

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КРИВОРІЗЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ПЕДАГОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Кафедра фізики та методики її навчання

Загальна фізика. Оптика

Оглядові лекції для підготовки до державної атестації
студентів спеціальності 014 Середня освіта (Фізика)

УДК 535(075.8)

Загальна фізика. Оптика: оглядові лекції для студентів фізико-математичного факультету спеціальності 014 Середня освіта (Фізика) /Укл. В.М. Кадченко. Кривий Ріг: Криворізький державний педагогічний університет, 2020. 70 с.

Укладач: Кадченко Валентина Миколаївна, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри фізики та методики її навчання Криворізького державного педагогічного університету.

Рецензент: Здешиц Валерій Максимович, доктор технічних наук, професор кафедри фізики та методики її навчання Криворізького державного педагогічного університету.

Затверджено на засіданні кафедри фізики та методики її навчання
(протокол № 2 від 17 вересня 2020 р.)

ЗМІСТ

| | |
|--|----|
| ВСТУП..... | 4 |
| 1. Хвильові властивості світла. Когерентні і некогерентні джерела. Інтерференція світла. Методи одержання інтерференційних картин..... | 6 |
| 2. Хвильові властивості світла. Дифракція світла та її застосування..... | 15 |
| 3. Геометрична оптика як граничний випадок хвильової оптики. Основні поняття та закони геометричної оптики. Нульовий інваріант Аббе. Теорема Лагранжа – Гельмгольца..... | 28 |
| 4. Центровані оптичні системи. Дзеркала. Призми. Тонкі лінзи. Оптичні прилади. Волоконна оптика..... | 34 |
| 5. Взаємодія електромагнітних хвиль з речовиною: Поляризація світла. Закон Брюстера. Подвійне променезаломлення. Закон Малюса. Поляризаційні прилади та їхнє застосування..... | 46 |
| 6. Дисперсія, поглинання і розсіювання світла. Поняття про нелінійну оптику..... | 55 |
| 7. Фотометрія. Енергетичні і світлові величини та одиниці їх вимірювання. Закони фотометрії. | 63 |
| РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА..... | 70 |

ВСТУП

Оглядові лекції призначені для підготовки студентів спеціальності 014 Середня освіта (Фізика) до державної атестації з фізики та методики її навчання. Зміст лекцій відповідає Програмі державного екзамену з фізики для здобувачів ступеня бакалавра, затвердженій Вченою радою Криворізького державного педагогічного університету.

У лекціях висвітлені питання загального курсу фізики з розділу «Оптика», які винесені на державну атестацію випускників бакалаврату. Курс складається з 7 блоків, де згрупований навчальний контент з явищ хвильової та геометричної оптики, взаємодії світлових хвиль з речовиною, фотометрії. У кожному блоці пропонується орієнтовний план відповіді студента та теоретичний матеріал із зазначеної теми.

Предметом вивчення оптики є світло. За виразом Брегга, слово «світло» містить всю фізику і, тим самим, усі науки. На сьогодні ми розуміємо під світлом всі види випромінювання – видимого, інфрачервоного, ультрафіолетового, рентгенівського і ін., для яких справедливі закони оптики. Що ж таке світло? Яка фізична природа світла?

В кінці 19-го століття здавалося, що відповідь на питання про природу світла знайдена і доведена експериментально – світло це електромагнітні хвилі, поширення яких у просторі і взаємодія з речовиною описуються рівняннями Максвелла. Електромагнітна теорія світла пояснила такі оптичні явища як інтерференція, дифракція, поляризація світла і ін.

Однак, вже в кінці 19-го і на початку 20-го століття при дослідженні взаємодії світла з речовиною було виявлено такі оптичні явища як фотоэффект, ефект Комптона, фотохімічні реакції і ін. При поясненні цих явищ уявлення про те, що світло це електромагнітні хвилі, виявилися неспроможними. Вивчення закономірностей теплового випромінювання привели М. Планка до гіпотези про кванти випромінювання, що мають енергію $\varepsilon = h\nu$, що мало революційне значення у поясненні явищ квантової оптики. Пояснюючи фотоэффект, в 1905 р. Ейнштейн висунув корпускулярну теорію цього явища, фотонна теорія світла легко пояснила все якісні і кількісні закономірності явищ квантової оптики.

Отже, світло є хвилі і частинки. Однак, критичне вивчення такої відповіді показало неспроможність простого механічного об'єднання хвиль і частинок. Виявилось, що уявлення про електромагнітну хвилю і уявлення про потік частинок виключають одне одного.

Як же несуперечливим чином в одному матеріальному об'єкті об'єднати протилежності, здавалося б, що виключають одне одного? Відповідь на це

питання міститься ще в роботах найбільших філософів, які прийшли до висновку про те, що матеріальні об'єкти природи можуть мати внутрішні протиріччя, об'єднуючи в собі протилежні якості. Так, ідея про єдність і боротьбу протилежностей становить основу діалектики Гегеля.

Саме так сучасна фізика відповідає на питання про природу світла. Світло є матеріальний об'єкт, що володіє як хвильовими, так і корпускулярними властивостями. У різних фізичних процесах ці властивості можуть проявлятися в різному ступені. При певних умовах, тобто в ряді оптичних явищ світло проявляє свої хвильові властивості. У цих випадках ми повинні розглядати світло як електромагнітні хвилі. В інших оптичних явищах світло проявляє свої корпускулярні властивості, і тоді його слід представляти як потік фотонів. Іноді, оптичний експеримент можна організувати так, що світло буде проявляти в ньому як хвильові, так і корпускулярні властивості. Дійсно, в досліді Комптона на першому етапі розсіювання випромінювання на мішені воно поводить як потік фотонів, але в вимірювальному блоці це ж випромінювання як електромагнітна хвиля відчуває дифракцію на кристалічній решітці.

Існують оптичні явища, які можуть бути пояснені якісно і кількісно як хвильової, так і корпускулярної теоріями світла. Так, наприклад, обидві ці теорії приводять до однакових співвідношень для тиску світла. Це пояснюється тим, що будь-яка модель, і хвильова, і корпускулярна враховує наявність у світла таких матеріальних характеристик як енергія, маса, імпульс.

Отже, в результаті поглиблення уявлень про природу світла, з'ясувалося, що світло має двоїсту природу, що отримала назву корпускулярно-хвильового дуалізму світла.

1. Хвильові властивості світла. Когерентні і некогерентні джерела. Інтерференція світла. Методи одержання інтерференційних картин.

- Світло як електромагнітні хвилі.
- Когерентні і некогерентні джерела.
- Явище інтерференції хвиль. Умови спостереження максимумів і мінімумів інтерференції. Інтерференція поляризованих хвиль.
- Методи одержання інтерференційних картин за двопроменевими схемами: метод Юнга, бідзеркала Френеля, біпризма Френеля (з побудовами ходу променів). Формула ширини інтерференційної смуги.
- Інтерференція в тонких плівках, її застосування.

Електромагнітна теорія світла слідує з рівнянь Максвелла для однорідного ізотропного діелектрика ($\epsilon = \text{const}$, $\mu = \text{const}$):

$$\text{rot } \vec{E} = -\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{та} \quad \text{rot } \vec{H} = \frac{\partial \vec{D}}{\partial t}$$

де $B = \mu\mu_0 H$, $D = \epsilon\epsilon_0 E$.

Для найпростішого випадку плоскої хвилі, що поширюється у напрямку осі OX , ці рівняння мають вигляд:

$$\frac{\partial D_y}{\partial t} = -\frac{\partial H_z}{\partial x}$$

$$\frac{\partial B_z}{\partial t} = -\frac{\partial E_y}{\partial x}$$

Звідси слідує, що світлові хвилі є поперечними, а вектори \vec{E} і \vec{H} ортогональні. Виконуючи диференціювання обох рівнянь по координаті x і часу t та опустивши індекси, з заміною, отримаємо:

$$\frac{\partial^2 E}{\partial x^2} = \mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2 E}{\partial t^2} \quad (1)$$

$$\frac{\partial^2 H}{\partial x^2} = \mu\mu_0\epsilon\epsilon_0 \frac{\partial^2 H}{\partial t^2}$$

Це хвильові рівняння, розв'язки яких відомі з математичної фізики і мають вигляд:

У тригонометричній формі

$$E(x, t) = E_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (2)$$

та

$$H(x, t) = H_0 \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$$

У експоненціальній формі

$$\begin{aligned} E(x, t) &= E_0 \exp [i(\omega t - kx)] \\ H(x, t) &= H_0 \exp [i(\omega t - kx)] \end{aligned} \quad (3)$$

Останні чотири рівняння – це рівняння плоскої електромагнітної хвилі, що поширюється у напрямку OX . З них видно, що фази електричної і магнітної хвиль співпадають, тому зазвичай розглядають лише рівняння $E(x, t)$. Тут ω – циклічна частота коливань ($\omega = 2\pi/T$), k – хвильовий вектор ($k = 2\pi/\lambda$).

Амплітуди хвиль пов'язані співвідношенням:

$$\sqrt{\mu\mu_0} H_0 = \sqrt{\varepsilon\varepsilon_0} E_0$$

v – фазова швидкість хвилі

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\mu\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{n}$$

Звідси фізичний зміст абсолютного показника заломлення середовища:

$$n = \sqrt{\varepsilon\mu}. \quad (4)$$

Хвилі оптичного діапазону випромінюються атомами, які зазвичай випромінюють не узгоджено в часі, тоді фази хвиль змінюються випадково. Такі хвилі (і джерела) називають *некогерентними*. Такими є усі джерела природного походження.

Якщо різниця фаз хвиль не змінюється з часом, такі хвилі і відповідні джерела називають *когерентними*. Такими є штучні джерела – лазери, когерентні джерела можна отримати із природних за допомогою спеціальних методів. Когерентні хвилі завжди мають однакову частоту (монохроматичні). Когерентність світлових хвиль обмежена у часі і просторі. Це пов'язано з тим, що у природі не існують абсолютно монохроматичні хвилі та точкові джерела світла. Атоми випромінюють цуги хвиль, що описуються групою хвиль з частотами у інтервалі $(\omega, \omega + \Delta\omega)$, а будь-яке реальне джерело світла має розміри. Для кількісної оцінки когерентності хвиль вводиться два поняття: часова і просторова когерентність хвиль.

Часова когерентність пов'язана з немонохроматичністю джерел світла. Якщо проміжок $\Delta\omega$ малий, то різниця фаз δ слабо залежить від часу:

$$\Delta\Phi = \Delta\omega \cdot t + (kr_2 - kr_1)$$

$\tau_{\text{ког}}$ – час, протягом якого різниця фаз змінюється на π , тоді $\cos \delta$ змінюється від $+1$ до -1 , а його середнє значення у формулі (2) буде рівне нулю і інтерференційний член зникає. Знайдемо $\tau_{\text{ког}}$:

$$\Delta\Phi = \pi = \Delta\omega \cdot \tau_{\text{ког}},$$

$$\tau_{\text{ког}} = \frac{\pi}{\Delta\omega}$$

$\tau_{\text{ког}}$ – час, протягом якого хвилі залишаються когерентними, він обмежений часом випромінювання світла атомом $\tau_{\text{випр}}$: $\tau_{\text{ког}} \leq \tau_{\text{випр}}$

Час когерентності одиночних атомів $\sim 10^8 c$, у нагрітого твердого тіла $\sim 10^{15} c$, у лазера $\sim 10^5 c$.

Довжина когерентності $L_{\text{ког}}$ – це максимальна різниця ходу хвиль $(r_2 - r_1)_{\text{max}}$ при якій хвилі залишаються когерентними:

$$L_{\text{ког}} = (r_2 - r_1)_{\text{max}} = c \cdot \tau_{\text{ког}}$$

Просторова когерентність оцінює когерентність у перерізі світлового пучка і обмежена розмірами джерела світла, характеризується радіусом когерентності $\rho_{\text{ког}}$.

Кожна точка реального джерела створює свою інтерференційну картину, які накладаються. Максимально допустимі лінійні розміри b джерела можна визначити у досліді Юнга через відстань l від джерела до подвійної щілини та відстань між щілинами d :

$$b < \lambda \cdot \frac{l}{d} . \text{ Звідси слідує, що радіус когерентності } \rho_{\text{ког}} : \rho_{\text{ког}} = \lambda \cdot \frac{l}{d}$$

При накладанні когерентних хвиль може спостерігатися явище *інтерференції світла*.

Інтерференція світла – це особливий випадок накладання світлових хвиль, при якому в одних точках простору інтенсивність світла підсилюється, а в інших послаблюється.

Розглянемо випадок накладання двох плоских монохроматичних хвиль з однаковою частотою у точці P і початковими фазами φ_1 і φ_2 , яка віддалена від джерел 1 і 2 на відстань r_1 і r_2 . Нехай хвилі поляризовані в одній площині, тоді напруженості можна додавати алгебраїчно:

$$E_1(r, t) = E_{01} \cos(\omega t - kr_1 + \varphi_1)$$

$$E_2(r, t) = E_{02} \cos(\omega t - kr_2 + \varphi_2)$$

Згідно принципу суперпозиції $E_P = E_1 + E_2$

Інтенсивність світла пропорційна квадрату напруженості електричного поля

$$I_P \sim (E_P)^2 = (E_1 + E_2)^2$$

Використовуючи тригонометричні перетворення маємо результуючу інтенсивність:

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \left[2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} + (\varphi_1 - \varphi_2) \right]$$

Зазвичай у дослідах маємо $\varphi_1 = \varphi_2$. Тоді інтенсивність залежить від різниці фаз хвиль $\Delta\Phi$ у даній точці:

$$\Delta\Phi = \left[2\pi \frac{r_2 - r_1}{\lambda} \right]$$

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\Phi \quad (5)$$

Оскільки різниця фаз $\Delta\Phi$ не залежить від часу, то хвилі є *когерентними*. У просторі утворюється стійка у часі *інтерференційна картина*, що складається із максимумів та мінімумів.

Умовою інтерференційного *максимуму* (підсилення світла) є:

$$\begin{aligned} \text{для різниці фаз} & \quad \Delta\Phi = 2m\pi \\ \text{для різниці ходу} & \quad r_2 - r_1 = m\lambda \\ \text{для оптичної різниці ходу} & \quad n_2 r_2 - n_1 r_1 = m\lambda_0 \end{aligned} \quad (6)$$

Умовою інтерференційного *мінімуму* (послаблення світла) є:

$$\begin{aligned} \text{для різниці фаз} & \quad \Delta\Phi = (2m + 1)\pi \\ \text{для різниці ходу} & \quad r_2 - r_1 = (2m + 1)\lambda/2 \\ \text{для оптичної різниці ходу} & \quad n_2 r_2 - n_1 r_1 = (2m + 1)\lambda_0/2, \end{aligned} \quad (7)$$

де $m = 0, 1, 2, \dots$, λ_0 – довжина хвилі у вакуумі.

Якщо інтенсивності обох хвиль однакові $I_1 = I_2 = I_0$, то у максимумі $I_P = 4I_0$, а у мінімумі $I_P = 0$.

При інтерференції поляризованих хвиль, коли між площинами поляризації (векторами \mathbf{E}_1 і \mathbf{E}_2) є кут α , результуюча інтенсивність виражається так:

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos \Delta\Phi \cdot \cos \alpha \quad (8)$$

Очевидно, що коли площини поляризації взаємно перпендикулярні, то інтерференція не спостерігається. Саме це показали у дослідах з поляризованим світлом Френель і Араго і зробили висновок про поперечність світлових хвиль задовго до створення електромагнітної теорії світла.

Методи одержання інтерференційних картин

Умова когерентності забезпечується лише для хвиль однакової частоти ω . Для спостереження чіткої інтерференційної картини необхідно також, щоб хвилі були поляризовані в одній площині і мали приблизно рівні амплітуди.

Перше спостереження інтерференції з сонячним світлом провів в 1807 році англійський вчений Томас Юнг. Схема установки цього досліду наведена на рис.1.1. Сонячне світло попадало в темне приміщення через вузьку щілину S від якої світлова хвиля падала на дві рівновіддалені від осі паралельні щілини S_1 S_2 .

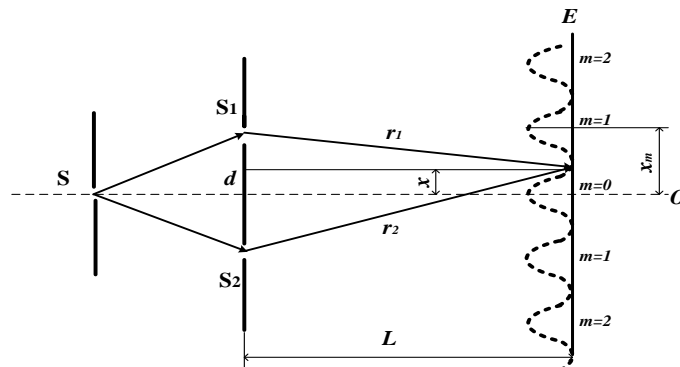


Рис. 1.1.

Таким чином, щілини S_1, S_2 виконували роль когерентних джерел. Інтерференція спостерігалась на екрані E , який розміщений на віддалі L паралельно до $S_1 S_2$.

При відстані між щілинами d різниця ходу хвиль $\Delta r = r_2 - r_1$ для деякої точки екрана, віддаленої від оптичної осі на відстані x , може бути знайдена так:

$$r_2^2 = L^2 + (x + d/2)^2$$

$$r_1^2 = L^2 + (x - d/2)^2$$

$r_2^2 - r_1^2 = (r_2 - r_1)(r_2 + r_1) \approx \Delta r \cdot 2L = 2dx$, звідки $\Delta r = d \cdot x / L$. Якщо спостерігається максимум інтерференції, то $\Delta r = m\lambda$, якщо мінімум – $\Delta r = (2m + 1)\lambda / 2$.

Тоді для координат максимумів і мінімумів на екрані маємо відповідно:

$$x_{\max} = \frac{m\lambda L}{d} \quad \text{і} \quad x_{\min} = (2m + 1) \frac{\lambda L}{2d} \quad (9)$$

де $m=0,1,2,\dots$ – порядок максимуму, а $(m+1)$ – порядок мінімуму.

Відстань між двома темними смугами (мінімумами) називається шириною інтерференційної смуги і дорівнює:

$$\Delta x = \frac{\lambda \cdot L}{d} \quad (10)$$

Величина Δx не залежить від порядку інтерференції і співпадає з відстанню між світлими смугами. Загалом інтерференційна картина у досліді Юнга складається з паралельних темних і світлих смуг однакової ширини, що чергуються.

