Разрешающая способность дифракционной решётки:

$$R = \lambda / \Delta\lambda = mN,$$

где $\Delta\lambda$ – наименьшая разность длин волн двух соседних спектральных линий (λ и $\lambda + \Delta\lambda$), при которой эти линии могут быть видны отдельно в спектре, полученном посредством данной решётки; N – полное число щелей решётки.

- Закон Брюстера:

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21},$$

где i_B – угол падения, при котором отразившийся от диэлектрика луч полностью поляризован; n_{21} – относительный показатель преломления второй среды относительно первой.

- Закон Малюса:

$$I = I_0 \cdot \cos^2 \alpha,$$

где I_0 – интенсивность плоскополяризованного света, падающего на анализатор; I – интенсивность этого света после анализатора; α – угол между направлением колебаний электрического вектора света, падающего на анализатор, и плоскостью пропускания анализатора (если колебания электрического вектора падающего света совпадают с этой плоскостью, то анализатор пропускает данный свет без ослабления).

- Угол поворота плоскости поляризации монохроматического света при прохождении через оптически активное вещество:

$$\text{а) } \varphi = \alpha \cdot d \quad (\text{в твёрдых телах}),$$

где α – постоянная вращения; d – длина пути, пройденного светом в оптически активном веществе;

$$\text{б) } \varphi = [\alpha] \cdot \rho \cdot d \quad (\text{в растворах}),$$

где $[\alpha]$ – удельное вращение; ρ – массовая концентрация оптически активного вещества в растворе.

МЕТОДИЧЕСКИЕ УКАЗАНИЯ ПО ВЫПОЛНЕНИЮ КОМПЛЕКСНОГО ЗАДАНИЯ

- 1 Для выполнения комплексного задания № 1 студенты должны выучить по учебнику из списка литературы раздел «Оптика» курса физики и желательно выполнить лабораторные работы.
- 2 Номера задач, которые студент должен включить в комплексное задание, берутся из таблиц вариантов заданий на стр._____. Номер варианта совпадает с порядковым номером фамилии студента в журнале группы.
- 3 Комплексное задание выполняется студентом в тетради школьного типа. Записи рекомендуется вести на одной стороне листа, оставляя другую для замечаний и рекомендаций преподавателя. Условия задачи переписывается полностью, без сокращений. В конце работы необходимо указывать учебные пособия, которыми студент пользовался при выполнении комплексного задания (автор, название пособия, место издания, издательство, год издания).
- 4 Если комплексное задание не зачтено, студент должен исправить ошибки и подать работу на повторную рецензию. Исправление ошибок следует делать в той же тетради, на свободной стороне листа, или в конце работы.
- 5 Решение задач должно сопровождаться пояснениями (указывать основные законы и формулы, на которых базируется решение, объяснять значение символов в формулах). В тех случаях, когда это возможно, студент должен выполнить с помощью чертёжных принадлежностей рисунок задачи.
- 6 Решать задачи необходимо, как правило, в общем виде, т. е. выражать искомую величину через заданные в условии величины (в буквенном виде).
- 7 По получении конечного результата необходимо проверить его размерность.
- 8 Расчёты по конечной формуле необходимо выполнять с соблюдением правил вычисления (см. в [8] «Приложение о приближённых вычислениях»). Как правило, ответ следует записывать с тремя значащими числами.

4 ИНДИВИДУАЛЬНЫЕ ЗАДАНИЯ ДЛЯ САМОСТОЯТЕЛЬНОЙ РАБОТЫ

З а д а н и е 1

Упражнение 1

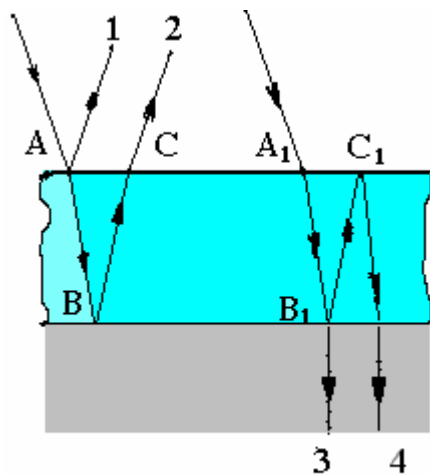


Рисунок 4.1

Прозрачная плёнка толщиной $d = 2 \text{ мкм}$ с показателем преломления $n = 1,2$ нанесена на стеклянную ($n_{\text{ст}} = 1,5$) пластинку. Плёнку освещают параллельным пучком монохроматического света с длиной волны $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$, падающим по нормали к её поверхности (рис. 4.1). На рисунке для наглядности показан ход лучей в плёнке, когда угол падения не равен нулю (при нормальном падении света точки A и C совпадут). Дайте ответы на вопросы, приведенные ниже. Сверьте с ответами.