З природним світлом можна отримати лише кілька смуг слабкої інтенсивності, дослідити які дуже важко. Це пояснюється його низькою просторовою і часовою когерентністю. Якщо джерелом світла є лазер, то можна легко отримати інтерференційну картину із декількох десятків яскравих смуг.

О.Френель запропонував дві схеми для спостереження двопроменевої інтерференції, що носять його ім'я: дзеркала Френеля та біпризма Френеля. Ці схеми відрізняються від схеми Юнга способом створення когерентних джерел S_1 і S_2 . Тут джерела є уявними, і утворюються через відбивання від дзеркал або через заломлення світла у призмах.

Бідзеркала Френеля та утворення інтерференційної картини показані на рис. 1.2.

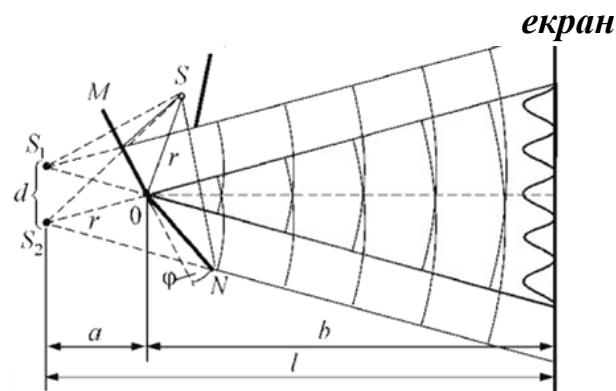


Рис. 1.2.

Два плоских дзеркала MO та NO складені під кутом $\varphi \sim 0,5^\circ$. Джерело світла (щілина S) розташоване на відстані r від лінії стику дзеркал. Дзеркала дають два уявні зображення S_1 і S_2 , які є когерентними джерелами. Світлові хвилі накладаються на екрані і створюють інтерференційну картину. Оптична схема подібна до схеми Юнга, ширину інтерференційної смуги можна розрахувати за формулою (10), де $d = 2a \operatorname{tg} \varphi$, $L = a + b$.

Біпризма Френеля та утворення інтерференційної картини показані на рис. 1.3. Промені від щілини S , падають на біпризму Френеля із заломлюючим кутом α і внаслідок заломлення розділяються на два пучки, обмежені променями $1'-2'$ та $2''-3''$, що перетинаються за призмою і утворюють область інтерференції між променями $2'-2''$. Продовження заломлених кожною призмою променів перетинаються в точках S_1 і S_2 , які є уявними зображеннями щілини S і можуть розглядатись як уявні когерентні джерела світла. Умову когерентності забезпечує використання щілини S у якості джерела світла. В області накладання заломлених світлових хвиль можна спостерігати інтерференційну картину в вигляді паралельних темних і світлих смуг на екрані. Максимум нульового порядку інтерференції знаходиться на оптичній вісі системи, яка проходить через щілину S та ребро біпризми.

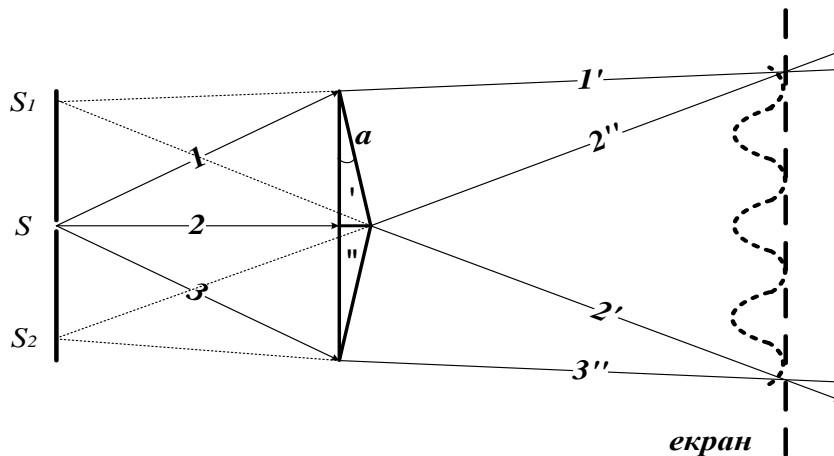


Рис. 1.3.

Ширину інтерференційної смуги можна розрахувати за формулою (10), де $d = 2r \cdot \alpha(n - 1)$, r – відстань від щілини до біпризми, L – від щілини до екрана, n – показник заломлення речовини призми.

Інтерференція в тонких плівках, її застосування.

У тонких пластинах і плівках, товщина яких порядку довжини світлової хвилі ($h \sim \lambda$), можна спостерігати інтерференцію у відбитому (промені $1'$ та $2'$) та заломленому світлі (промені $1''$, $2''$ на Рис. 1.4.). Умовою інтерференції є те, що різниця ходу відповідних променів не повинна перевищувати довжини когерентності $L_{\text{ког}}$.

Оптичну різницю ходу променів $1'$ та $2'$ можна знайти, скориставшись рисунком:

$$\Delta r = n(AB + BC) - AD = \frac{2nh}{\cos\beta} - 2htg\beta \cdot \sin\alpha = 2nh \cdot \cos\beta$$

Тут використано заміну із закону заломлення: $\sin\alpha = n\sin\beta$.

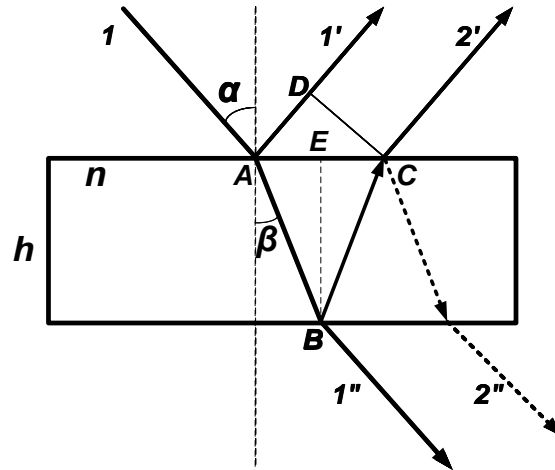


Рис. 1.4.

Оскільки при відбиванні від оптично більш густого середовища хвиля ($1'$) змінює фазу на протилежну, то це еквівалентно додатковій різниці ходу $\lambda/2$ хвиль у відбитому світлі. Остаточно:

$$\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta - \lambda/2$$

Таким чином, інтерференційний максимум у відбитому світлі буде спостерігатися за умови:

$$\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta - \frac{\lambda}{2} = m\lambda \quad , \quad \text{або}$$

$$\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$$

Умовою спостереження інтерференційного мінімуму у відбитому світлі є

$$\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta - \frac{\lambda}{2} = (2m + 1)\lambda/2 \quad , \quad \text{або}$$

$$\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta = m\lambda$$

Легко показати, що різниця ходу заломлених променів $1''$, $2''$ буде такою ж, як $1'$ та $2'$, але без втрати півхвилі. Тому у заломленому світлі умовою інтерференційного максимуму є:

$$\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta = m\lambda$$

а умовою інтерференційного мінімуму: $\Delta r = 2nh \cdot \cos\beta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}$

Умови мінімуму і максимуму міняються місцями, що відповідає сутності явища інтерференції – це перерозподіл інтенсивності світла у просторі.

Інтерференційні явища у тонких плівках чи пластинах поділяють на інтерференцію рівної товщини і інтерференцію рівного нахилу.

Інтерференція рівної товщини спостерігається у пристрої «кільця Ньютона» і використовується для контролю якості оптичних поверхонь. Пристрій складається з плоско-опуклої лінзи великого радіуса кривизни R , прикладеної опуклою поверхнею до плоскої, добре відполірованої плоско-паралельної пластинки. При цьому між лінзою і пластинкою утворюється клиноподібний кільцевий повітряний прошарок, товщина якого h_m поступово збільшується від центра O (точки дотику) до краю (рис. 1.5.). Якщо на лінзу падає паралельний пучок монохроматичного світла, то у відбитому і заломленому світлі будуть спостерігатися світлі і темні кільця радіусом r_m , де m – номер кільця. Умова когерентності виконується завдяки малій товщині повітряного шару.

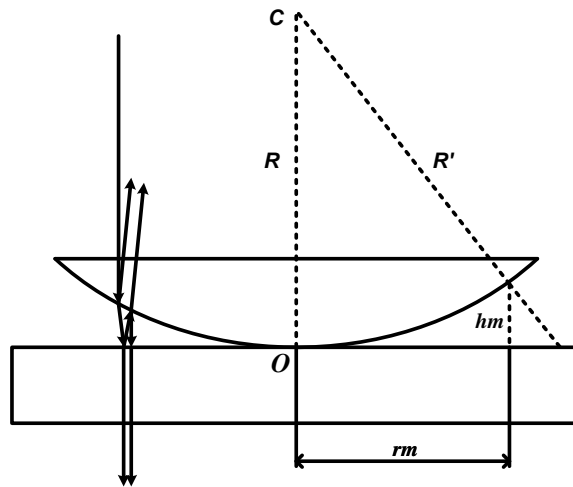


Рис.1.5.

Для відбитого світла умова максимуму:

$$2nh_m \cos \beta = (2m+1)\lambda / 2,$$

умова мінімуму

$$2nh_m \cos \beta = m\lambda,$$

де n – показник заломлення прошарку, у повітрі $n=1$.

Радіуси кілець Ньютона у відбитому світлі можна знайти з цих умов та простих геометричних міркувань (див. Рис.1.5.):

світлі кільця –

$$r_m = \sqrt{(2m+1)R \cdot \lambda / 2}, \quad m=0,1,2, \quad (3)$$

числу $m=0$ відповідає перше світле кільце;

темні кільця –

$$r_m = \sqrt{m\lambda R}, \quad m=0,1,2,\dots \quad (4)$$

числу $m=0$ відповідає центральна темна пляма.

Інтерференція рівного нахилу спостерігається при освітленні плоско-паралельної пластинки розсіяним світлом, коли кут падіння змінюється у межах $(0, \pm 90^\circ)$. Тоді умови інтерференції залежать лише від кута нахилу, що і спричинює її назву. При однакових кутах спостерігається однаковий результат накладання хвиль, максимум чи мінімум. Уся картина має вигляд

концентричних кілець. Якщо поверхні пластини мають високий коефіцієнт відбивання, то здійснюється багатопроменева інтерференція. При освітленні такої пластинки немонахроматичним світлом хвилі різної довжини утворюють кільця різного радіуса. Цей ефект використовується в інтерферометрах Фабрі – Перо, які мають високу роздільну здатність і дозволяють розрізняти у спектрах довжини хвиль з різницею $\Delta\lambda \sim 0,001$ ангстрем. Оптична схема інтерферометра Фабрі – Перо наведена на Рис. 1.6.

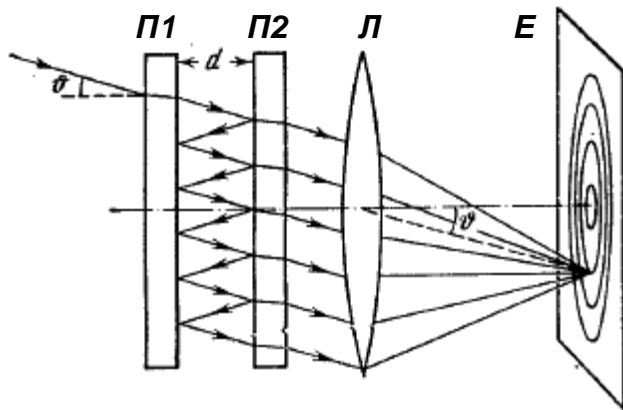


Рис. 1.6.

Інтерферометр Фабрі – Перо. *П1* і *П2* напівпрозорі пластини з високим коефіцієнтом відбивання на внутрішніх поверхнях, *d* – відстань між пластинами, Θ – кут падіння одного з променів, *L* – лінза, *E* – екран.

Явище інтерференції світла широко застосовується у двопроменевих інтерферометрах різної конструкції для спектральних досліджень, точного вимірювання лінійних розмірів, показників заломлення твердих тіл, рідин, газів. Нижче наведені оптичні схеми інтерферометра Релея та інтерферометра Майкельсона.

Інтерферометр Релея призначений для визначення невеликих змін показників заломлення рідин і газів, визначення домішок різних газів в повітрі

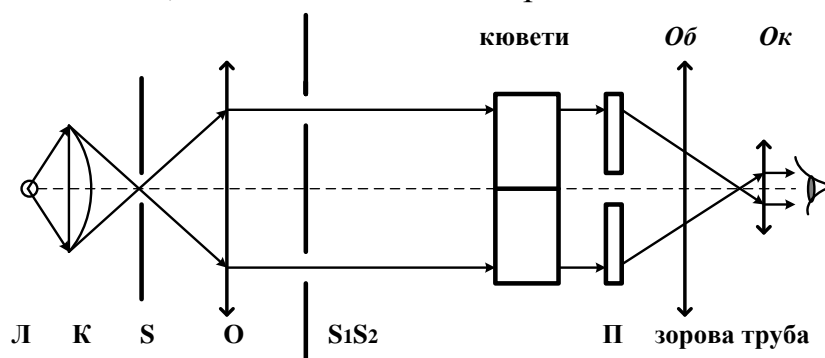
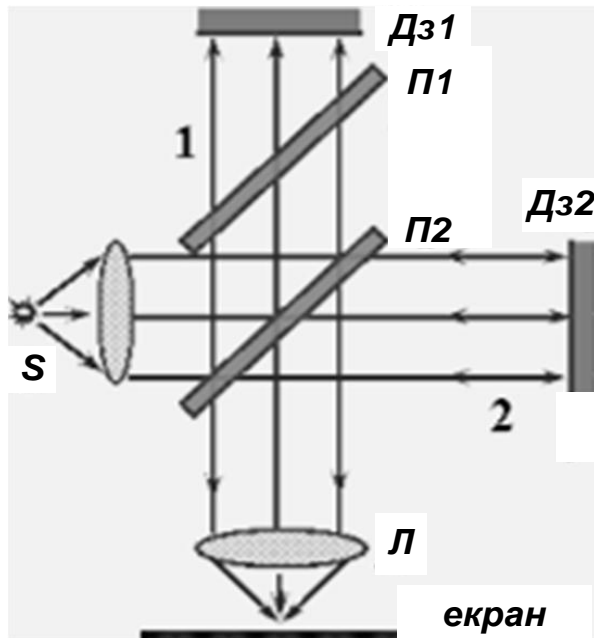


Рис. 1.7.

Оптична схема інтерферометра Релея ІТР-1. Інтерферометр складається з коліматора (щілина *S* і лінза *O*), подвійної щілини *S1S2* та зорової труби (об'єктив *Об* і окуляр *Ок*). Щілина *S* освітлюється лампою розжарення *L* через конденсор *K*. Ця щілина розташована у фокусі лінзи *O*, тому світло виходить з коліматора паралельним пучком, а фронт хвилі є плоским, що забезпечує виконання умов дифракції Фраунгофера при невеликих розмірах установки.

Досліджувана речовина знаходиться у кюветах. Інтерференційна картина утворюється у фокальній площині об'єктива *Об* і розглядається через окуляр *Ок* зорової труби.

Інтерферометр Майкельсона. Оптична схема інтерферометра та інтерференційна картина показані на рис. 1.8.



а)

Рис. 1.8. Інтерферометр Майкельсона. *S* - джерело світла, *П1* і *П2* - прозора та напівпрозора пластинки, що створюють два когерентні пучки світла *1* і *2*, *Дз1* і *Дз2* - дзеркала. Інтерференційна картина а) спостерігається у фокальній площині лінзи *Л*.

2. Хвильові властивості світла. Дифракція світла та її застосування.

- Явище дифракції світла, принцип Гюйгенса – Френеля, метод зон Френеля.
- Дифракція Френеля на круглому отворі і екрані.
- Дифракція Фраунгофера на щілині.
- Дифракція Фраунгофера на решітках (одно-, дво- і тривимірних).
- Умови максимумів і мінімумів.
- Дифракційні спектральні прилади. Кутова і лінійна дисперсія решітки її роздільна здатність.
- Голографія.

Дифракція світла

Для світлових хвиль дифракція спостерігається при їх поширенні у середовищі з різкими неоднорідностями, що обмежують або спотворюють фронт світлової хвилі. Такими неоднорідностями можуть бути мікроскопічні пилинки, краплинки води, подряпини на склі, тонкі гладенькі волокна, край леза, оправа лінзи або дзеркала та ін.

Розрахунок дифракційної картини базується на принципі Гюйгенса – Френеля:

Кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних когерентних хвиль, інтерференція яких визначає світлову хвилю у будь-якій точці простору, а обвідна цих хвиль дає положення фронту в наступний момент часу.

Математично цей принцип можна виразити так:

$$E_p(r, t) = \int_{\Sigma} K(\varphi) \cdot \frac{E_0}{r} \cos(\omega t - kr) d\Sigma, \quad (1)$$

де Σ , $d\Sigma$ - площа та елемент хвильового фронту, r - відстань від елемента фронту до точки спостереження P , φ - кут між напрямком нормалі до елемента фронту та напрямком вектора r , ω і k - частота і хвильовий вектор хвилі. $K(\varphi) \rightarrow 0$, коли $\varphi \rightarrow \pi/2$.

Для випадку симетричних перешкод О. Френель розробив значно простіший метод розрахунку дифракційної картини – метод зон Френеля. Метод полягає в тому, що фронт сферичної хвилі розбивається на ряд кільцевих зон відносно прямої SP таким чином, щоб відстань від країв сусідніх зон до точки спостереження P відрізнялась на постійну величину $\Delta = \lambda/2$. (Рис. 2.1.) Якщо відстань від центру зони 1 позначити b , то відстань від краю m -ї зони b_m рівна:

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

а хвилі від сусідніх зон мають протилежні фази і погашають одна одну в точці P . Можна показати, що площі усіх зон Френеля рівні, тоді результуючу амплітуду можна знайти алгебраїчною сумою амплітуд від усіх зон:

$$A_P = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots \pm A_m \pm \dots, \quad (3)$$

причому $A_1 \geq A_2 \geq A_3 \geq A_4 \geq \dots \geq A_m$, тобто значення близькі і повільно спадають.

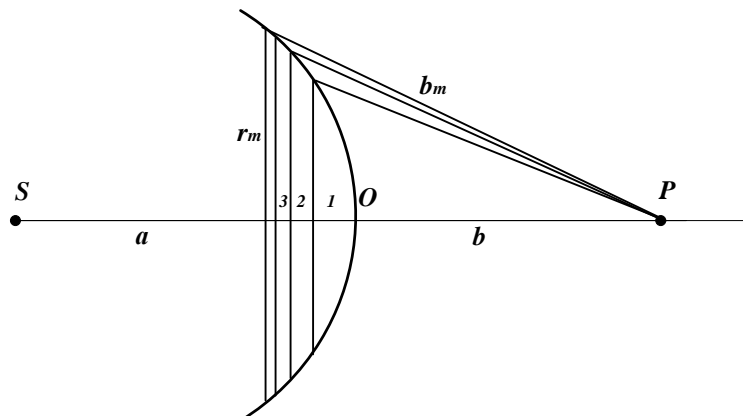


Рис. 2.1.

Існує два види дифракції – дифракція Френеля і дифракція Фраунгофера. Перший вид спостерігається у так званій ближній зоні, коли відстань від перешкоди до місця спостереження невелика і треба враховувати при розрахунку дифракційної картини різні відстані від фронту хвилі до точки спостереження. Прикладами такої дифракції є дифракція Френеля на круглому отворі і круглому екрані, які розраховуються методом зон Френеля. У методі зон Френеля радіус m -ої зони визначається так:

$$r_m = \sqrt{m\lambda \frac{ab}{a+b}}, \text{ звідки } m = \frac{r_m^2}{\lambda} \left(\frac{1}{a} + \frac{1}{b} \right), \quad (1)$$

де λ – довжина хвилі світла, a, b – відстані від перешкоди до джерела і екрана. Якщо перешкода відкриває (або закриває) m зон, тобто її радіус $r_o = r_m$, то з (1) можна обчислити m .

Застосування методу зон для відкритого фронту (а), круглого отвору радіусом $r_o = r_m$ (б) та круглого екрану радіусом $r_o = r_m$ (в) дає прості вирази для результуючої амплітуди:

$$A_p = A_1/2 \quad (\text{а})$$

$$A_p = A_1/2 \pm A_m/2 \quad (\text{б}) \text{ знак } + \text{ відповідає непарному } m, \text{ знак } - \text{ } m \text{ парному,}$$

$$A_p = A_{m+1}/2 \quad (\text{в})$$

Формула (а) пояснює прямолінійне поширення світла, а формула (в) – існування плями Пуассона.

Дифракція Френеля на диску показана на Рис. 2.2.

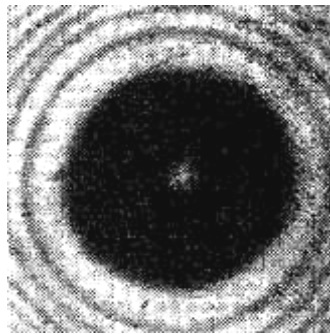


Рис. 2.2.

Дифракційна картина від диску має вигляд концентричних світлих і темних кілець навкруги розмитої геометричної тіні диску.

Критерієм дифракції Френеля можна вважати число задіяних зон m , яке не перевищує декількох одиниць.

Дифракція Фраунгофера – це дифракція у дальній зоні, або дифракція у паралельних променях. Якщо відстані a і b великі ($\rightarrow \infty$), то число m стає < 1 , що і є критерієм дифракції Фраунгофера. Практично ця умова виконується,

коли розмір перешкоди r_0 набагато менший відстаней a і b . При освітленні лазером можна вважати $a \rightarrow \infty$, тоді при досить віддаленому екрані

$$m = \frac{r_0^2}{\lambda b} \ll 1.$$

Розрахунок дифракційної картини Фраунгофера на диску базується на принципі Гюйгенса – Френеля та теоремі Бабіне, згідно якої картини дифракції від отвору та диску (додаткові екрани) співпадають в усіх точках, крім центральної. У теорії дифракції доведені формули, що пов'язують кут дифракції φ з діаметром диску D та довжиною хвилі світла:

| для <i>темних (непарних) кілець</i> : | для <i>світлих (парних) кілець</i> : |
|---------------------------------------|--------------------------------------|
| $D \sin \varphi_1 = 1,22\lambda$; | $D \sin \varphi_2 = 1,64\lambda$; |
| $D \sin \varphi_3 = 2,22\lambda$; | $D \sin \varphi_4 = 2,70\lambda$; |
| $D \sin \varphi_5 = 3,24\lambda$ | $D \sin \varphi_6 = 3,72\lambda$ |

(нумерація кілець починається з першого темного кільця).

Дифракція Фраунгофера на щілині

Якщо паралельний пучок світла (плоску хвилю) направити на щілину, то після щілини в результаті дифракції пучок перестає бути паралельним, заходячи в область геометричної тіні. Згідно принципу Гюйгенса – Френеля можна знайти фронт цієї хвилі та розподіл амплітуд дифрагрованої хвилі у просторі за щілиною, як результат інтерференції вторинних когерентних хвиль, що випромінюються у площині щілини (рис. 2.3.).

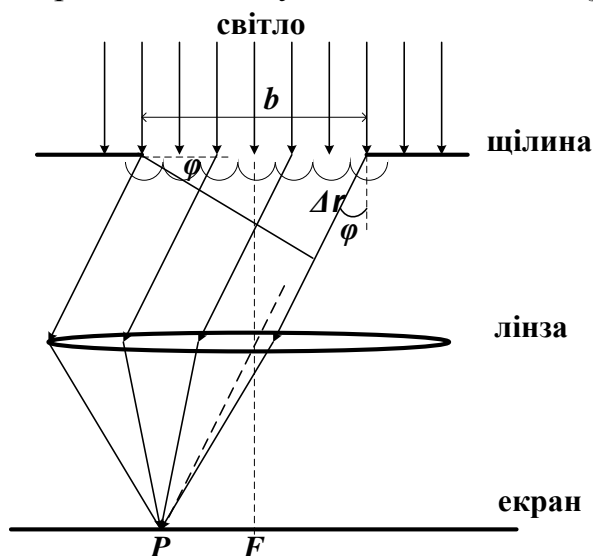


Рис. 2.3.

Дифракція на щілині. b – ширина щілини, φ – кут дифракції, Δr – різниця ходу крайніх променів, F – фокус лінзи, P – точка накладання хвиль.

На екрані, що знаходиться на великій відстані від щілини або у фокальній площині лінзи F (дифракція Фраунгофера), спостерігається дифракційна картина у вигляді світлих і темних смуг, паралельних до щілини. Центральний

максимум знаходиться у фокусі лінзи. Розрахунок дифракційної картини на щілині дає такий розподіл амплітуд A_φ світлової хвилі в залежності від синуса кута дифракції φ :

$$A_\varphi = A_0 \frac{\sin\left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi} \quad (1)$$

де A_0 – амплітуда хвилі у центрі дифракційної картини, λ – довжина хвилі випромінювання, b – ширина щілини.

Темні і світлі смуги на екрані називаються дифракційними порядками. Амплітуда A_φ дорівнює нулю для кутів, які задовольняють умові

$$\frac{b\pi}{\lambda} \cdot \sin \varphi_m = \pm m\pi \quad (2)$$

де $m = 1, 2, 3, \dots$ тобто для таких φ_m , коли $\sin \varphi_m = \pm m\lambda/b$.

Зазвичай умову дифракційних мінімумів записують у вигляді:

$$b \cdot \sin \varphi_m = \pm m\lambda \quad (3)$$

При кутах φ_m , які задовольняють умову (3), будемо мати на дифракційній картині темні смуги. З формули (3), знаючи кут φ_m , можна визначити ширину щілини b .

Інтенсивність світла пропорційна квадрату амплітуди, тому

$$I_\varphi = I_0 \left[\frac{\sin\left(\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi\right)}{\frac{b\pi}{\lambda} \sin \varphi} \right]^2 \quad (4)$$

де I_0 – інтенсивність світла, яка спостерігається у точці F .

Числові значення інтенсивності головного і наступних мінімумів максимумів відносяться як $1 : 0,045 : 0,016 \dots$ і т.д.

Графік розподілу інтенсивності світла при дифракції Фраунгофера на щілині показаний на рис. 2.4.

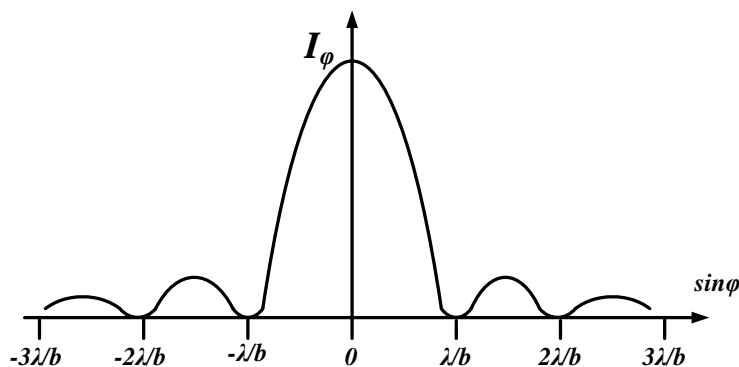


Рис. 2.4.

Для дослідів ідеальним джерелом практично паралельних променів монохроматичного світла є лазер. Якщо лазерне випромінювання направити нормально до площини щілини, то на віддаленому екрані отримаємо яскраву світлу смугу, з обох боків якої чергуються слабші максимуми і мінімуми. Розглянемо дифракцію Фраунгофера на дифракційній ґратці.

Дифракційна ґратка – це оптичний прилад для дослідження спектрального складу випромінювання, дія якого заснована на використанні явища дифракції світла. Дифракційна ґратка являє собою велику кількість (N) регулярно розташованих однакових вузьких штрихів (щілин або виступів), які нанесені на деяку поверхню і утворюють періодичну структуру. Ґратки можуть бути одновимірні, двовимірні і об'ємні. Ґратки бувають двох типів: 1) відбивальні, коли штрихи нанесені на дзеркальну поверхню і спостереження ведеться у відбитому світлі та 2) прозорі, коли штрихи нанесені на прозору поверхню, а просвіти між ними утворюють щілини, тоді спостереження ведеться у світлі, що проходить.

Здебільшого дифракційна ґратка може бути у вигляді плоскої скляної поверхні, на якій спеціальною машиною нанесено досить багато (інколи сотні тисяч) прямих рівновіддалених штрихів. У гарних ґраток штрихи мають довжину ~ 10 см, а на кожний міліметр приходиться до 2000 штрихів. При цьому загальна ширина ґратки досягає 10–15 см.

Суму ширини однієї щілини b і ширини штриха a називають сталою або *періодом ґратки* d :

$$d = a + b.$$

Характеристикою ґратки є також n – кількість штрихів на 1 мм

$$n = 1/d.$$

Вторинні хвилі від різних щілин накладаються і інтерферують, тому можна сказати, що на дифракційній ґратці відбувається не тільки дифракція, але й багатопроменева інтерференція світла з поділом фронту хвилі. Для спостереження дифракційної картина використовують збірну лінзу, на фокусній відстані розміщують екран (Рис. 2.5.). Згідно принципу Ферма, лінза не вносить додаткової різниці ходу для хвиль, що накладаються.

У фокусі лінзи (точка F) кут дифракції $\varphi = 0$, і утворюється дифракційний максимум нульового порядку, оскільки різниця ходу усіх променів тут рівна нулю, що задовольняє умову максимуму:

$$\Delta r = m\lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots$$

Для усіх інших напрямків, що характеризуються кутом дифракції $\varphi \neq 0$, хвилі від сусідніх щілин мають різницю ходу Δr . Знайдемо умову, при якій

вторинні хвилі, що йдуть від різних щілин під кутом дифракції φ , підсилюють одна одну. Для сусідніх щілин відстань між відповідними джерелами сферичних хвиль рівна сталій решітки d , а різниця ходу між ними $\Delta r = d \cdot \sin \varphi$. Якщо на цьому відрізку укладається ціле число довжин хвиль, то хвилі від усіх щілин, накладаючись у точці Р на екрані, підсилюють одна одну, утворюючи *головні максимуми*.

Головні максимуми дифракції будуть спостерігатись при кутах φ_m , що задовольняють умові:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda, \quad (5)$$

де $m = 0, \pm 1, \pm 2 \dots$ – порядок (номер) максимуму.

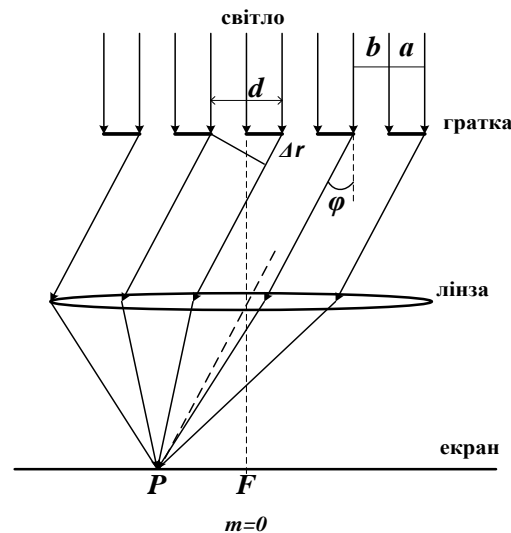


Рис. 2.5.

Повний розрахунок інтерференційної картини від усіх N щілин дифракційної ґратки дає вираз для інтенсивності світла, що поширюється під кутом φ до нормалі:

$$I_\varphi = N^2 I_0 \left(\frac{\sin u}{u} \right)^2 \cdot \left(\frac{\sin N\theta}{\sin \theta} \right)^2 \quad (6)$$

де $u = \frac{\pi b}{\lambda} \cdot \sin \varphi$, $\theta = \frac{\pi d}{\lambda} \cdot \sin \varphi$, I_0 – інтенсивність світла, що проходить через одну щілину, коли $\varphi=0$. Формула (2) – основна в теорії дифракційної ґратки. Перший множник характеризує розподіл інтенсивності при дифракції плоскої хвилі на кожній щілині, а другий враховує інтерференцію між пучками, що дифрагують під кутом φ від N щілин.

Графік функції $I_\varphi(\sin \varphi)$ та її вигляд для різної кількості щілин N показаний на рис. 2.6. а, б.

Дифракційна картина спостерігається у фокальній площині лінзи, яку розташовують за дифракційною ґраткою. Амплітуда хвилі у максимумі $A = A_1 \cdot N$, де A_1 – амплітуда хвилі від однієї щілини, N – кількість щілин решітки. Інтенсивність світла у максимумах $I = I_0 \cdot N^2$, тобто у N^2 разів перевищує ту інтенсивність, що дає одна щілина. Пунктирна обвідна відповідає розподілу інтенсивності при дифракції на одній щілині, помноженій на N^2 . Тому положення головних мінімумів знаходять з умови мінімумів на одній щілині.

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad (7)$$

де $m=1, 2, \dots$ визначає порядок мінімуму.

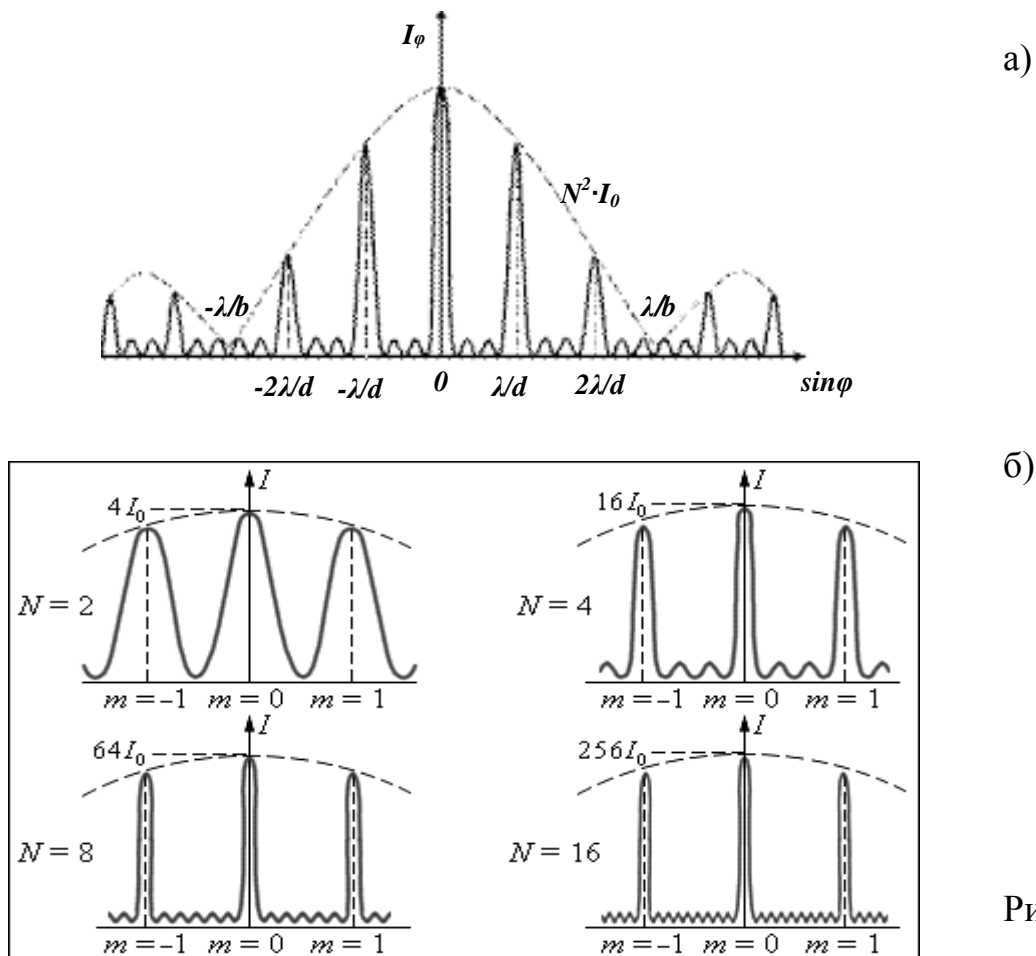


Рис. 2.6.

Аналізуючи вираз (6) можна також показати, що головні максимуми спостерігаються під кутами дифракції φ , які задовольняють умові (1):

$$d \sin \varphi = \pm m \lambda,$$

де $m=0, 1, 2, \dots$ і визначає порядок головного максимуму.

Якщо в результаті інтерференції хвилі гасять одна одну, то виникають додаткові мінімуми між сусідніми головними максимумами, їх число дорівнює $(N-1)$ і умовою додаткового мінімуму є

$$d \sin \varphi = \left(m + \frac{k}{N} \right) \lambda \quad k = 1, 2, \dots, (N-1). \quad (8)$$

Картина, що показана на рис. 2.6. спостерігається в монохроматичному світлі. Якщо дифракційну ґратку освітлювати білим світлом, то побачимо картину, що є результатом накладання таких картин для різних довжин хвиль. Замість вузьких максимумів 1, 2 ... порядків побачимо *спектри* відповідно першого, другого та ін. порядків. Максимум нульового порядку ($\sin \varphi = 0$) буде білого кольору, тому що тут накладаються максимуми для всіх довжин хвиль. Таким чином, дифракційна ґратка є спектральним приладом і характеризується *роздільною здатністю R та кутовою дисперсією D* .