- 1 Чему равна геометрическая разность хода лучей, отражённых от верхней поверхности плёнки (луч 1) и от верхней поверхности стекла (луч 2)? *Ответ: 4 мкм.*
- 2 Какова разность оптических путей длин лучей 1 и 2? *Ответ: 4,8 мкм.*
- 3 Изменяется ли фаза волны при отражении от поверхности плёнки в точке A (луч 1)? Если да, то насколько? *Ответ: на π .*
- 4 Изменяется ли фаза волны при отражении от поверхности стекла в точке B (луч 2)? Если да, то насколько? *Ответ: на π .*
- 5 Появится ли дополнительная (обусловленная отражением) разность фаз между лучами 1 и 2? Если да, то какая? *Ответ: нет.*
- 6 Какова оптическая разность хода лучей 1 и 2? *Ответ: 4,8 мкм.*
- 7 Какое количество $\lambda/2$ укладывается в оптической разности хода этих лучей и каков результат интерференции в отражённом свете? *Ответ: 16; тах.*
- 8 Чему равна геометрическая разность хода двух волн, одна из которых проходит через плёнку без отражения (луч 3), вторая – испытав отражение от поверхности стекла и от границы плёнки с воздухом (луч 4)? *Ответ: 4 мкм.*
- 9 Какова разность оптических длин путей лучей 3 и 4? *Ответ: 4,8 мкм.*
- 10 Изменится ли фаза волны при отражении в точке B_1 (луч 4)? Если да, то насколько? *Ответ: π .*
- 11 Изменится ли фаза волны при отражении в точке C_1 (луч 4)? Если да, то насколько? *Ответ: нет.*
- 12 Появится ли, обусловленная отражением, дополнительная разность фаз между лучами 3 и 4? Если да, то какая? Какой дополнительной оптической разности хода (в долях λ) эквивалентно такое изменение в разности фаз? *Ответ: π ; $\lambda/2$.*
- 13 Какова оптическая разность хода лучей 3 и 4 с учётом условия отражения?

Какое количество $\lambda/2$ укладывается в оптической разности хода этих лучей и каков результат интерференции в проходящем свете? *Ответ: 5,1 мкм; 17; min.*

Задача 1.1 Решите в соответствии со своим вариантом одну из представленных ниже задач (номер задачи указан в табл. 1.1).

1 Тонкая плёнка, находящаяся в воздухе, освещается параллельным пучком белого света ($0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,78 \text{ мкм}$). Угол падения лучей i , толщина плёнки d и показатель преломления плёнки n заданы в табл. 1.1. В какой цвет будет окрашен в результате интерференции :

- а) отражённый плёнкой свет?
- б) проходящий через плёнку свет?

2 Решите задачу 1 при условии, что плёнка нанесена на стеклянную пластинку с показателем преломления $n_{\text{ст}} = 1,6$.

3 Тонкая плёнка, находящаяся в воздухе, освещается параллельным пучком монохроматического света. Длина волны λ , угол падения лучей i и показатель преломления плёнки n заданы в табл. 1.1. Определите, при какой минимальной толщине плёнки в результате интерференции произойдёт:

- а) максимальное усиление отражённого плёнкой света?
- б) максимальное ослабление отражённого плёнкой света?
- в) максимальное усиление проходящего через плёнку света?
- г) максимальное ослабление проходящего через плёнку света?

4 Решите задачу 3 при условии, что плёнка нанесена на стеклянную пластинку с показателем преломления $n_{\text{ст}} = 1,6$.

5 Под каким углом следует направить на тонкую плёнку, находящуюся в воздухе, монохроматический свет, чтобы в результате интерференции:

- а) интенсивность, отражённых плёнкой лучей была минимальной?
- б) интенсивность проходящих через плёнку лучей была минимальной?

Длина волны падающего света λ , толщина плёнки d и показатель преломления плёнки n заданы в табл. 1.1.

6 Решите задачу 5 при условии, что плёнка нанесена на стеклянную пластинку с показателем преломления $n_{\text{ст}} = 1,6$.

7 Тонкий прозрачный клин освещается монохроматическим светом, падающим по нормали к поверхности клина. В табл. 1.1 заданы по вариантам три из следующих четырёх величин:

- λ — длина волны падающего света;
- α — угол между гранями клина;
- n — показатель преломления материала, из которого изготовлен клин;
- N — количество светлых интерференционных полос, наблюдаемых на

1 см клина.

Определите величину, указанную в последней колонке таблицы, при условии, что наблюдение ведётся:

- а) в отражённом свете;
- б) в проходящем свете.