Найменша різниця довжин хвиль двох спектральних ліній $\delta\lambda$, при яких спектральний прилад розділяє їх окремо, називається спектральною роздільною відстанню, а величина R - роздільною здатністю приладу:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} \quad (9)$$

За *критерієм Релея* спектральні лінії вважаються розділеними, коли перший додатковий мінімум лінії λ збігається (накладається) з головним максимумом того ж порядку для другої довжини хвилі ($\lambda + \delta\lambda$) (Рис.2.7).

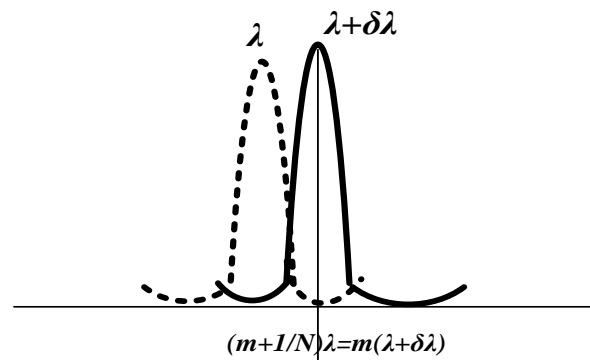


Рис.2.7.

Це означає, що

$$d \sin \varphi = \left(m + \frac{1}{N} \right) \lambda = m(\lambda + \delta\lambda)$$

звідки

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = m \cdot N \quad (10)$$

Як видно, роздільна здатність ґратки залежить від загальної кількості її штрихів і зростає з порядком спектру.

Кутовою дисперсією ґратки називається величина

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}, \quad (11)$$

де $d\varphi$ кутова відстань між двома спектральними лініями, яким відповідають довжини хвиль λ і $(\lambda + \delta\lambda)$. Для визначення D продиференціюємо формулу (1), тоді $d \cdot \cos\varphi \cdot d\varphi = m \cdot d\lambda$, звідки

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{m}{d \cdot \cos\varphi} = \frac{m}{\sqrt{d^2 - m^2 \cdot \lambda^2}}. \quad (12)$$

Для малих кутів дифракції φ маємо $\cos\varphi \approx 1$;

$$D = \frac{m}{d} = m \cdot \frac{N}{L} = m \cdot n \quad (13)$$

де L - довжина робочої ділянки ґратки. Дисперсія ґратки визначається її сталою d і зростає з порядком хвилі, тобто дифракційний спектр рівномірний для всіх довжин хвиль, в цьому його перевага перед спектром, одержаним від призми, який розтягнутий у фіолетовій та стиснутий у червоній частини спектру.

Дифракційна ґратка є спектральним елементом таких приладів як монохроматори, спектроскопи, спектрофотометри. Принципова будова цих приладів включає коліматор для створення вузького пучка паралельних променів, дифракційну ґратку для отримання спектру, зорової труби для спостереження спектру з вихідною щілиною (монохроматор) або фотоелементом (спектрофотометри), або окуляром (спектроскопи).

Дифракція спостерігається на дво- і тривимірних періодичних структурах, якщо період структури $d \sim \lambda$.

Якщо на *двовимірну ґратку*, що має періоди d_1 і d_2 у напрямках ОХ і ОУ, падає паралельний пучок світла у напрямі ОZ ($\gamma = 0$), то дифракційна картина спостерігається у фокальній площині лінзи за ґраткою і має вигляд періодично розташованих максимумів різної інтенсивності. Положення максимумів визначається направляючими кутами дифракції α , β , γ (кути відхилення від осей), що задовольняють умовам (14):

$$\begin{aligned} d_1 \cos\alpha &= m_1 \lambda \\ d_2 \cos\beta &= m_2 \lambda \\ \cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma &= 1 \end{aligned} \quad (14)$$

Тривимірна ґратка є системою двовимірних, які розташовані одна над одною у напрямку ОZ з періодом d_3 . Якщо паралельний пучок світла падає у напрямі ОZ ($\gamma = 0$), то дифракційна картина спостерігається у фокальній площині лінзи за ґраткою і має вигляд періодично розташованих максимумів різної інтенсивності. Вперше таку задачу розглянув Лауе для дифракції рентгенівських променів на кристалах, його розрахунок показав, що максимуми спостерігаються при направляючих кутах, що задовольняють умовам (система рівнянь Лауе) (15):

$$\begin{aligned}
 d_1 \cos\alpha &= m_1\lambda \\
 d_2 \cos\beta &= m_2\lambda \\
 d_3(1 - \cos\gamma) &= m_3\lambda \\
 \cos^2\alpha + \cos^2\beta + \cos^2\gamma &= 1
 \end{aligned}
 \tag{15}$$

Слід відзначити, що дифракція на тривимірній ґратці не потребує монохроматичності випромінювання. Ця система сама обирає ті довжини хвиль λ , які підсилюються, згідно умови, що слідує з рівнянь Лауе:

$$\left(\frac{m_1\lambda}{d_1}\right)^2 + \left(\frac{m_2\lambda}{d_2}\right)^2 + \left(\frac{d - m_3\lambda}{d_3}\right)^2 = 1$$

Для дифракції на кристалічних решітках Бреґг і Вульф запропонували простішу формулу розрахунку напрямів дифракції через кут ковзання падаючого променя Θ (між променем і кристалічною площиною) – це *формула Вульфа – Бреґга*:

$$2d\sin\Theta = m\lambda, \quad \text{де } m=1, 2, \dots
 \tag{16}$$

Формула отримується, якщо вважати дифракційний максимум результатом інтерференції хвиль, відбитих від сусідніх кристалічних площин, відстань між якими дорівнює d .

Теорія дифракції на тривимірних ґратках лягла в основу нових розділів фізики – рентгеноструктурного аналізу, рентгенівської спектроскопії, голографії.

Голографія – це фотографічний метод *повного* запису, відтворення і перетворення хвильових полів. Розвиток голографії пов'язаний з появою і вдосконаленням джерел когерентного випромінювання – лазерів і є способом одержання об'ємних зображень предметів на фотопластинці (голограмі).

Ідеї, що лежать в основі голографії, були висловлені в 1947 р. британським фізиком Д. Габором. Однак Габору не вдалось одержати якісного зображення внаслідок цілого ряду технічних причин, головна з яких полягала у відсутності потужних когерентних джерел світла. І тільки після появи лазерів у 1962 році американські дослідники Е. Лейт і Ю. Упатнієкс одержали перші якісні голограми тривимірних об'єктів.

Плоске зображення предмета можна отримати на фотографії, але вона несе інформацію лише про амплітуду світлової хвилі, частоту (колір), але не про відстань до світної точки. Про об'ємність предмета ми маємо судити лише по опосередкованим ознакам (тінь, перспектива тощо). Також предмет видний лише з одної точки, неможливо розглянути його збоку, наприклад. Інформацію про відстань r , що пройшла світлова хвиля, несе її фаза ($\omega t - kr$). А саме різниця фаз визначає інтерференційну картину.

У основі методу голографії лежить *інтерференційний принцип*, згідно з яким для виявлення фазової інформації, що міститься в хвилі, треба створити інтерференцію досліджуваної (*об'єктної*) хвилі з деякою допоміжною (*опорною*) хвилею. Амплітуда результуючої хвилі міститиме інформацію як про амплітуду, так і про фазу об'єктної хвилі. При цьому обидві хвилі, що інтерферують, повинні мати високу когерентність, щоб забезпечити достатньо чітку інтерференційну картину на фотопластинці (голограмі).

На рис. 2.8. зображена схема, яка дає можливість створити предметну і опорну хвилі.

Промінь від лазера L розширюється за допомогою лінз і через напівпрозоре дзеркало D освітлює предмет Π . Від предмета поширюється хвиля предметна хвиля, яка несе про нього інформацію, маючи в різних напрямках різну амплітуду і фазу. Ця предметна хвиля складається з опорною хвилею, що відбивається від дзеркала, і в просторі виникає їх інтерференція. Інтерференційна картина фіксується на фотопластинці Φ і являє собою складну систему максимумів і мінімумів. Тобто, проявлена фотопластинка є своєрідною дифракційною ґраткою і називається *голограмою*. В даному випадку це *тонкошарова голограма (метод Лейта-Упатнієкса)*, тут опорна і об'єктна хвилі падають на фотопластинку з одного боку.

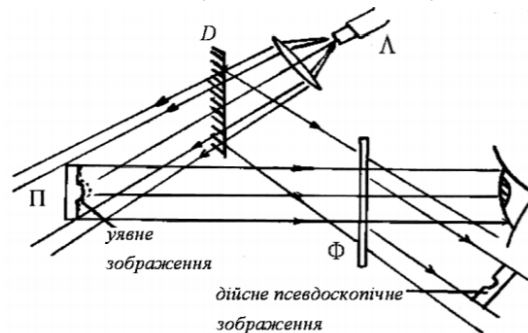


Рис. 2.8.

Голограма містить у собі запис хвильового поля предмета, яке можна відновити. Для цього треба поставити голограму на місце фотопластинки і освітити її опорним пучком. Тоді в результаті дифракції виникають дійсне і уявне зображення, уявне зображення співпадає з положенням предмета під час запису.

У 1962 р. Ю.М. Денисюк запропонував інший метод запису голограми (*метод Денисюка*). Якщо товщина світлочутливого шару істотно більша від ширини інтерференційної смуги (або від довжини хвилі), то можна утворити об'ємну дифракційну ґратку. Це робиться за допомогою когерентних предметної і опорної хвиль, які поширюються назустріч одна одній. Інтерференційна картина в цьому випадку являє собою систему площин із вузлів і пучностей ("стоячі хвилі"), які знаходяться на відстані $\lambda/2$ у товщі

емульсії (Рис. 2.9.а), і містить інформацію про предмет. Здійснити запис товстощарової голограми можна, наприклад, за схемою, зображеною на Рис. 2.9.б помістивши фотопластинку Φ в область "стоячих" хвиль.

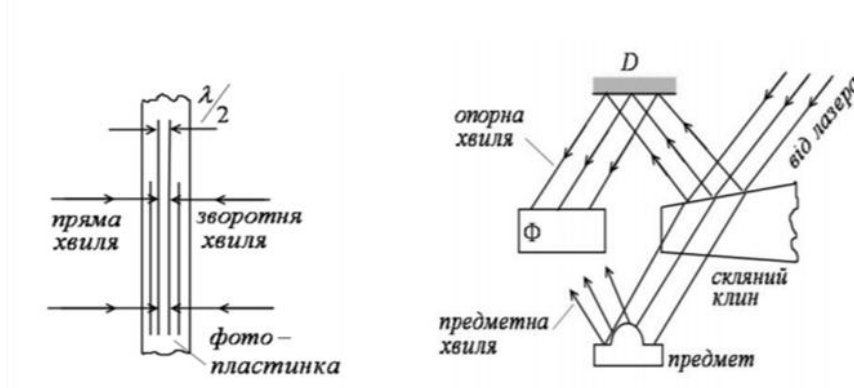


Рис. 2.9. а,б.

Промінь від лазера за допомогою скляного клина розділяється на два когерентні промені, один з яких освітлює предмет (предметна хвиля), а інший є опорною хвилею. Ці дві хвилі з різних боків потрапляють на фотопластинку, утворюючи в ній "стоячі хвилі" – систему максимумів і мінімумів (вузлів і пучностей). Проявлена фотопластинка – голограма – являє собою тривимірну дифракційну ґратку з напівпрозорими шарами металічного срібла.

Якщо потім таку голограму освітити опорною хвилею, то відбиті від шарів срібла когерентні світлові хвилі взаємно підсилюються і дають зображення об'єкта. Причому, відновлення хвильового фронту відбудеться тільки в тому випадку, якщо воно здійснюється при тій же довжині хвилі, при якій робився запис на фотопластинку. Ця обставина дає можливість для відтворення зображення використовувати джерела із суцільним спектром довжин хвиль. Голограма сама "вибирає" із спектра саме ту довжину хвилі, при якій відбувався запис зображення. Тобто, голограма діє як інтерференційний фільтр, що дає можливість створити кольорову голографію.

Для здійснення кольорового зображення за методом Денісюка голограма одержується при освітленні об'єкта світлом, яке має у своєму спектрі три лінії – червону, зелену і синю. Тоді в товстому шарі емульсії утворюються три системи напівпрозорих шарів із металічного срібла, кожна з яких дасть зображення відповідного кольору, якщо освітити таку голограму білим світлом. Суміщення цих трьох зображень – червоного, зеленого, синього – і дає кольорове зображення предмета.

Голографію застосовують в *спектроскопії*. Якщо задати певний кут сходження опорної і предметної хвилі від точкових джерел, а в місці перетину поставити реєструєче середовище – запишеться голограма, а після прояви утворюється рельєф. Це і є високоякісна *дифракційна решітка*, отримана за допомогою лазера, а не нарізана механічно.

Важливе застосування голографії – *ущільнення інформації* для волоконних ліній зв'язку. Це дозволяє пропускати більше каналів зв'язку по волокну, що збільшує швидкість передачі даних.

Голографічні дисплеї можуть застосовуватися в head-mounted дисплеях - на шоломах. Схожа розробка - це *окуляри від Google*. Основний елемент Google Glass - це бім-спліттер, оптичний кубик, який комбінує зовнішнє навколишнє оточення з локальним відображенням інформації на мікродисплей. Голографічний дисплей прозорий і плоский, його можна використовувати у вигляді наклейки на звичайні окуляри. Технології дозволяють відправляти додаткову інформацію людині безпосередньо в зіницю з досить мініатюрних пристроїв.

Ще одна розробка в області голографії пов'язана з адаптивними *3D-дисплеями*. Традиційно екран в кінотеатрах, показують тривимірне кіно, стаціонарно закріплений і ніяк не враховує рух глядачів, умови освітлення і якість інформації. Щоб такі системи працювали для довільного положення глядачів, вони повинні бути адаптивні. Велика проблема для 3D-дисплеїв або багато ракурсів дисплеїв - це рухливість глядача.

Найактивніше розвивається область голографії, пов'язана з head-up дисплеями. Їх встановлюють в шоломах, літаках, автомобілях - це коли дисплей розміщується безпосередньо на голові глядача; коли на лобовому склі автомобіля або літака - це HUD (Head-Up Display), а коли людину повністю ізолюють від навколишнього оточення - це дисплеї VR, віртуальної реальності (virtual reality). Голографічні дисплеї вже роблять для пілотів, щоб датчики і цілевказівки знаходилися перед очима. Але їх конструюють на базі об'ємної оптики і звичайного плоского дзеркального бім-спліттера. Це громіздка система, і на новому етапі розробляються більш прості конструкції, які можна було б застосовувати і в побуті.

3. Геометрична оптика як граничний випадок хвильової оптики. Основні поняття та закони геометричної оптики. Нульовий інваріант Аббе. Теорема Лагранжа – Гельмгольца.

- Умови переходу від хвильових до геометричних уявлень при вивченні світлових явищ.
- Основні поняття та закони геометричної оптики: хвильовий фронт і промінь, світна точка, предмет, зображення. Закон прямолінійного поширення світла, незалежність поширення світлових променів, закони відбивання та заломлення світла. Принцип Ферма. Правило знаків.
- Перетворення пучків оптичними системами. Рівняння нульового інваріанта Аббе. Теорема Лагранжа – Гельмгольца. Лінійне і кутове збільшення.

Геометрична оптика як граничний випадок хвильової оптики

У хвильовій оптиці в основу аналізу оптичних явищ покладений процес поширення електромагнітних хвиль у просторі та їх взаємодія з речовиною. Енергія електромагнітних хвиль передається у напрямку вектора Умова – Пойнтінга:

$$\vec{S} = [\vec{E} \times \vec{H}].$$

тобто перпендикулярно до фронту хвилі.

Напрямок поширення енергії світлової хвилі від джерела світла називається світловим променем.

Поняття світлового променя і точкового джерела світла є основними поняттями геометричної оптики. Це є абстрактні поняття. Фізично точковим вважається джерело, розмірами якого можна знехтувати порівняно з відстанями, з яких це джерело розглядається.

Фізично виділити світловий пучок можна за допомогою діафрагми з отвором, тоді вісь цього пучка можна вважати променем і перейти до геометричної оптики як граничного випадку хвильової оптики..

Умовами переходу до використання понять і законів геометричної оптики є такі:

1) діаметри D отворів для формування світлового пучка повинні бути набагато більші за довжину світлової хвилі для запобігання дифракції:

$$D \gg \lambda$$

2) поняття променя застосовується, коли є фронт хвилі радіуса R і

$$R \gg \lambda$$

тобто поза предметом і його зображенням.

В неоднорідних середовищах повинна виконуватись вимога слабкої неоднорідності, щоб запобігти дифракції:

3) якщо змінюється показник заломлення, то його зміна ∂n на відстані λ повинна бути набагато менша за значення самого показника n :

$$\lambda \frac{\partial n}{\partial x} \ll n$$

4) якщо в середовищі є поглинання світла, то зміна амплітуди хвилі ∂E_0 на відстані λ повинна бути набагато менша за значення самої амплітуди E_0 :

$$\lambda \frac{\partial E_0}{\partial x} \ll E_0$$

Закони геометричної оптики

Закони відбивання світла: 1) промінь падаючий і заломлений лежать в одній площині з нормаллю до поверхні в точці падіння. 2) кут відбивання дорівнює куту падіння (Рис.3.1.):

$$\alpha = \alpha'$$

Закони заломлення світла: 1) промінь падаючий і заломлений лежать в одній площині з нормаллю до поверхні в точці падіння. 2) Відношення синуса кута падіння α до синуса кута заломлення β дорівнює відношенню швидкості світла в першому середовищі v_1 до швидкості світла в другому середовищі v_2 :

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} \quad (1)$$

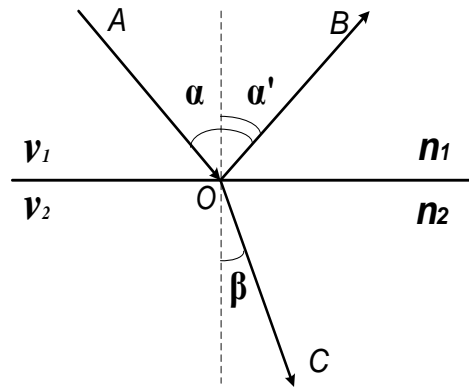


Рис. 3.1.

Явище заломлення світла свідчить про те, що світло поширюється в різних середовищах з різною швидкістю.

Для двох даних середовищ відношення швидкостей світла в першому і другому середовищах є величиною сталою і називається відносним показником заломлення другого середовища відносно першого n_{21} :

$$\frac{v_1}{v_2} = \text{const} = n_{21}.$$

Тоді закон заломлення матиме вигляд:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n_{21}.$$

Якщо перше середовище – вакуум, то показник заломлення n другого середовища по відношенню до вакууму називається абсолютним показником заломлення даного середовища або просто показником заломлення. Абсолютний показник заломлення середовища n :

$$n = \frac{c}{v}; \quad n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} \quad (2)$$

де c – швидкість світла в вакуумі; v – фазова швидкість світла в даному середовищі.

Показник заломлення залежить від частоти (довжини хвилі) світла і від властивостей середовища, ця залежність зумовлює явище дисперсії світла. Абсолютні показники заломлення в області прозорості речовини більші одиниці. Це означає, що швидкість поширення світла в даному середовищі завжди менша, ніж у вакуумі.

Відносний показник заломлення двох середовищ n_{21} пов'язаний з абсолютними показниками заломлення середовищ n_1 і n_2 відношенням:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} \quad (3)$$

Окремим випадком заломлення світла є *повне (внутрішнє) відбивання світла*, яке спостерігається за певних умов. Якщо світло заломлюється на межі двох середовищ і переходить із оптично більш густого середовища у менш густе ($n_1 > n_2$), то за законом заломлення кут заломлення буде більшим за кут падіння ($\beta > \alpha$). Максимальне значення кута заломлення $\beta_{max} = 90^\circ$. Відповідний кут падіння називають *граничним кутом повного відбивання* α_{gr} і знаходять:

$$\sin \alpha_{gr} = \frac{n_2}{n_1} \quad (4)$$

Якщо кут падіння $\alpha > \alpha_{gr}$, то промінь не виходить у друге середовище і відбувається повне відбивання світла у перше середовище.

Таким чином, для повного відбивання світла повинні виконуватись дві умови:

$$n_1 > n_2 \quad \text{та} \quad \alpha > \alpha_{gr}$$

Хід променів показаний на Рис. 3.2. Промінь 1: $\alpha < \alpha_{gr}$; промінь 2: $\alpha = \alpha_{gr}$; промінь 3: $\alpha > \alpha_{gr}$.

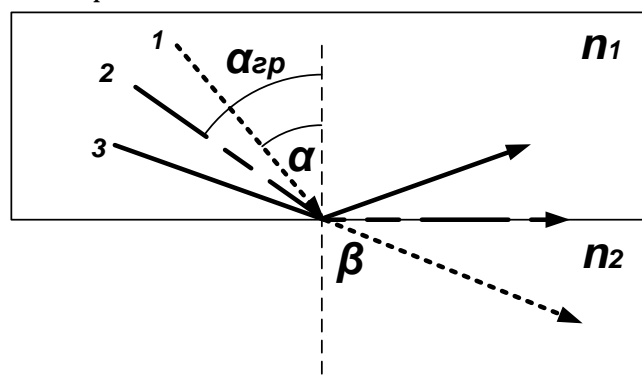


Рис. 3.2.

Явище повного відбивання світла у прозорих середовищах знайшло широке застосування у оптичних приладах (поворотні призми) та волоконній оптиці. У природі це явище спричинює появу міражів та райдуги.

Закон прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі – наслідок принципу Ферма, також доведений методом зон Френеля, був відомий з досвіду ще у стародавні часи.

Принцип Ферма – принцип мінімального часу - є постулатом геометричної оптики і може бути доведений у хвильовій оптиці:

Промінь, що поширюється між двома точками, обирає той шлях, який потребує екстремального (частіше мінімального) часу.

Математичний вираз для принципу Ферма можна отримати так: позначимо загальний час проходження світлом шляху l через τ , а елемент нормалі до фронту хвилі – dn , тоді загальний час від точки А до В буде

$\tau = \int_A^B \frac{dn}{v}$, екстремальний час знайдемо з умови $\frac{d\tau}{dl} = 0$, а принцип Ферма:

$$\frac{d\tau}{dl} = \frac{d}{dl} \int_A^B \frac{dn}{v} = 0 \quad (4)$$

З цього принципу слідує оборотність світлових променів щодо напрямку поширення – шлях в прямому і зворотному напрямку буде однаковим. На основі цього принципу можна вивести закони відбивання і заломлення світла.

Закони відбивання і заломлення можуть бути доведені у хвильовій оптиці на основі принципу Гюйгенса або принципу Ферма.

Заломлення світла на сферичній поверхні

При заломленні світла на сферичній поверхні, що розділяє середовища з показниками заломлення n і n' спостерігається ряд закономірностей, які встановлюють характер перетворення світлових пучків при проходженні системи таких поверхонь і є важливими при розрахунку оптичних приладів.

Оптичний інваріант. Рівняння нульового променя Аббе.

Розглянемо заломлення світла на сферичній поверхні, що розділяє середовища з показниками заломлення n і n' (Рис. 3.3.) Тут S , S' – світна точка та її зображення, C – центр сфери, R – радіус кривизни, O – вершина. Усі відстані при розрахунках відраховуються від вершини O і мають знак згідно *правила знаків*:

Відстані, що відраховуються вліво і вниз від вершини O , мають знак мінус (-), а ті, що відраховуються вправо і вгору – знак плюс (+).

На сферичній поверхні відбувається заломлення світла у точці M .

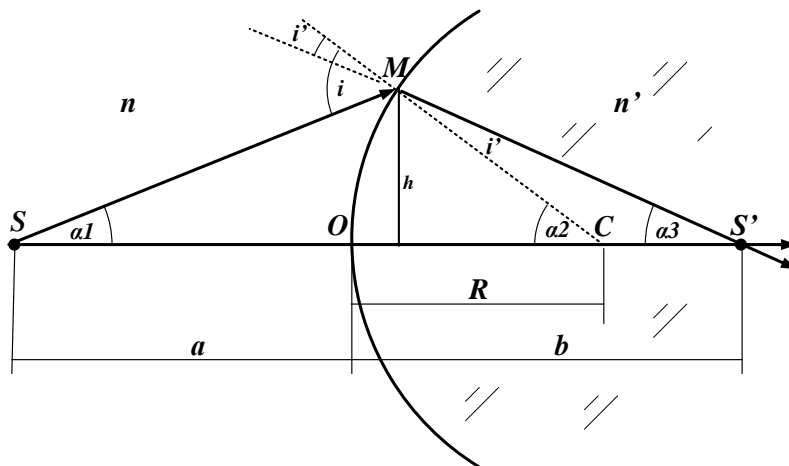


Рис. 3.3.

Для параксіальних променів усі кути є малими, тому закон заломлення має вигляд

$$\frac{i}{i'} = \frac{n'}{n}$$

З трикутників ΔSMC і $\Delta SMS'$ маємо співвідношення для кутів:

$$\begin{aligned}\alpha_1 + \alpha_2 &= i \\ \alpha_1 + \alpha_3 &= i - i'\end{aligned}$$

Для малих кутів α_1 , α_2 і α_3 (параксіальні промені) їх можна замінити тангенсами $\alpha_1 \approx -h/a$, $\alpha_2 \approx h/R$ і $\alpha_3 \approx h/b$, а кути i , i' – з закону заломлення. Після перетворень отримаємо нульовий інваріант Аббе (рівняння нульового променя):

$$n \left(\frac{1}{a} - \frac{1}{R} \right) = n' \left(\frac{1}{b} - \frac{1}{R} \right).$$

Така система має два фокуси – передній F і задній F' по ходу променя зліва направо. Відповідні фокусні відстані f і f' можна знайти з умов:

1) якщо $a \rightarrow \infty$, то $b \rightarrow f'$; 2) якщо $a \rightarrow f$, то $b \rightarrow \infty$.

Тоді

$$f' = \frac{n'R}{n'-n} \qquad f = -\frac{nR}{n'-n} \qquad (5)$$

І між фокусними відстанями є зв'язок: $nf' + n'f = 0$, фокуси знаходяться по різні сторони поверхні.

Теорема Лагранжа – Гельмгольца встановлює зв'язок між розмірами предмета і його зображення при заломленні на сферичній поверхні, дозволяє знайти лінійне і кутове збільшення для довільної кількості таких поверхонь.

Розглянемо предмет і його зображення на Рис.3.4.

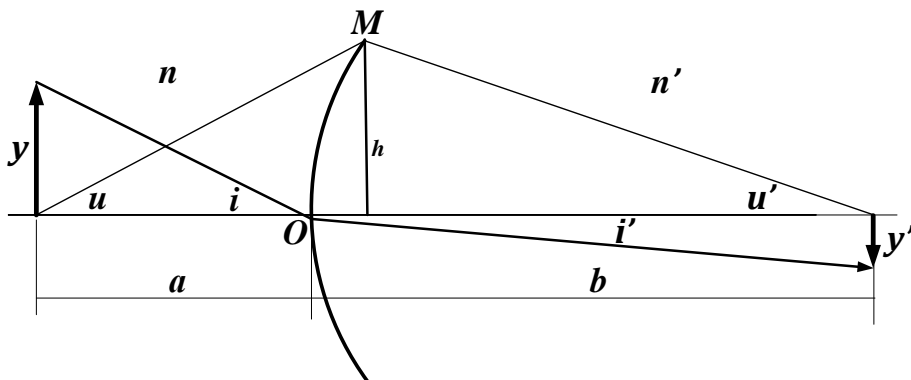


Рис. 3.4.

З геометричних міркувань для малих кутів та з закону заломлення маємо для збільшення:

$$\frac{y'}{y} = \frac{b \cdot \operatorname{tgi}'}{a \cdot \operatorname{tgi}} \approx \frac{b \cdot i'}{a \cdot i} \approx \frac{b \cdot n}{a \cdot n'}$$

Введемо кути найбільшого розкриття променів u , u' – апертурні кути в області предметів та зображень. З рисунку видно, що

$$u \approx tgu = h/a, \quad u' \approx tgu' = h/b$$

Звідси $b/a = u/u'$. Остаточно отримаємо співвідношення $\frac{y'}{y} = \frac{u \cdot n}{u' \cdot n'}$

або
$$y \cdot u \cdot n = y' \cdot u' \cdot n' \quad (6)$$

яке носить назву теорему Лагранжа – Гельмгольца.

Звідси для величини лінійного збільшення отримаємо:

$$\Gamma = \frac{y'}{y} = \frac{u \cdot n}{u' \cdot n'} \quad (7)$$

Для кутового збільшення:

$$\gamma = \frac{u'}{u} = \frac{y \cdot n}{y' \cdot n'} = \frac{n}{n'} \cdot \frac{1}{\Gamma} \quad (8)$$

З теорему Лагранжа – Гельмгольца слідує:

1) коли оптична система має k поверхонь, то загальне лінійне збільшення Γ можна знайти як добуток збільшень окремих поверхонь:

$$\Gamma = \frac{n_1 y_1}{n_2 y_2} \cdot \frac{n_2 y_2}{n_3 y_3} \cdot \frac{n_3 y_3}{n_4 y_4} \cdot \dots \cdot \frac{n_{k-1} y_{k-1}}{n_k y_k} = \frac{n_1 y_1}{n_k y_k}$$

$$\Gamma = \Gamma_1 \cdot \Gamma_2 \cdot \Gamma_3 \cdot \dots \cdot \Gamma_k \quad (9)$$

2) при побудові зображень у складних системах можна вважати, що зображення, отримане від одного елемента системи, слугує предметом для наступного елемента.

4. Центровані оптичні системи. Дзеркала. Призми. Тонкі лінзи. Оптичні прилади. Волоконна оптика.

- Центровані оптичні системи та їхні характеристики
- Складові оптичних систем: дзеркала, призми, тонкі лінзи
- Оптичні прилади: мікроскоп, телескоп
- Волоконна оптика

Для якісних неспотворених зображень користуються *центрованими оптичними системами*, які складаються з великої кількості заломлюючих і відбиваючих поверхонь, центри яких лежать на одній прямій – *оптичній вісі*.

Оптична система, яка здатна давати зображення скінченних розмірів за допомогою широких пучків, називається *ідеальною*. Теорію ідеальних систем розробив К. Гаусс. Побудова зображень у таких системах здійснюється параксіальними променями. Ідеальна оптична система перетворює гомоцентричний пучок світла у гомоцентричний, тобто зображенням точки є точка.

На Рис. 4.1 а),б) показана центрована оптична система та її характерні точки і площини. Тут зображені зовнішні поверхні системи. Якщо на систему паралельно до оптичної вісі падає паралельний пучок світла (1,2) від нескінченно віддаленої точки, то її зображення утворюється у точці F' , яку називають *заднім фокусом системи* (Рис. 4.1 а)). Якщо паралельний пучок падає під кутом до оптичної вісі, то зображення утворюється у *фокальній площині* $F'F'$, яка перпендикулярна до осі системи. Якщо фронт хвилі на виході буде збіжним, то задній фокус буде справа, а зображення дійсне (суцільні промені(1,2)). Якщо пучок променів буде розбіжним (1', 2'), то задній фокус F' і фокальна площина будуть зліва, а зображення уявне.

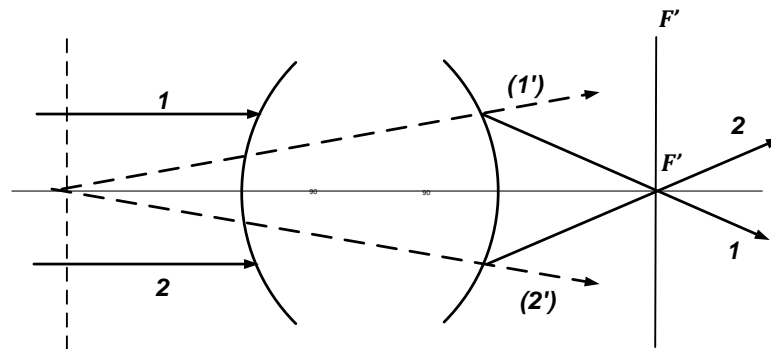


Рис. 4.1.а)

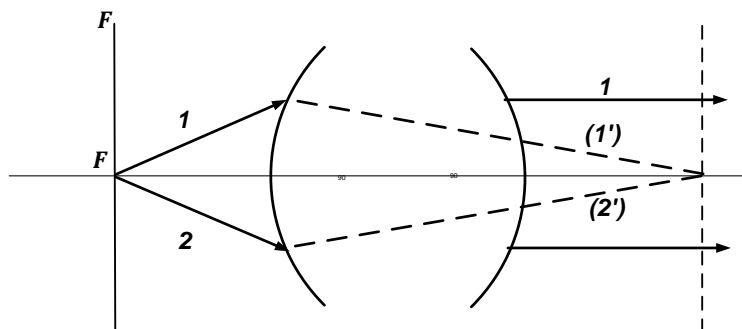


Рис.4.1. б)

У просторі предметів на осі системи існує точка F , така, що промені, які проходять через неї, виходять з системи паралельно до оптичної вісі (суцільні лінії 1, 2 на Рис.4.1.б)). Ця точка називається *переднім фокусом системи*. Він може бути як дійсним так і уявним (пунктирні лінії). Якщо промені виходять з точок на передній фокальній площині FF , то вони виходять з системи паралельним пучком під кутом до осі.

Центрована оптична система завжди має такі *дві спряжені площини*, в яких лінійне збільшення $\Gamma = +1$. Ці площини перпендикулярні до оптичної вісі і

називаються *передня (H) і задня (H')* головні площини, а точки їх перетину з віссю – *головними точками H і H'*.

Фокусні відстані системи відраховуються від відповідних головних точок:

передня фокусна відстань $f = HF$ і вважається додатною $f > 0$, коли F справа від H , або від'ємною $f < 0$, коли F зліва від H .

задня фокусна відстань $f' = H'F'$ і вважається додатною $f' > 0$, коли F' справа від H' , або від'ємною $f' < 0$, коли F' зліва від H' .

Існування головних площин полегшує побудову зображень в складних оптичних системах та розрахунки положень і збільшень (Рис.4.2.).

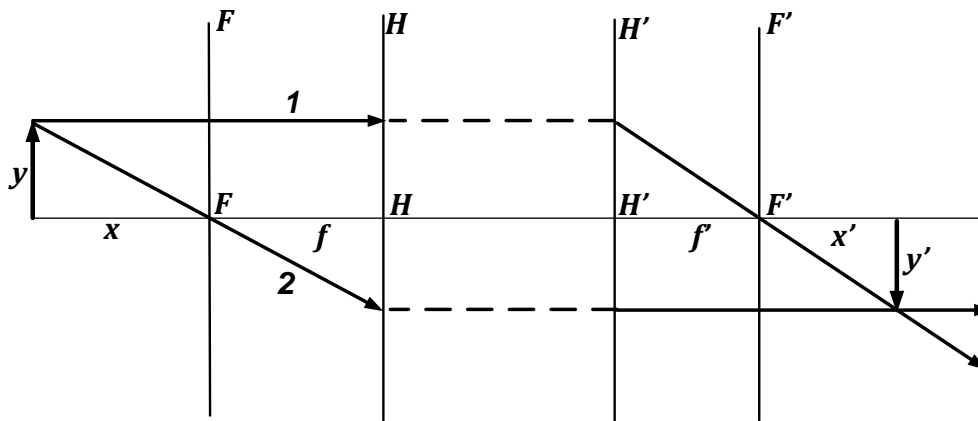


Рис. 4.2.

З рисунку видно, що лінійне збільшення системи Γ можна знайти як відношення:

$$\Gamma = \frac{y'}{y} = \frac{f}{x} = \frac{x'}{f'}$$

Звідси слідує також співвідношення, відоме як *формула Ньютона*:

$$x \cdot x' = f \cdot f' \quad (1)$$

Додавання оптичних систем. Більшість оптичних систем є складними, кожен складову можна розглядати як окрему систему (лінза, дзеркало тощо).

Величина, обернена до величини її задньої фокусної відстані системи f' , називається *оптичною силою* $D = n'/f'$, де n' – показник заломлення

середовища на виході системи.

Для системи, що має дві складових з оптичними силами D_1 і D_2 , оптична сила дорівнює:

$$D = D_1 + D_2 - \frac{d}{n} \cdot D_1 \cdot D_2 \quad (2)$$

тут d – відстань між площинами складових, n – показник заломлення середовища між першою і другою складовою (наприклад, лінзами).

Якщо складові системи знаходяться впритул, то $d=0$, тоді

$$D = D_1 + D_2 \quad (3)$$

Складовими елементами оптичних систем є *дзеркала, призми, лінзи*.

Дзеркала

Дзеркалом є поверхня з високим коефіцієнтом відбивання, для якої справедливий закон відбивання світла. Використовують дзеркала *плоскі, сферичні, параболічні, циліндричні*.