8 Мыльная плёнка, расположенная вертикально, образует клин, вследствие стекания жидкости. Плёнка освещается монохроматическим светом, падающим перпендикулярно к её поверхности. В табл. 1.1 заданы по вариантам три из следующих четырёх величин:

λ – длина волны падающего света;

α – угол между поверхностями плёнки;

l – расстояние между двумя соседними тёмными интерференционными полосами;

n – показатель преломления плёнки.

Определите величину, указанную в последней колонке таблицы, при условии, что наблюдение ведётся:

а) в отражённом свете; б) в проходящем свете.

Задача 1.2 Решите одну из следующих задач (табл. 1.2).

1 В установке для наблюдения колец Ньютона пространство между линзой (показатель преломления n_l) и пластинкой (показатель преломления $n_{пл}$) заполнено жидкостью с показателем преломления $n_{ж}$ (в таблице n_p).

В табл. 1.2 заданы по вариантам три из следующих пяти величин:

λ – длина волны падающего света;

R – радиус кривизны поверхности линзы;

r_T – радиус тёмного кольца;

r_c – радиус светлого кольца;

m – порядковый номер кольца.

Определите величину, указанную в последней колонке таблицы, при условии, что наблюдение ведётся:

а) в отражённом свете; б) в проходящем свете.

2 Между стеклянной пластинкой и лежащей на ней стеклянной линзой налита жидкость. Установка освещается нормально падающим светом. Длина волны λ , радиус кривизны линзы R , радиус светлого r_c или тёмного r_T кольца Ньютона и его порядковый номер m заданы в табл. 1.2. В последней колонке таблицы указано соотношение между показателями преломления жидкости $n_{ж}$ (в таблице n_p) и стекла $n_{ст}$ (в таблице $n_{скл}$). Определите показатель преломления жидкости при условии, что наблюдение ведётся:

а) в отражённом свете; б) в проходящем свете.

3 Плосковыпуклая стеклянная линза выпуклой стороной лежит на стеклянной пластинке. Показатель преломления стекла равен 1,5. Установка освещается нормально падающим монохроматическим светом.

В табл. 1.2 заданы по вариантам три из следующих пяти величин:

λ – длина волны падающего света;

f – фокусное расстояние линзы;

r_T – радиус тёмного кольца;

r_c – радиус светлого кольца;

m – порядковый номер кольца.

Определите величину, указанную в последней колонке таблицы, при условии, что наблюдение ведётся:

а) в отражённом свете; б) в проходящем свете.

З а д а н и е 2

Упражнение 2 Диафрагма с круглым отверстием радиусом $0,9$ мм освещается нормально падающим параллельным пучком зелёного света с длиной волны $0,54$ мкм. Точка наблюдения находится на оси отверстия. Дайте ответы на вопросы, приведенные ниже. Сравните с ответами.

- 1 Какова разность хода между лучом, приходящим в точку наблюдения от края отверстия, и лучом, приходящим от его центра, если отверстие открывает на волновом фронте две зоны Френеля? *Ответ: $\Delta = \lambda = 0,54$ мкм.*
- 2 На каком расстоянии от диафрагмы находится точка наблюдения? *Ответ: $0,75$ м;*
- 3 Каким будет центр дифракционной картины на экране, помещённом в точку наблюдения? *Ответ: тёмным.*
- 4 Каким будет число зон Френеля в отверстии, если расстояние между диафрагмой и точкой наблюдения уменьшить в два раза (слагаемым содержащим λ^2 , по-прежнему, можно пренебречь)? *Ответ: 4.*
- 5 Если теперь зелёный свет заменить красным с длиной волны $0,72$ мкм, каким окажется количество открытых зон Френеля и каким будет центр дифракционной картины? *Ответ: 3; светлым.*
- 6 Если затем радиус тёмного отверстия увеличить в два раза, сколько зон будет на открытой части волнового фронта и что будет в центре дифракционной картины? *Ответ: 12; тёмным.*

Задача 2.1 Решите одну из следующих задач (номер задачи и необходимые данные приведены в табл. 2.1).

1 На щель шириной a падает нормально параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ . За щелью помещена линза, в фокальной плоскости которой находится экран. Что будет наблюдаться на экране, если угол дифракции равен φ_1 ?

2 Узкая щель шириной a освещается падающим по нормали параллельным пучком монохроматического света с длиной волны λ . За щелью помещена линза с фокусным расстоянием f . Дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся в фокальной плоскости линзы. Ширина изображения щели на экране равна b . Определите величину, указанную в последней колонке табл. 2.1.

3 Узкая щель освещается нормально падающим монохроматическим светом. Под углом φ_1 к направлению падающего света наблюдается дифракционный максимум порядка m :

- а) под каким углом будет наблюдаться дифракционный минимум порядка m ?
- б) что будет наблюдаться под углом $\varphi_2 = 11^\circ$?
- в) под каким углом будет наблюдаться максимум порядка m , если ширину щели увеличить в два раза? Что будет наблюдаться в прежнем направлении под углом φ_1 ?
- г) можно ли будет наблюдать максимум порядка m , если длину волны падающего света увеличить в 1,5 раза? Если да, то под каким углом? Если нет, то под каким углом будет виден максимум предыдущего порядка при этом освещении?

4 На диафрагму с круглым отверстием диаметра D нормально падает параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ . Точка наблюдения находится на оси отверстия на расстоянии b от его центра, при этом на волновом фронте отверстие открывает N зон Френеля. Определите величину, указанную в последней колонке табл. 2.1. Тёмным или светлым будет центр дифракционной картины на экране, помещенном в точку наблюдения?

5 Параллельный пучок монохроматического света с длиной волны λ падает по нормали на диафрагму с круглым отверстием диаметра D . Дифракционная картина наблюдается на экране, который постепенно удаляют от диафрагмы. Определите величину, указанную в последней колонке табл. 2.1 при одном из следующих условий (в соответствии с вариантом):

- а) когда расстояние между диафрагмой и экраном равно b , в центре дифракционной картины наблюдается максимум освещенности, а при увеличении расстояния в 1,5 раза максимум сменяется минимумом освещенности;
- б) максимальное расстояние, при котором в центре дифракционной картины наблюдается тёмное пятно, равно b .

6 Плоская монохроматическая световая волна длины λ падает по нормали на диафрагму с круглым отверстием, диаметр которого постепенно увеличивают. На расстоянии b от диафрагмы находится экран. Когда диаметр отверстия равен D , в центре дифракционной картины на экране наблюдается максимум освещенности, а при увеличении диаметра в 1,41 раза максимум сменяется минимумом освещенности. Определить величину, указанную в последней колонке табл. 2.1.

Задача 2.2 Решите одну из представленных ниже задач (номер задачи и необходимые данные приведены в табл. 2.2).

1 На дифракционную решётку, содержащую N штрихов на 1 мм (постоянная равна d), падает по нормали к её поверхности монохроматический

свет с длиной волны λ . Дифракционная картина наблюдается на экране, находящемся в фокальной плоскости линзы с фокусным расстоянием f . Определите значение величины, указанной в последней колонке табл. 2.2, при одном из следующих условий (в соответствии с вариантом):

- а) расстояние между центральным максимумом и максимумом порядка m на экране равно l ;
- б) расстояние между двумя максимумами порядка m на экране равно l .

2 Дифракционная решётка, содержащая N штрихов на 1 мм (постоянная равна d), освещается падающим по нормали к её поверхности белым светом ($0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,78 \text{ мкм}$). Линза с фокусным расстоянием f проецирует дифракционную картину на экран, находящийся в фокальной плоскости линзы. Ширина спектра I -го порядка на экране равна l . Определите величину, указанную в последней колонке табл. 2.2.

3 На дифракционную решётку, содержащую N штрихов на 1 мм (постоянная равна d), в направлении к её поверхности падает монохроматический свет с длиной волны λ :

- а) каково общее число дифракционных максимумов, которое даёт эта решётка ?
- б) под каким углом виден максимум наивысшего порядка ?

4 Дифракционная решётка освещается нормально падающим монохроматическим светом. Под углом φ к направлению падающего света наблюдается максимум порядка m . Ответьте на один из вопросов задачи 3 (в соответствии с вариантом).

5 При освещении дифракционной решётки белым светом ($0,4 \text{ мкм} \leq \lambda \leq 0,73 \text{ мкм}$) спектры II и III порядков частично накладываются:

- а) с какой линией в спектре II порядка совпадает граница спектра III порядка ?
- б) с какой линией в спектре III порядка совпадает граница спектра II порядка?
- в) каково угловое расстояние между ближайшими границами спектров I и II порядков, если одна из них, соответствующая порядку m , видна под углом φ ?

6 Дифракционная решётка освещается нормально падающим светом от ртутной лампы. Спектральная линия с длиной волны λ видна в спектре порядка m под углом φ :

- а) каково угловое расстояние до ближайшей зеленой линии, длина волны которой равна 546 нм ?
- б) чему равна длина волны линии, наблюдаемой под углом $33,1^\circ$?

З а д а н и е 3

Упражнение 3 Частично поляризованный свет интенсивности $I_0 = 100 \text{ лм/м}^2$, представляющий собой смесь плоскополяризованного света (60 % интенсивности I_0) и естественного света, пропускают

через николь. Сначала николь расположен так, что его главное сечение параллельно плоскости колебаний в поляризованной составляющей падающего света. Дайте ответы на вопросы, приведенные ниже. Сравните с ответами.