Плоске дзеркало. Здійснюють побудову кожної точки предмета на основі законів відбивання. Тоді доведено, що таке дзеркало дає *уявне рівне пряме* зображення, що знаходиться за дзеркалом на тій же відстані від нього, що й предмет (побудувати).

Сферичне дзеркало. (Рис. 4.3.)

Характеристиками сферичного дзеркала є: оптичний центр C – центр сфери, радіус кривизни R , вершина O , головна оптична вісь (проходить через OC), побічна вісь (проходить через C), фокус F – точка, де перетинаються відбиті промені, що падали на дзеркало паралельно до головної оптичної вісі, фокальна площина (проходить через фокус перпендикулярно до OC). Сферичні дзеркала бувають вгнуті і опуклі.

Усі відстані при розрахунках відраховуються від вершини O і мають знак згідно *правила знаків*:

Відстані, що відраховуються вліво і вниз від вершини O , мають знак мінус (-), а ті, що відраховуються вправо і вгору – знак плюс (+).

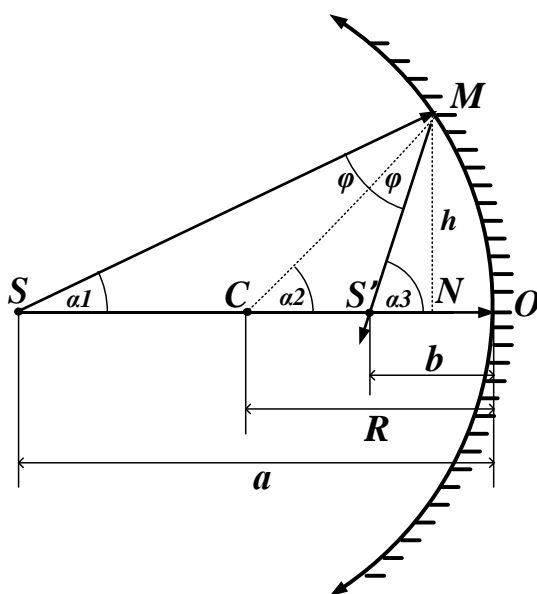


Рис. 4.3.

На рис. 4.3. виконано побудову зображення світної точки S на основі закону відбивання: два промені, що відбиті від дзеркала перетинаються у точці і утворюють зображення S' джерела S . Із властивостей трикутників маємо співвідношення для кутів

$$\Delta SMC: \quad \alpha_2 = \alpha_1 + \varphi$$

$$\Delta S'MC: \quad \alpha_3 = \alpha_2 + \varphi,$$

де φ - кут падіння.

Віднявши ці рівняння після перетворень маємо:

$$\alpha_3 + \alpha_1 = 2\alpha_2$$

Для малих кутів α_1 , α_2 і α_3 (параксіальні промені) їх можна замінити тангенсами: $\alpha_1 \approx h/a$, $\alpha_2 \approx h/R$ і $\alpha_3 \approx h/b$. Підставивши їх у останню формулу для кутів, отримуємо *формулу сферичного дзеркала*:

$$\frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{2}{R} \quad (4)$$

тут a і b – відстані до предмета і зображення.

Фокусну відстань дзеркала $f = OF$ знайдемо з умови: при $a \rightarrow \infty$, $b = f$, тоді з формули дзеркала

$$f = \frac{R}{2}$$

Побудову зображень у сферичному дзеркалі здійснюють, обравши два промені, хід яких відомий (побудувати).

Для точок, що не лежать на оптичній вісі:

- 1) промінь, що паралельний головній оптичній вісі, після відбивання проходить через фокус (і навпаки);
- 2) якщо промінь проходить через оптичний центр C , то відбитий промінь співпадає з падаючим.

Для точок, що лежать на оптичній вісі, один з променів обирають довільно і будують за правилом:

- 3) відбитий промінь проходить через точку перетину фокальної площини і побічної вісі, паралельної до обраного променя.

Правила і формули справедливі і для збірних, і для опуклих дзеркал.

Збільшенням сферичного дзеркала Γ називають відношення лінійних розмірів зображення h' до розмірів предмета h :

$$\Gamma = \frac{h'}{h} \quad (5)$$

З геометричних міркувань при побудові можна отримати для збільшення таке формулу (з урахуванням правила знаків):

$$\Gamma = -\frac{b}{a} \quad (6)$$

Якщо $\Gamma > 0$, то зображення пряме, якщо $\Gamma < 0$, то воно перевернуте.

Призми

Кут між гранями призми, на яких відбувається заломлення, називається заломлюючим кутом φ . Кутом відхилення δ називають кут між променем, що падає на призму та тим, що виходить з призми (див. рис. 4.4.).

Заломлення світла відбувається на двох гранях призми згідно закону заломлення:

на першій грані: $\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} = n$,

а на другій грані $\frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} = \frac{1}{n}$,

тому що світло переходить з речовини призми у повітря.

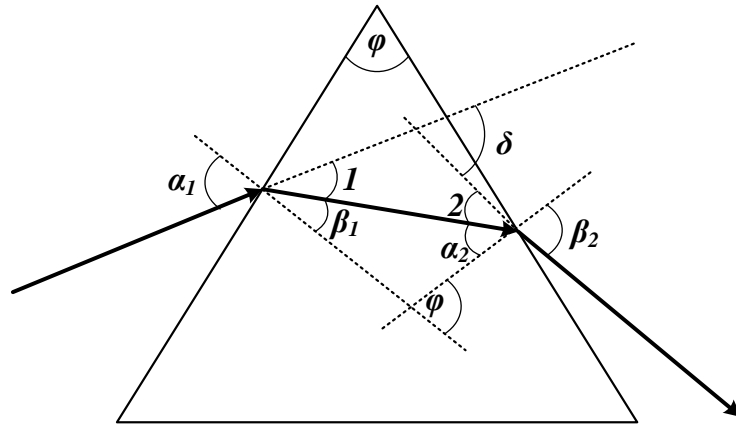


Рис. 4.4.

Хід променів в призмі. φ - заломлюючий кут призми; δ - кут відхилення; α - кути падіння; β - кути заломлення. З геометричних міркувань видно, що

$$\varphi = \beta_1 + \alpha_2$$

Тоді $\delta = \angle 1 + \angle 2 = (\alpha_1 - \beta_1) + (\beta_2 - \alpha_2) = \alpha_1 + \beta_2 - \varphi$

Найменше відхилення δ промінь зазнає при симетричному ході променя через призму, коли

$$\beta_1 = \alpha_2 = \varphi / 2, \quad \angle 1 = \angle 2 = \delta / 2.$$

Із закону заломлення слідує формула призми, яка пов'язує характеристики призми з кутом відхилення променя:

$$n \cdot \sin \frac{\varphi}{2} = \sin \frac{\varphi + \delta}{2}. \quad (7)$$

Для призми з малим заломлюючим кутом (оптичний клин) кут відхилення:

$$\delta = (n - 1)\varphi \quad (8)$$

Лінзи

Лінза – це прозоре тіло, обмежене сферичними (або циліндричними) поверхнями. Вони призначені перетворювати світлові пучки і отримувати зображення предмета.

За своєю дією лінзи поділяються на 1) збиральні та 2) розсіювальні. За формою вони можуть бути опуклі, плоско-опуклі, опукло-вгнуті (1) та вгнуті, плоско-вгнуті, вгнуто-опуклі (2).

Формула лінзи пов'язує положення предмета (a) і його зображення (b) з радіусами кривизни поверхонь (R_1, R_2) та відносним показником заломлення речовини лінзи і середовища (n/n').

Для знаходження формули лінзи треба скористатися *рівнянням нульового інваріанта Аббе* і застосувати його для двох поверхонь послідовно (Рис. 4.5.):

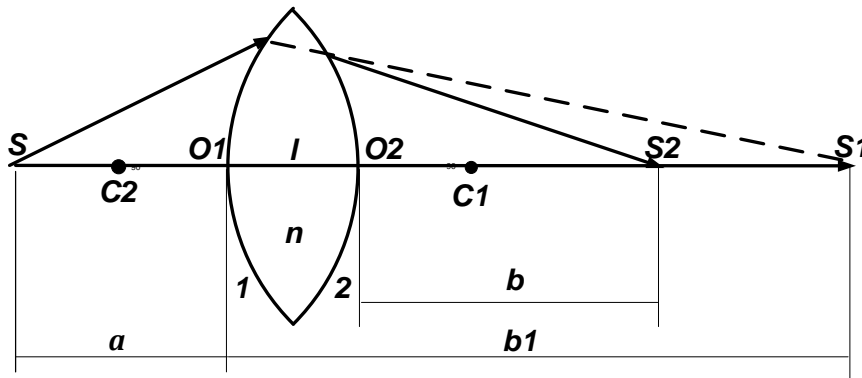


Рис. 4.5.

Лінза обмежена двома сферичними поверхнями *1* і *2*, *O1* і *C1* – вершина і центр першої поверхні, *O2* і *C2* – вершина і центр другої поверхні, *l* – товщина лінзи.

Промінь, що виходить із світної точки *S*, заломлюється на поверхні *1* у напрямку *S1*, потім заломлюється на поверхні *2* і зображення утворюється у точці *S2*.

Запишемо оптичний інваріант для обох поверхонь:

$$\left(\frac{1}{a} - \frac{1}{R_1}\right) = n \left(\frac{1}{b_1} - \frac{1}{R_1}\right)$$

$$\left(\frac{1}{b} - \frac{1}{R_2}\right) = n \left(\frac{1}{b_1 - l} - \frac{1}{R_2}\right)$$

Тут $(b_1 - l)$ – відстань від зображення *S1* до поверхні *2*, R_1 і R_2 – радіуси кривизни поверхонь, n – показник заломлення речовини лінзи. Віднявши ці рівняння отримаємо для тонкої лінзи ($l \rightarrow 0$) формулу, яку називають *формулою тонкої лінзи*:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right), \quad (9)$$

де a і b – відстані від оптичного центру лінзи O до предмета і його зображення. Якщо лінза знаходиться у середовищі з показником $n_{\text{сер}}$, то у формулі слід брати відносний показник $n / n_{\text{сер}}$. Усі величини відраховуються від оптичного центра лінзи O , до якого збігаються вершини поверхонь у тонкій лінзі, і мають знак згідно правила знаків.

Виходячи з означення фокуса лінзи, її задню фокусну відстань f' та оптичну силу можна знайти за умови, що $a \rightarrow \infty$, тоді $b \rightarrow f'$, і з формули (1) маємо:

$$D = \frac{1}{f'} = (n - 1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right). \quad (10)$$

Передню фокусну відстань f можна знайти з умови: коли $a \rightarrow f$, тоді $b \rightarrow \infty$

$$\frac{1}{f} = -(n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right)$$

Звідси видно, що $f = -f'$, фокуси лінзи знаходяться по різні сторони від неї.

Для збиральної лінзи у повітрі $f' > 0$ і $D > 0$, а для розсіювальної $f' < 0$ і $D < 0$.

Оскільки характеристики лінзи під час дослідів не змінюються, то формулу (1) можна записати у спрощеному вигляді:

$$\frac{1}{b} - \frac{1}{a} = \frac{1}{f}. \quad (11)$$

Побудову зображень у лінзах здійснюють, обравши два промені, хід яких відомий (побудувати).

Для точок, що не лежать на оптичній вісі:

- 1) промінь, що паралельний головній оптичній вісі, після заломлення проходить через задній фокус;
- 2) якщо промінь проходить через оптичний центр C , то заломлений промінь не відхиляється.

Для точок, що лежать на оптичній вісі, один з променів обирають довільно і будують за правилом:

- 3) заломлений промінь проходить через точку перетину задньої фокальної площини і побічної вісі, паралельної до обраного променя.

Мікроскоп

Мікроскоп призначений для розглядання мікроскопічних об'єктів, які людське око не здатне побачити через невелику роздільну здатність. Причиною цього є хвильова природа світла і дифракційна природа зображень, що утворюються лінзою – кришталіком ока, обмеженою у діаметрі діафрагмою – зіницею ока. Людське око здатне роздільно (за критерієм Релея) бачити дві точки, якщо кутова відстань між ними (кут зору) не менше $1'$. Із зменшенням віддалі від предмета до ока кут зору збільшується. Однак існує мінімальна віддаль, на якій око здатне різко бачити предмет. Відстань найкращого зору людини $D = 25$ см для нормального ока, тому для розглядання дуже дрібних предметів збільшити кут зору можна лише за допомогою мікроскопу. Оптичні мікроскопи дають лінійне збільшення у десятки і сотні разів.

Найпростіший мікроскоп складається з двох короткофокусних лінз – об'єктива ($Об$) і окуляра ($Ок$) розташованих на одній оптичній осі. Хід променів у найпростішому мікроскопі показано на Рис. 4.6.

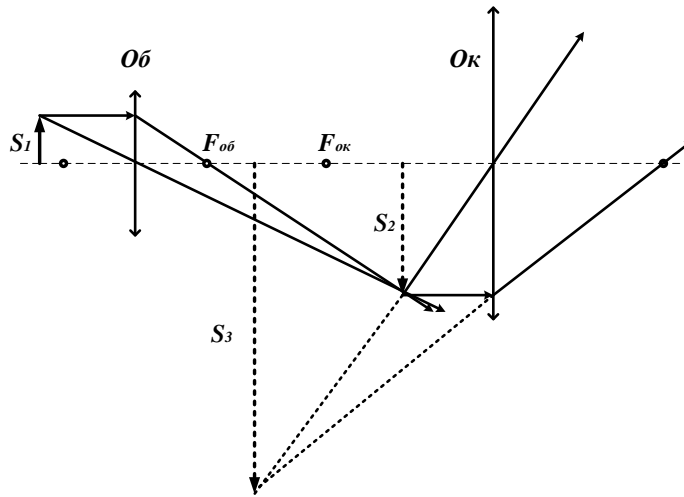


Рис. 4.6.

Предмет S_1 , розміщується між фокусом та подвійним фокусом об'єктива. Його дійсне зображення S_2 , утворене об'єктивом, розглядається в окуляр як в лупу, тобто віддаль окуляр-зображення S_2 менше фокусної віддалі $F_{ок}$. Видиме в окулярі зображення S_3 є уявним і значно збільшеним.

Лінійне збільшення Γ , яке дає мікроскоп – це відношення розміру зображення до розміру предмету $\Gamma = \frac{S_3}{S_1}$. Це збільшення можна виразити через

збільшення об'єктива $\Gamma_{об}$ і збільшення окуляра $\Gamma_{ок}$: $\Gamma = \Gamma_{об} \cdot \Gamma_{ок}$, де

$$\text{збільшення об'єктива рівне } \Gamma_{об} = \frac{S_2}{S_1} \approx \frac{L - F_{ок}}{F_{об}} = \frac{\Delta + F_{об}}{F_{об}} \approx \frac{\Delta}{F_{об}}$$

а збільшення окуляра

$$\Gamma_{ок} = \frac{S_3}{S_2} \approx \frac{D}{F_{ок}}$$

Формули отримані з геометричних міркувань (див. Рис. 4.6.) з урахуванням того, що зображення S_2 повинно знаходитись близько до $F_{ок}$, а фокусними відстанями $F_{об}$ і $F_{ок}$ можна знехтувати, як малими. Тоді відстань від об'єктива до зображення S_2 буде наближено рівна відстані Δ між заднім фокусом об'єктива $F_{об}$ і переднім фокусом окуляра $F_{ок}$:

$$\Delta = L - F_{об} - F_{ок},$$

де L – відстань між лінзами – об'єктивом і окуляром.

Остаточне збільшення мікроскопу можна знайти за формулою:

$$\Gamma = \frac{D(L - F_{об} - F_{ок})}{F_{об} \cdot F_{ок}} \quad (12)$$

де $D = 25 \text{ см}$ - віддаль найкращого зору.

Важливою характеристикою мікроскопу є його роздільна здатність. Це мінімальний розмір d об'єкта, який можна побачити в даному мікроскопі.

Розрахунок роздільної здатності мікроскопа з урахуванням дифракції Фраунгофера на лінзі-об'єктиві і критерію Релея дає таке значення:

$$d \geq \frac{0,5\lambda_0}{n \sin \frac{\alpha}{2}} \quad (13)$$

де λ_0 – максимальна довжина хвилі випромінювання, що дає зображення; n – показник заломлення середовища між предметом і об'єктивом; α – кутова апертура – це кут найбільшого розкриття променів, які йдуть від центра предмета S_1 на лінзу-об'єктив. Діаметр лінзи A називають апертурою об'єктива, вона визначає діаметр світлового пучка, що входить у об'єктив. Добуток $n \cdot \sin \frac{\alpha}{2}$ називається числовою апертурою об'єктива. Саме ця величина повністю визначає світлосилу та роздільну здатність мікроскопа. Для збільшення числової апертури об'єктива простір між покривним склом і об'єктивом заповнюють імерсійною рідиною.

Телескоп

Телескоп призначений для розглядання віддалених предметів і збільшує кут зору, під яким око людини бачить предмет. Оптична система телескопа складається з довгофокусного об'єктива і короткофокусного окуляра, які розташовані на відстані Δ , що рівна сумі їх фокусних відстаней. Це означає, що задній фокус об'єктива і передній фокус окуляра співпадають. Об'єктив $Об$, в якому завжди використовується збірна лінза, утворює дійсне зображення S_1 віддаленого на нескінченність предмета S у своїй задній фокальній площині. Це зображення S_1 слугує предметом для окуляра $Ок$, який діє як лупа і дає уявне зображення S_2 на нескінченності. Такий хід променів називається телескопічним.

В астрономічних телескопах-рефракторах (труба Кеплера) використовують збірні лінзи, тому зображення S_2 перевернуте. Для розглядання віддалених предметів в земних умовах необхідно мати пряме зображення, тому у якості окуляра використовують розсіювальну лінзу, а телескоп називають зоровою або галілеєвою трубою.

Хід променів в астрономічному телескопі показано на Рис. 4.7.

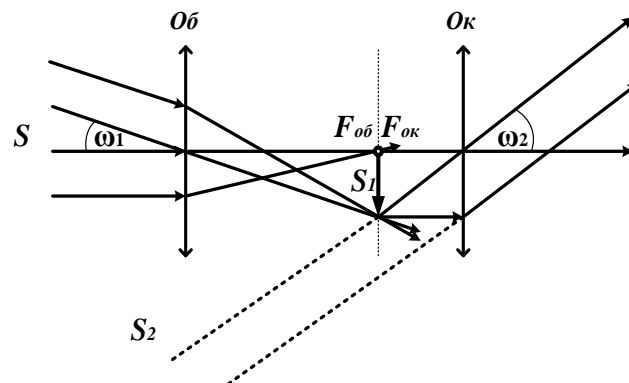


Рис. 4.7.