- 1 Какая часть интенсивности i_e естественной составляющей будет пропущена николем? *Ответ:* $0,5 i_e = 20 \text{ лм/м}^2$.
- 2 Какую часть интенсивности i_n поляризованной составляющей пропустит николь? *Ответ:* $i_n = 60 \text{ лм/м}^2$.
- 3 Какова интенсивность света, проходящего через николь?
Ответ: $i_{\parallel} = 80 \text{ лм/м}^2$.
- 4 Ответьте на первые три вопроса при условии, что николь повернули на 60° . *Ответ:* $0,5 i_e = 20 \text{ лм/м}^2$; $0,25 i_n = 15 \text{ лм/м}^2$; $i = 35 \text{ лм/м}^2$.
- 5 Какова будет интенсивность проходящего света, если николь повернуть так, чтобы его главное сечение было перпендикулярно плоскости колебаний в поляризованной составляющей? *ответ:* $i_{\perp} = 20 \text{ лм/м}^2$.
- 6 Во сколько раз максимальная интенсивность проходящего через николь света больше минимальной? Каким должно быть соотношение между интенсивностями поляризованной и естественной составляющих, чтобы максимальная интенсивность проходящего света была в 9 раз больше минимальной? *Ответ:* $I_{\parallel} / I_{\perp} = 4$; $I_n = 4 I_e$.

Задача 3.1 Решите одну из приведенных ниже задач. Все необходимые данные представлены в табл. 3.1.

1 Монохроматический луч света переходит из одной среды с показателем преломления n_1 (скорость света v_1) в другую среду с показателем преломления n_2 (скорость света v_2). Угол падения луча на границу раздела сред равен i (угол преломления r). Определите значение величины, указанной в последней колонке табл. 3.1, при одном из следующих условий (в соответствии с вариантом):

- а) на границу раздела падает естественный свет и отраженный луч максимально поляризован;
- б) падающий луч линейно поляризован, отраженный луч отсутствует.

2 Луч естественного света переходит из воздуха в жидкость (показатель преломления n_1), находящуюся в стеклянном сосуде (показатель преломления n_2). Когда угол падения луча на поверхность жидкости равен i , отраженный от дна сосуда луч максимально поляризован. Определите значение величины, указанной в последней колонке табл. 3.1.

У к а з а н и е. На чертеже к задаче 3.1 должны быть указаны направления векторов $\mathbf{E}$ в лучах и ход лучей должен соответствовать соотношению между показателями преломления сред.

Задача 3.2 Решите одну из приведенных ниже задач. Все необходимые данные представлены в табл. 3.2.

1 Частично поляризованный свет проходит через анализатор, расположенный так, что интенсивность проходящего света максимальна и равна I_1 . После поворота анализатора на угол $\Delta\alpha$ интенсивность стала равной I_2 :

- а) какова интенсивность падающего на анализатор света?
- б) какова интенсивность поляризованной составляющей падающего света?
- в) какова интенсивность естественной составляющей падающего света?
- г) какую часть от интенсивности падающего света составляет интенсивность его поляризованной составляющей?
- д) какую часть от интенсивности падающего света составляет интенсивность его естественной составляющей?
- е) каково отношение интенсивности поляризованного света к интенсивности естественного света, составляющих данный частично поляризованный свет?
- ж) какова будет минимальная интенсивность света, пропускаемого анализатором?

2 Частично поляризованный свет проходит через анализатор, расположенный так, что интенсивность прошедшего света минимальна и равна I_1 . После поворота анализатора на угол $\Delta\alpha$ интенсивность стала равной I_2 . Ответьте на один из вопросов задачи 1 (в соответствии с вариантом).

3 Частично поляризованный свет проходит через анализатор, плоскость пропускания которого составляет угол α с плоскостью колебаний в поляризованной составляющей падающего света. Интенсивность проходящего через анализатор света равна I_1 . После поворота анализатора на угол $\Delta\alpha$ интенсивность проходящего света стала равной I_2 . Ответьте на один из вопросов задачи 1 (в соответствии с вариантом).

4 Частично поляризованный свет исследуют с помощью анализатора, который вращают вокруг направления луча. Максимальная интенсивность света, пропускаемого анализатором, оказалась равной I_1 , минимальная интенсивность – I_2 . Ответьте на один из вопросов задачи 1 (в соответствии с вариантом).

5 Частично поляризованный свет, в котором на долю плоскополяризованной составляющей приходится $k\%$ интенсивности, проходит через анализатор, расположенный так, что интенсивность проходящего света максимальна:

- а) во сколько раз уменьшается интенсивность света при прохождении через анализатор?
- б) во сколько раз изменится интенсивность проходящего через анализатор света, если анализатор повернуть на угол $\Delta\alpha$?

6 Частично поляризованный свет, в котором на долю плоскополяризованной составляющей приходится $k\%$ интенсивности, проходит через анализатор, расположенный так, что интенсивность проходящего света минимальна. Ответьте на один из вопросов задачи 5 (в соответствии с вариантом).

7 Частично поляризованный свет, в котором на долю поляризованной составляющей приходится $k\%$ интенсивности, проходит через анализатор, плоскость пропускания которого составляет угол α с плоскостью колебаний в поляризованной составляющей:

- а) во сколько раз уменьшается интенсивность света при прохождении через анализатор?
- б) во сколько раз интенсивность проходящего через анализатор света больше минимальной интенсивности пропускаемого света?

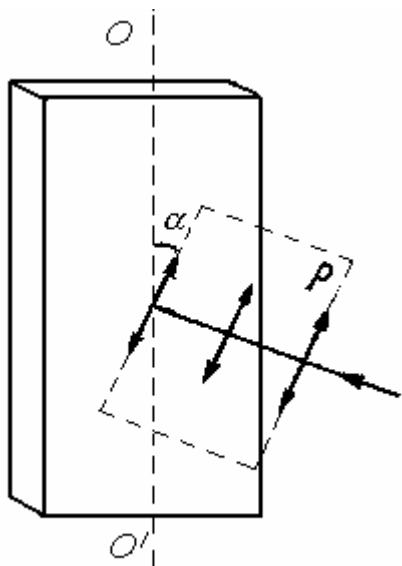


Рисунок 4.2

Задача 3.3 На кристаллическую пластинку, вырезанную параллельно оптической оси, падает по нормали пучок монохроматического плоскополяризованного света (рис. 4.2) Плоскость колебаний P электрического вектора в падающем свете составляет угол α с оптической осью пластинки OO' . Показатели преломления обыкновенного n_o и необыкновенного n_e лучей, толщина пластинки d , длина волны падающего света λ и угол α заданы в таблице 3.3.

1 Начертите ход лучей в пластинке и определите оптическую разность хода необыкновенного и обыкновенного лучей.

2 Определите разность фаз необыкновенной и обыкновенной волн и опишите характер поляризации света, проходящего через пластинку.

3 Каким будет характер поляризации света, прошедшего через пластинку, толщина которой $d_1 = d/2$?

Если проходящий через пластинку свет плоскополяризован, укажите ориентацию плоскости колебаний электрического вектора в проходящем свете по отношению к плоскости колебаний в падающем свете. Для эллиптически поляризованного света укажите ориентацию эллипса по отношению к оптической оси пластинки. Поглощением света в пластинке пренебречь.

ДОДАТОК

ТАБЛИЦІ ДО ЗАДАЧ

Таблиця 1.1

Варіант	Задача	d , мкм	n	i , °	λ , нм	α , рад	N , см ⁻¹	l , мм	Визначити
1	1,а	0,3	1,3	30					λ
2	4,б		1,4	45	725				d
3	7,б		1,5		600		5		α
4	3,б		1,33	60	505				d
5	2,б	0,35	1,2	30					λ
6	7,а		1,54		616	0,00004			N
7	5,б	0,45	1,3		720				i
8	4,а		1,4	60	440				d
9	7,б		1,6			0,0001	5		λ
10	3,а		1,33	45	450				d
11	6,б	0,5	1,2		600				i
12	8,а		1,33		665			2,5	α
13	3,г		1,33	60	727				d
14	2,а	0,5	1,2	30					λ
15	7,б				600	0,0002	10		n
16	5,а	0,5	1,3		600				i
17	4,в		1,31	45	662				d
18	7,а		1,6		480		8		α
19	1,б	0,45	1,3	30					λ
20	4,г		1,23	45	725				d
21	8,а		1,33			0,0002		1	λ
22	3,в		1,4	60	660				d
23	6,а	0,45	1,2		720				i
24	7,б				580	0,0002	10		n
25	1,а	0,32	1,3	30					λ
26	4,б		1,4	45	580				d
27	8,б		1,33		540			2	α
28	3,б		1,33	60	606				d
29	2,б	0,3	1,2	30					λ
30	8,б				532	0,0002		1	n