При спостереженні предметів за допомогою телескопа кутовий розмір ω_2 зображення, яке розглядається оком, виявляється значно більшим, ніж кутовий розмір ω_1 предмета при спостереженні неозброєним оком.

Невеликим переміщенням окуляра до об'єктива можна отримати зображення S_2 на комфортній відстані для ока.

Хід променів в зоровій трубці показано на Рис. 4.8.

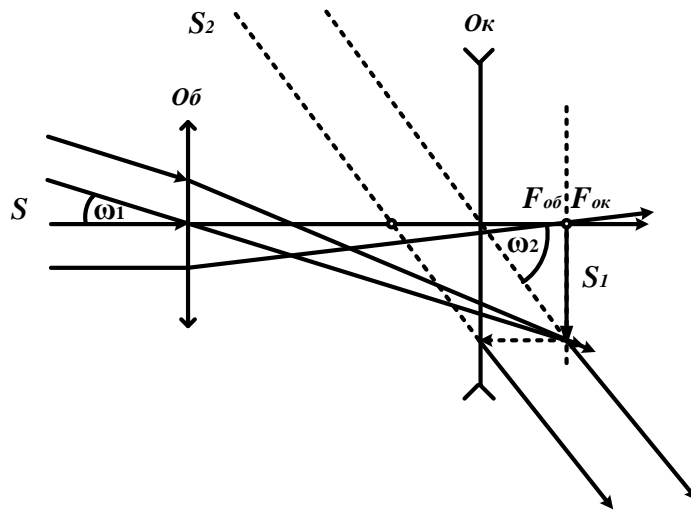


Рис. 4.8.

Відношення тангенсів кутів зору, під якими видні зображення та предмет, називається збільшенням телескопа:

$$\gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega_2}{\operatorname{tg} \omega_1} \approx \frac{\omega_2}{\omega_1} \quad (14)$$

Наближення у формулі (1) пов'язане з тим, що кути зору для віддалених предметів малі. Тоді збільшення телескопа рівне відношенню кутів зору, виражених у радіанах.

З геометричних міркувань можна переконатися, що збільшення телескопа дорівнює відношенню фокусних віддалей об'єктива і окуляра $F_{об}$ і $F_{ок}$.

$$\gamma = \frac{F_{об}}{F_{ок}} \quad (15)$$

Як будь-який оптичний прилад, телескоп має обмежену роздільну здатність, яка зумовлена фраунгофєровою дифракцією світлових хвиль на вхідному отворі телескопа, зокрема, на оправі лінзи-об'єктива, що має діаметр – апертуру D . Точкове джерело світла має зображенням світлий кружок, тому мінімальна кутова відстань між точками, що видні окремо (за критерієм Релея) і визначає роздільну здатність, яка рівна:

$$\varphi_{min} = \frac{1,22 \cdot \lambda}{D} \quad (16)$$

Волоконна оптика

Волоконна оптика - це розділ оптики, який вивчає фізичні явища, що виникають і протікають в оптичних волокнах.

Основним елементом волоконної оптики є оптичне волокно. У найпростішому випадку воно являє собою тонку прозору скляну нитку, якою може передаватися оптичне випромінювання за рахунок явища повного внутрішнього відбивання (Рис. 4.9.). Сучасні оптичні волокна є надзвичайно прозорими і здатні передавати оптичні сигнали без спотворення на великі відстані понад 100 км.

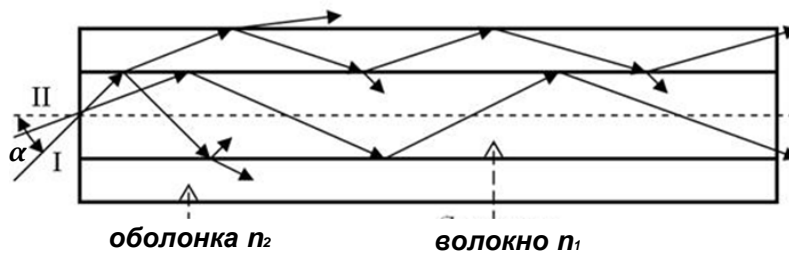


Рис. 4.9.

Оптичне волокно має показник заломлення n_1 , більший, ніж показник прозорої оболонки n_2 . Промінь I, для якого кут падіння на границю волокно-оболонка $(90 - \alpha) < \alpha_{gr}$, частково заломлюється в оболонку і поступово затухає всередині волокна. Для променя II кут падіння на границю волокно-оболонка $(90 - \alpha) > \alpha_{gr}$, тому він поширюється вздовж волокна без втрат в ідеалі.

Починаючи від часу становлення волоконної оптики основною областю її застосування є системи оптичного зв'язку. Перші комерційні волоконно-оптичні телефонні системи були встановлені у квітні 1977 року компаніями AT&T і GTE (General Telephone and Electronics). Перевершивши за своїми характеристиками всі існуючі на той час стандарти, вони дуже швидко набули широкого використання.

Крім систем передачі даних, волоконна оптика сьогодні також ефективно використовується в системах передачі зображення, системах освітлення, у датчиках фізичних величин. Сучасні волоконно-оптичні датчики дозволяють вимірювати температуру, тиск, зміщення, положення в просторі, швидкість обертання, швидкість лінійного переміщення, прискорення, коливання, масу, рівень рідини, деформації, показник заломлення, електричне поле, магнітне поле, електричний струм, концентрацію газу, дозу радіаційного опромінення та ін.

5. Взаємодія електромагнітних хвиль з речовиною: Поляризація світла.

Закон Брюстера. Подвійне променезаломлення. Закон Малюса.

Поляризаційні прилади та їхнє застосування.

- Явище поляризації світла, плоско та еліптично поляризоване світло
- Відбивання і заломлення поляризованого світла, формули Френеля, закон Брюстера
- Подвійне променезаломлення, поляризатори, закон Малюса
- Фотопружний ефект, ефект Керра, пластинки $\lambda/4$ і $\lambda/2$
- Обертання площини поляризації у оптично активних середовищах, цукрометри.

Явище поляризації світла, плоско та еліптично поляризоване світло

Група явищ, пов'язаних з поперечністю хвиль називаються *явищами поляризації*. Френель і Араго у 1821 р. провели ряд дослідів з інтерференції поляризованого світла, які показали поперечність світлових хвиль ще до створення електромагнітної теорії (ЕМТ), в ЕМТ доведено поперечність електромагнітних хвиль і світла зокрема.

Розрізняють *природне і поляризоване світло*. У природному світлі вектор напруженості поля світлової хвилі \vec{E} змінюється хаотично в часі і просторі, але перпендикулярно до напрямку променя. Причиною є той факт, що атоми джерела випромінюють світло не узгоджено.

Світло називають *поляризованим*, якщо коливання вектора напруженості поля світлової хвилі \vec{E} відбувається у просторі впорядковано певним чином.

Існує два види поляризації (Рис. 5.1 а) б):

- *лінійна (плоска)*, коли вектор \vec{E} коливається в одній площині. Ця площина називається *площиною поляризації*;
- *еліптична*, коли кінець вектора \vec{E} описує навколо променя гвинтову лінію, яка проектується у еліпс. Окремим випадком цієї поляризації є *кругова поляризація*.

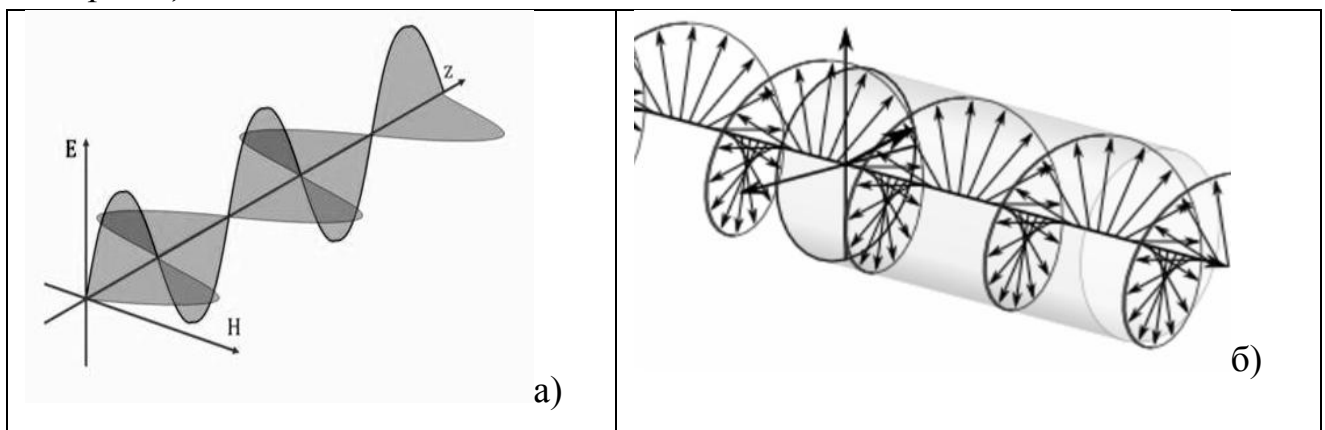


Рис. 5.1. Плоско поляризоване (а) та еліптично поляризоване (б) світло.

Покажемо, що еліптична поляризація утворюється при накладанні двох хвиль плоско поляризованих у взаємно перпендикулярних площинах, що поширюються в одному напрямку, когерентні і мають різницю фаз δ .

Нехай

$$E_1(r, t) = E_{01} \cos(\omega t - kr_1)$$

$$E_2(r, t) = E_{02} \cos(\omega t - kr_1 - \delta) \quad \text{тут } \delta = k\Delta r,$$

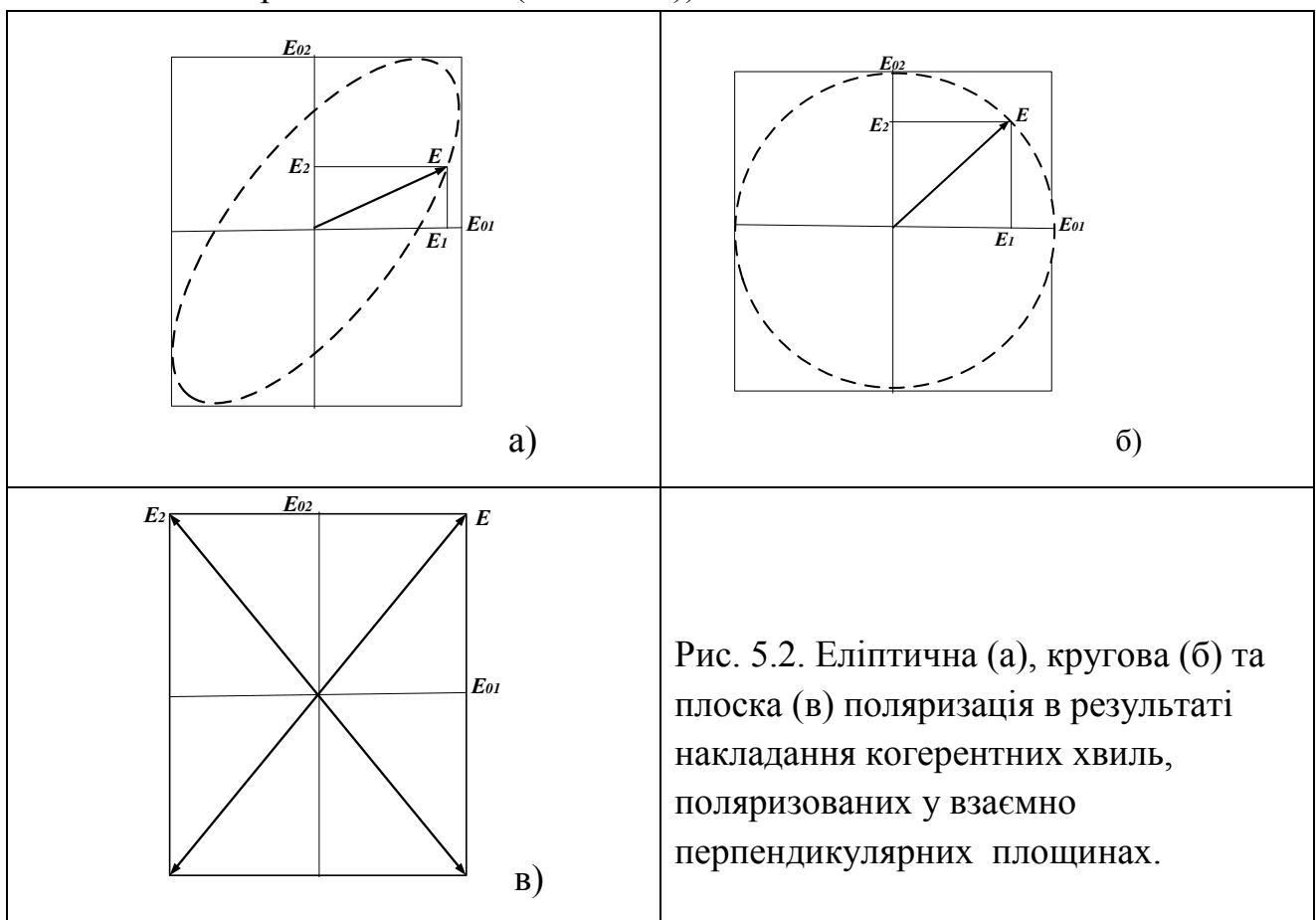
Результуючий вектор \vec{E} , можна знайти як геометричну суму \vec{E}_1 і \vec{E}_2 , а його модуль E з формули $E_1^2 + E_2^2 = E^2$.

Після певних перетворень рівнянь можна отримати траєкторію руху кінця вектора \vec{E} в координатах (E_1, E_2) :

$$\frac{E_1^2}{E_{01}^2} + \frac{E_2^2}{E_{02}^2} - 2 \frac{E_1 E_2}{E_{01} E_{02}} \cos \delta = \sin^2 \delta \quad (1)$$

це рівняння еліпса, вписаного у прямокутник зі сторонами $2E_{01}$ і $2E_{02}$.

Таким чином доведено, що в результаті такого накладання утворюється еліптично поляризована хвиля (Рис. 5.2 а)).



Дослідимо важливі окремі випадки:

1) $\delta = \pi/2$, тоді $\cos \delta = 0$, $\sin \delta = 1$, а рівняння еліпса стає канонічним, його осі орієнтовані по площинам векторів \vec{E}_1 і \vec{E}_2 :

$$\frac{E_1^2}{E_{01}^2} + \frac{E_2^2}{E_{02}^2} = 1 \quad (2)$$

В окремому випадку рівних амплітуд $E_{01} = E_{02}$ еліпс перетворюється на коло.

2) $\delta = 0$, або $m\pi$, тоді $\cos\delta = \pm 1$, $\sin\delta = 0$, а еліпс вироджується у пряму – діагональ прямокутника:

$$\frac{E_1}{E_{01}} \pm \frac{E_2}{E_{02}} = 0 \quad (3)$$

Ці варіанти накладання поляризованих хвиль здійснюються у пристроях – пластинки $\lambda/4$ і $\lambda/2$.

Відбивання і заломлення поляризованого світла, закон Брюстера

Відбивання і заломлення поляризованого світла на границі двох середовищ з показниками заломлення n_1 і n_2 було досліджене Френелем для двох випадків:

- 1) світло поляризоване у площині падіння променя;
- 2) світло поляризоване у площині, перпендикулярній до площини падіння променя.

Вектор \vec{E}_0 падаючої хвилі розкладався на тангенціальну і нормальну до межі середовищ складові. Граничні умови полягали в тому, що тангенціальна складова при переході у друге середовище не змінювалась, а для нормальної справедливе співвідношення: $n_1 \cdot \vec{E}_{n1} = n_2 \cdot \vec{E}_{n2}$. Складові магнітного поля не змінювались через малу зміну магнітної проникності ($\mu \approx 1$).

В результаті були отримані 4 *формули Френеля* для амплітудних коефіцієнтів відбивання і заломлення світла з паралельною та перпендикулярною поляризацією.

Випишемо формули амплітудних коефіцієнтів r , що стосуються відбитого світла:

$$r_{\parallel} = \frac{E_{\parallel}^R}{E_{0\parallel}} = \frac{\operatorname{tg}(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}(\alpha + \beta)} \quad (4)$$

$$r_{\perp} = \frac{E_{\perp}^R}{E_{0\perp}} = \frac{\sin(\alpha - \beta)}{\sin(\alpha + \beta)}$$

Тут α , β – кути падіння і заломлення, R позначає відбите світло. Якщо на межу двох середовищ падає природне світло, то у ньому $E_{0\parallel} = E_{0\perp}$, а відповідні інтенсивності $I_{0\parallel} = I_{0\perp} = 1/2 I_{\text{пп}}$, тому

$$I_{\parallel}^R = \frac{1}{2} I_{\text{пп}} \frac{\operatorname{tg}^2(\alpha - \beta)}{\operatorname{tg}^2(\alpha + \beta)} \quad (5)$$

$$I_{\perp}^R = \frac{1}{2} I_{\text{пп}} \frac{\sin^2(\alpha - \beta)}{\sin^2(\alpha + \beta)}$$

Коефіцієнт відбивання світла можна розрахувати так:

$$R = \frac{I_{\parallel}^R + I_{\perp}^R}{I_{\text{пр}}}$$

Для малих кутів падіння, скориставшись законом заломлення у вигляді $\alpha = n \cdot \beta$ маємо для коефіцієнта відбивання:

$$R = \frac{(n-1)^2}{(n+1)^2} \quad (6)$$

З формул Френеля видно, що $I_{\parallel}^R \neq I_{\perp}^R$, тому відбите і заломлене світло є частково поляризованим. *Ступінь поляризації* визначають як відношення:

$$P = \frac{I_{\text{max}} - I_{\text{min}}}{I_{\text{max}} + I_{\text{min}}} \quad (7)$$

З першої формули Френеля видно, що коли $\alpha + \beta = 90^\circ$, то $I_{\parallel}^R \rightarrow 0$, тобто *відбите світло є повністю поляризоване у площині, перпендикулярній до площини падіння світла. Відповідний кут падіння (кут повної поляризації) називають кутом Брюстера α_B .*

З закону заломлення знайдемо:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin(90 - \alpha)} = n,$$

тобто закон Брюстера має вигляд:

$$\text{tg} \alpha_B = n \quad (8)$$

Хід променів при відбиванні під кутом Брюстера показаний на Рис. 5.3.