Таблиця 1.2

Варіант	Задача	n_l	n_{nl}	n_p	$R, м$	$f, м$	$\lambda, нм$	$r_T, мм$	$r_C, мм$	m	Визнач.
1	1,а	1,5	1,5	1,33	1,33		500			2	r_T
2	1,б	1,6	1,6	1,44	0,72				0,9	4	λ
3	2,а				0,52		600		0,6	2	$n_p < n_{CK}$
4	3,б					1		0,4		1	λ
5	1,а	1,7	1,7	1,47			480	1,2		3	R
6	1,б	1,5	1,5	1,88	0,94		500			4	r_C
7	1,а	1,6	1,6	1,45	0,145				0,3	2	λ
8	1,б	1,8	1,8	1,47			490	0,7		1	R
9	2,а				1,6		700	2		5	$n_p < n_{CK}$
10	1,б	1,5	1,88	1,74			480	0,8		4	R
11	1,а	1,8	1,8	1,5	1		640			2	r_C
12	3,б						500	0,5		1	f
13	1,а	1,7	1,7	1,46	0,73			1,5		6	λ
14	2,б				0,55		600		1	4	$n_p < n_{CK}$
15	1,а	1,8	1,8	1,52			480		0,6	2	R
16	2,б				1,4		700	0,5		1	$n_p > n_{CK}$
17	3,а					1,6	600			3	r_T
18	1,б	1,7	1,7	1,36	0,98		680			4	r_C
19	1,а	1,47	1,88	1,6			640	0,4		1	R
20	3,а					2	540			2	r_C
21	1,б	1,8	1,8	1,42	1		710			1	r_T
22	2,а				0,9		750		0,75	2	$n_p > n_{CK}$
23	1,б	1,6	1,6	1,36	0,8			1		3	λ
24	3,б						600		1,2	5	f
25	1,а	1,6	1,6	1,33	1,33		750			3	r_T
26	1,б	1,5	1,8	1,6	0,8			0,9		4	λ
27	2,а				0,6		540		0,6	2	$n_p < n_{CK}$
28	3,б					0,5		0,3		1	λ
29	1,а	1,5	1,88	1,7			680		1	5	R
30	2,б				1		600		0,8	2	$n_p > n_{CK}$

Таблиця 2.1

Варіант	Задача	a , мм	λ , нм	φ_1	m	f , см	b , см	D , мм	N	Визначити
1	1	0,1	500	43						N
2	4		500					2	4	b
3	2	0,05				50	1			λ
4	5,а						50	1,8		λ
5	3,в			30	2					φ
6	4		600				125	3		N
7	2	0,04	640				4			f
8	5,б		600				120			D
9	1	0,1	580	1						N
10	4		500				25	1		N
11	3,а			40	2					φ
12	5,б						180	3		λ
13	2		600			50	1			a
14	3,б			28,5	2					N
15	3,г			42	2					φ
16	6						50	1		λ
17	2	0,06	750			40				b
18	4		600				20		3	D
19	1	0,02	650	7,5						N
20	5,а		600				20			D
21	3,г			43	3					φ
22	6		500					2		b
23	2					30	4			a/λ
24	5,а						100	3		λ
25	3,а			11	1					φ
26	4						27	1,8	5	λ
27	3,б			15,5	3					N
28	5,б		500					2		b
29	2	0,07	700			50				b
30	3,б			19,5	3					N

Таблиця 2.2

Варіант	Задача	d , мкм	n , мм ⁻¹	λ , нм	m	φ , градус	f , см	l , см	Визначити
1	2	4						10	f
2	5,в				1	35			$\Delta\varphi$
3	3,б		450	600					$\varphi_{\max}$
4	1,б			490	1		50	20	n
5	6,а			436	4	60,7			$\Delta\varphi$
6	1,б	4			1		50	10	λ
7	3,а	2		700					N
8	5,б								λ
9	2		600					28,5	f
10	1,б			431	2		40	24	d
11	6,б			546	1	20			λ_I
12	1,а		100		2		180	21,6	λ
13	5,в				2	47			$\Delta\varphi$
14	1,б		250		1		50	10	λ
15	5,а								λ
16	1,а	3		671	2		40		l
17	4,а				1	8,5			N
18	6,а			436	3	40,8			$\Delta\varphi$
19	4,б				3	32			$\varphi_{\max}$
20	1,а			500	1		40	4	d
21	1,б	4		400	1			20	f
22	1,а	2			1		30	9	λ
23	6,б			579	1	16,8			λ_I
24	4,б				1	10			$\varphi_{\max}$
25	2		200				50		l
26	5,в				2	36			$\Delta\varphi$
27	1,а			400	2		50	8	d
28	6,б			436	1	12,6			λ
29	3,а		450	460					N
30	2	4					60		l

Таблиця 3.1

Варіанти	Задача	I середовище	II середовище	n_1	n_2	$v_1, 10^8$ м/с	$v_2, 10^8$ м/с	I , градус	r , градус	Визначити
1	1,б	гліцерин	скло	1,47	1,6					i
2	1,а	сірководень	скло		1,5			38,5		v_1
3	1,б	скипидар	скло				1,7		39,5	n_1
4	1,а	спирт	скло			2,25	1,8			r
5	2	вода	скло	1,33	1,5					i
6	1,а	вода	алмаз	1,33			1,24			i
7	1,б	ацетон	скло				2		42,2	v_1
8	1,а	вода	алмаз	1,33				61,2		n_2
9	1,а	вода	анілін			2,25			40	v_2
10	2	вода	скло	1,33				80		n_2
11	1,а	спирт	скло		1,7	2,2				i
12	1,б	масло	вода	1,53	1,33					r
13	1,а	сірковуглець	кварц	1,63					48,1	v_2
14	1,б	ефір	скло		1,5			48		n_1
15	1,а	масло	лід		1,31	2				r
16	1,б	бензол	скло				1,66	50,3		v_1
17	1,а	вода	скло	1,33					39,7	n_2
18	1,б	вода	скло			2,25		50,9		v_2
19	2	спирт	скло	1,33	1,48					i
20	1,а	вода	анілін			2,25		50		n_2
21	1,б	вода	скло	1,33				49,9		v_2
22	1,а	сірководень	скло		1,6				49,7	v_1
23	1,б	вода	скло			2,25			37,1	n_2
24	1,а	метилен	скло				2,03	40,4		n_1
25	2	ефір	скло	1,35				84		n_2
26	1,б	вода	скло			2,25	1,7			i
27	1,а	масло	скло		1,6				42,4	v_1
28	1,б	вода	кварц	1,33			1,93			r
29	1,а	вода	лід	1,33	1,31					i
30	1,б	масло	скло	1,44				50,7		n_2

Таблиця 3.2

Варіант	Задача	κ , %	I_1 , лм/м ²	I_2 , лм/м ²	α , градус	$\Delta\alpha$, градус
1	3,в		80	30	30	30
2	6,б	60				45
3	2,г		40	60		45
4	3,д		50	40	45	15
5	2,е		20	60		30
6	1,в		100	80		30
7	2,а		30	50		45
8	2,д		10	30		45
9	3,а		60	50	30	30
10	5,а	40				
11	7,а	40			60	
12	1,б		90	30		60
13	5,б	60				90
14	4,г		30	20		
15	3,г		80	60	30	15
16	5,б	70				45
17	1,а		80	70		30
18	1,д		70	40		45
19	6,а	80				
20	4,д		50	30		
21	1,е		60	30		60
22	1,г		75	60		30
23	3,б		60	20	30	30
24	1,ж		80	50		45
25	2,б		20	40		30
26	7,б	80			45	
27	6,а	90				
28	4,а		90	30		
29	5,а	60				
30	4,е		75	25		

Таблиця 3.3

Варіант	λ , нм	d , мкм	n_o	n_e	α , градус
1	404	101	1,557	1,567	30
2	602	33,25	1,657	1,485	60
3	518	259	1,548	1,557	60
4	444	18,5	1,674	1,494	30
5	657	36,5	1,542	1,551	60
6	512	16	1,665	1,489	30
7	410	205	1,557	1,566	30
8	630	35	1,656	1,485	45
9	434	217	1,554	1,563	60
10	404	25,25	1,681	1,497	30
11	666	37	1,542	1,551	30
12	472	20	1,668	1,491	60
13	729	40,5	1,54	1,549	30
14	426	17,75	1,676	1,496	60
15	765	42,5	1,539	1,548	60
16	438	18,25	1,675	1,495	45
17	486	81	1,55	1,559	30
18	644	32,2	1,655	1,485	60
19	534	89	1,547	1,556	30
20	527	31,62	1,664	1,489	60
21	468	78	1,551	1,56	30
22	656	32,8	1,654	1,484	60
23	588	98	1,544	1,553	45
24	689	26,5	1,653	1,484	30
25	480	80	1,55	1,559	60
26	670	33,5	1,654	1,484	30
27	546	91	1,546	1,555	45
28	535	32,1	1,663	1,488	60
29	579	96,5	1,545	1,554	30
30	546	45,5	1,662	1,488	45

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. **Кучерук І.М., Горбачук І.Т.** Загальний курс фізики: Оптика. Квантова фізика. – К.: Техніка, 1999. – Т. III.
2. **Матвеев А.Н.** Оптика. – М.: Высшая школа, 1985.
3. **Трофимова Т.И.** Курс фізики. – М.: Высшая школа, 1985.
4. **Савельев И.В.** Курс общей фізики. – М.: Наука, 1973. – Т. III.
5. **Зисман Г.А., Тодес О.М.** Курс общей фізики. – М.: Наука, 1972. – Т. III.
6. **Ландсберг Г.С.** Оптика. – М.: Изд-во техн.-теорет. лит., 1957.
7. **Волькенштейн В.С.** Сборник задач по общему курсу фізики. – М.: Наука, 1976.
8. **Чертов А.Г.** Задачник по физике. – М.: Высшая школа, 1981.