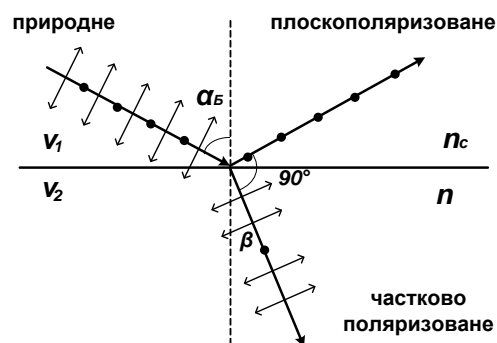


Рис. 5.3.

Це явище пояснюється взаємодією первинної світлової хвилі з електронами речовини і створенням вторинної хвилі електронами, що коливаються (диполями). В напрямку вісі диполя інтенсивність випромінювання дорівнює нулю, в перпендикулярному – максимальна.

Заломлений промінь буде частково поляризований. Для повної поляризації його пропускають через декілька плоскопаралельних пластинок діелектрика, наприклад, скляних (стопа Столетова).

Подвійне променезаломлення, поляризатори, закон Малюса

Явище подвійного променезаломлення полягає у роздвоєнні променя на виході з анізотропного середовища. Анізотропним середовищем називається середовище, фізичні властивості якого в різних напрямках різні. Анізотропними є кристали не кубічної структури, наприклад, кристали кварцу і ісландського шпату.

У одновісних кристалах існує напрямок O_1O_2 , який називають віссю кристала. В цьому напрямку промені не розділяються. Будь-який напрямок в кристалі, паралельний до O_1O_2 також є оптичною віссю кристала. Головний переріз кристала – це площина, що включає оптичну вісь і падаючий промінь.

В анізотропних кристалах природний промінь поділяється на два променя (рис. 5.4.). Промінь o називається звичайним променем. Цей промінь лежить у площині падіння і швидкість його в кристалі не залежить від напрямку. Показник заломлення кристала n_o для звичайного променя не залежить від напрямку поширення. Для звичайного променя: $n_o = \frac{c}{v_o} = const$

Промінь e називається незвичайним променем. Він не лежить у площині падіння і для незвичайного променя швидкість поширення і показник заломлення залежать від напрямку хвилі у кристалі, тобто фактично від кута падіння променя на кристал:

$$n_e(\alpha) = \frac{c}{v_e(\alpha)}$$

де v_o - швидкість звичайного променя, v_e - швидкість незвичайного променя. Обидва промені, що вийшли з кристала, будуть паралельні і поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах.

Коливання вектора \vec{E} в промені e відбувається в площині головного перерізу кристала, а в промені o - в площині, перпендикулярній головному перерізу. Інтенсивності обох променів однакові.

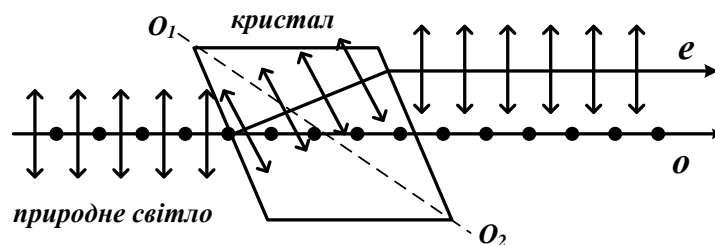


Рис. 5.4.

Подвійне променезаломлення спостерігається у анізотропних середовищах внаслідок залежності діелектричної проникності середовища ϵ ($n = \sqrt{\epsilon}$) від орієнтації вектора \vec{E} відносно оптичної вісі кристалу $\epsilon_{\perp} \neq \epsilon_{\parallel}$.

Звичайна хвиля o у кристалі має сферичний фронт, а незвичайна e – еліпсоїд обертання (Рис. 5.5 а), б)). Швидкості хвиль у одновісних кристалах співпадають у напрямку вісі і дорівнюють $v_o = v_e = c/\varepsilon_{\perp}$.

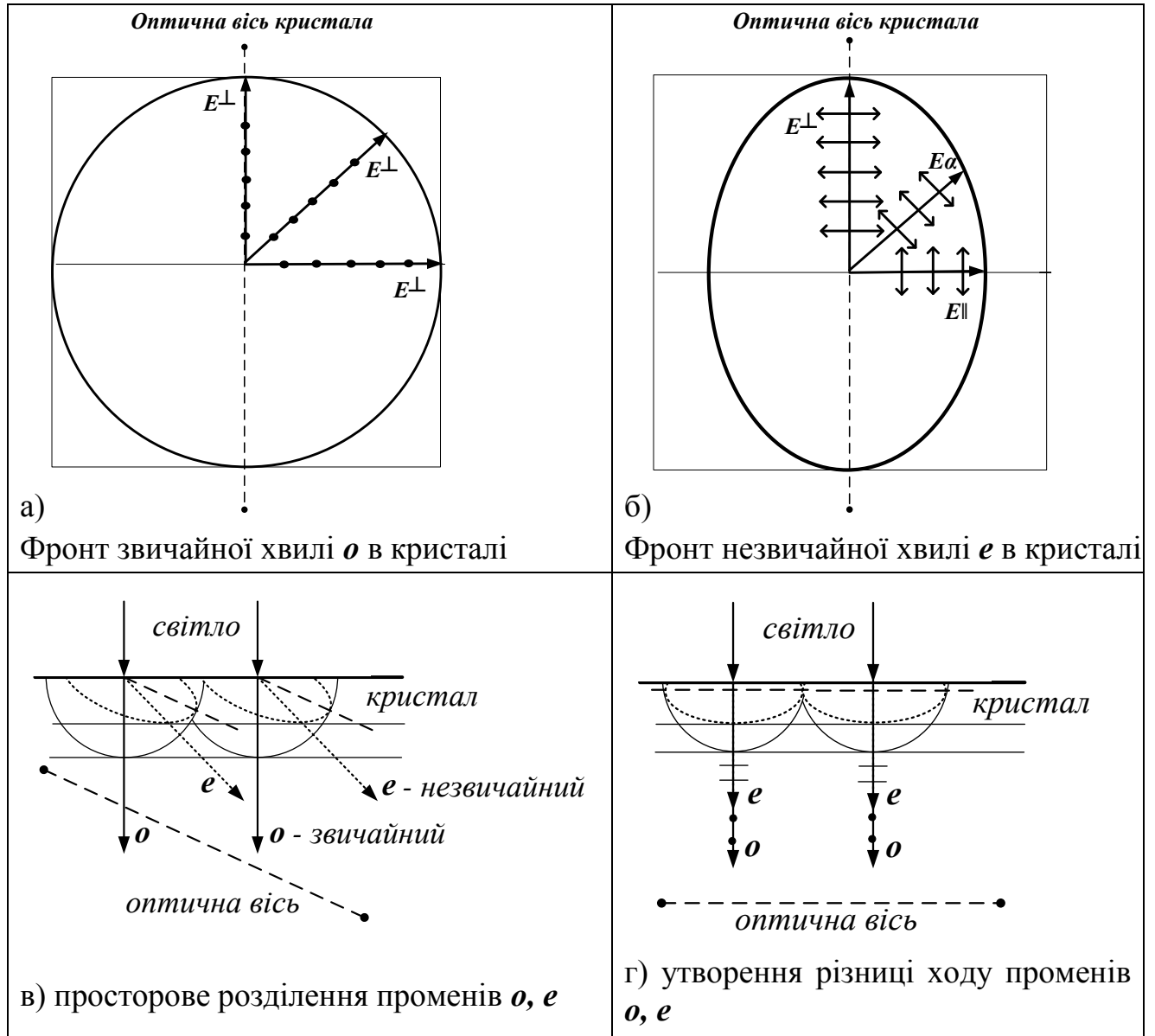


Рис. 5.5. Подвійне променезаломлення в кристалах.

Подвійне променезаломлення використовується для отримання плоско поляризованого світла у *поляризаторах* – пристроях, що перетворюють природне світло у плоско поляризоване. У призмі Ніколя (Рис.5.6.) промені спочатку розділяються, а потім один з них відбивається від внутрішнього шару клею у призмі, а інший поляризований виходить. В поляроїдних плівках та кристалах турмаліну відбувається явище *дихроїзму*, коли один з променів поглинається у речовині, а виходить один поляризований промінь.

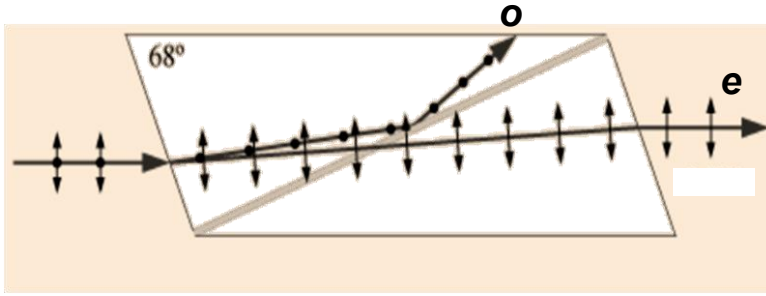


Рис. 5.6.

Основна властивість поляризаторів та, що вони пропускають лише такі хвилі, у яких площина поляризації падаючої хвилі (вектор \vec{E}) співпадає з їхньою площиною поляризації (пропускання) (PP на рис 5.7.) і повністю затримують світло з перпендикулярною поляризацією.

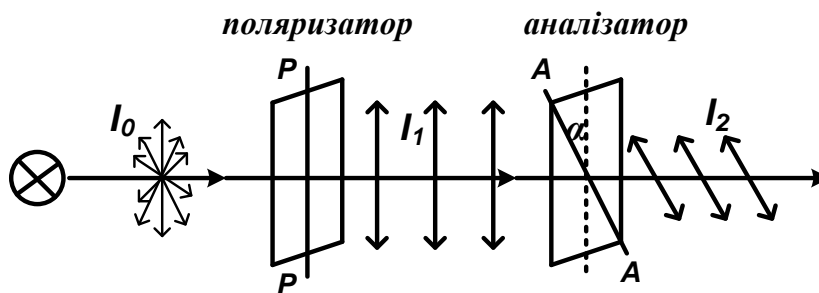


Рис. 5.7.

Якщо розташувати послідовно за джерелом світла два поляроїди (рис. 5.7.), то перший поляроїд називають поляризатором (з нього виходить плоскополяризоване світло), причому вектор \vec{E} коливається вздовж напрямку вісі поляроїда PP). Другий поляроїд називають аналізатором, він дозволяє виявити поляризоване світло, оскільки людське око не розрізняє природне і поляризоване світло. Після аналізатора коливання вектора \vec{E} відбувається вздовж напрямку AA – площини поляризації (пропускання) аналізатора.

За *законом Малюса* інтенсивність світла I_2 , яке проходить через аналізатор, пропорційна квадрату косинуса кута α між площинами поляризатора і аналізатора (PP і AA):

$$I_2 = I_1 \cos^2 \alpha = \frac{1}{2} I_0 \cos^2 \alpha \quad (9)$$

де I_0 - інтенсивність природного світла, I_1 - інтенсивність світла, що виходить з поляризатора, I_2 - інтенсивність світла, що виходить з аналізатора.

Якщо площини аналізатора AA і поляризатора PP перпендикулярні ($\alpha = 90^\circ$), то говорять, що поляризатор і аналізатор схрещені (встановлені на гасіння світла).

Фотопружний ефект, ефект Керра, пластинки $\lambda/4$ і $\lambda/2$

Практично отримати подвійне променезаломлення для застосування у фізичних дослідженнях і пристроях можна не тільки у кристалах, але, частіше, створивши *штучну анізотропію* в однорідних ізотропних речовинах – пластмасах, рідинах.

Так, штучну анізотропію спостерігають у *фотопружному ефекті*. Він виникає у твердому ізотропному середовищі, в якому створено механічну напругу σ . Оптична вісь виникає вздовж прикладеної сили. Мірою анізотропії слугує різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів:

$$n_o - n_e = k\sigma$$

Якщо таке тіло помістити між поляризатором і аналізатором, то можна спостерігати кольорову інтерференційну картину, де неперервні лінії кольору відповідають однаковим механічним напругам. Це явище застосовують при моделюванні і дослідженні об'єктів з механічними напругами.

Ефект Керра – поява штучної анізотропії в рідинах або газах з полярними молекулами, які поміщені у електричне поле. Рідину (наприклад, нітробензол) поміщають в кювету з електродами всередині (комірка Керра), які приєднують до джерела напруги. Оптична вісь виникає вздовж напрямку поля внаслідок орієнтації молекул в полі. Різниця показників заломлення звичайного і незвичайного променів пропорційна квадрату напруженості поля E :

$$n_o - n_e = kE^2$$

Помістивши комірку Керра між поляризатором і аналізатором та вмикаючи/розмикаючи електричне коло, можна отримати швидкісний високочастотний оптичний затвор у оптичних лініях зв'язку, оскільки ефект практично безінерційний.

Пластинки $\lambda/4$ і $\lambda/2$

Звичайний і незвичайний промені у подвійному променезаломленні будуть когерентні, якщо на кристал падає *поляризоване* світло, оскільки вони є складовими одного променя. Якщо вирізати кристал так, щоб його поверхня була паралельна до осі кристала і направити промінь перпендикулярно до поверхні, то промені не розділяються (Рис. 5.5. г)). Між ними утворюється різниця ходу

$$\Delta r = d(n_o - n_e), \quad (10)$$

де d – товщина кристалу. Можна підібрати товщину пластинки так, щоб $\Delta r = \lambda/4$ – це *пластинка $\lambda/4$* . Тоді різниця фаз променів буде

$$\delta = \Delta r \cdot k = \frac{\lambda}{4} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{2}$$

Вище показано, що при такому δ в результаті накладання створюється *еліптична поляризація світла*. Таким чином *пластинка $\lambda/4$* перетворює

плоскополяризоване світло в еліптично поляризоване, і навпаки, еліптично поляризоване у плоскополяризоване.

Можна підібрати товщину пластинки так, щоб $\Delta r = \lambda/2$ – це *пластинка $\lambda/2$* . Тоді різниця фаз променів буде

$$\delta = \Delta r \cdot k = \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{2\pi}{\lambda} = \pi$$

У цьому випадку світло залишається плоско поляризованим, але площина поляризації повертається на кут 2φ , де φ – кут між площиною поляризатора і віссю кристала.

При певних умовах можна спостерігати *інтерференцію поляризованих променів*. Для цього 1) промені повинні накладатися та 2) площини поляризації променів повинні бути паралельні для отримання найкращої інтерференційної картини (якщо площини перпендикулярні, то інтерференція відсутня).

Створити відповідні умови можна так (Рис 5.5г):

- 1) вирізати кристал так, щоб його поверхня була паралельна до осі кристала;
- 2) направити промінь на кристал так, щоб він був перпендикулярний до поверхні кристала (і вісі O_1O_2). Тоді промені не розділяються у просторі, а між ними виникає оптична різниця ходу

$$\Delta r = d(n_o - n_e),$$

- 3) розмістити за кристалом аналізатор, після якого вектори \vec{E} обох хвиль будуть знаходитись в одній площині AA . На екрані за аналізатором буде видна кольорова інтерференційна картина.

Обертання площини поляризації у оптично активних середовищах, цукрометри.

При проходженні світла через деякі оптично активні речовини відбувається поворот площини коливань вектора електричного поля світла E . до таких речовин відносяться кварц, скипидар, нікотин, розчин цукру у воді та багато інших.

Найбільше обертання площини поляризації відбувається, коли світло поширюється у напрямку оптичної вісі анізотропного кристала. Причиною такого явища є асиметрична структура кристалічної ґратки або молекул речовини.

Кут повороту φ площини поляризації у речовині пропорційний шляху L , що світло проходить у цій речовині:

$$\varphi = \alpha \cdot L \quad (11)$$

де α - стала обертання для даної речовини.

Якщо обертання відбувається у розчині, то кут залежить і від концентрації розчину C :

$$\varphi = \alpha \cdot L \cdot C \quad (12)$$

Ця властивість речовин використовується для вимірювання концентрації розчину, наприклад, розчину цукру. Прилад називається цукрометр.

У сучасній електронній техніці явище обертання площини поляризації використовується у моніторах на рідких кристалах. Плівка рідких кристалів розділена на пікселі, до кожного з них може подаватися окрема напруга через систему електродів. Під дією цієї напруги в кристалі утворюється оптична вісь, яка повертається залежно від величини напруги. Цей шар з рідких кристалів поміщений між двома плівками – поляризаторами, що дозволяє регулювати інтенсивність світла, що проходить.

6. Дисперсія, поглинання і розсіювання світла.

Поняття про нелінійну оптику.

- Дати означення явищ дисперсії та поглинання світла. На основі електромагнітної теорії світла та електронної теорії будови речовини показати зв'язок діелектричної проникності речовини з частотою світлової хвилі $\epsilon(\omega)$ та перейти до залежності показника заломлення і коефіцієнта поглинання від частоти світла $n(\omega)$ та $k(\omega)$. Показати на графіку та дати означення нормальної та аномальної дисперсії. Навести приклади (дисперсія світла у призмах, колір прозорих тіл).
- Дати означення та фізичне пояснення явища розсіювання світла. Навести приклади мутних середовищ. Описати явище молекулярного розсіювання світла та записати формулу Релея. Пояснити залежність інтенсивності молекулярного розсіювання від довжини світлової хвилі, температури та об'єму середовища. Навести приклади.
- Поняття про нелінійну оптику.
-

Дисперсія і поглинання світла

Явища, пов'язані із залежністю показника заломлення речовини від частоти ω (довжини λ) світлової хвилі, називають дисперсією світла.

Згідно з електромагнітною теорією світла при поширенні світла у прозорому середовищі з діелектричною проникністю ϵ , швидкість поширення

$$v = c/n = c/\sqrt{\epsilon}$$

З експерименту (Ньютон, 1672 р.) видно, що показник заломлення n залежить від частоти (довжини хвилі) світла. Після становлення першої механістичної хвильової теорії світла *О. Коші* вивів формулу такої залежності, яка справедлива для прозорих речовин:

$$n = a + \frac{b}{\lambda_0^2} + \frac{c}{\lambda_0^4} + \dots +$$

де λ_0 - довжина хвилі у вакуумі, a , b , c - константи, що визначаються експериментально для кожної речовини. Формула Коші описує так звану *нормальну дисперсію*, при якій $dn/d\lambda < 0$ (Рис. 6.1.).

Величину $dn/d\lambda$ називають дисперсією речовини. Для прозорих безбарвних речовин дисперсія спостерігається нормальна дисперсія, при якій показник заломлення речовини зменшується з ростом λ .

Якщо $dn/d\lambda > 0$, то дисперсію називають *аномальною*, вона спостерігається в області довжин хвиль, які поглинаються даною речовиною.

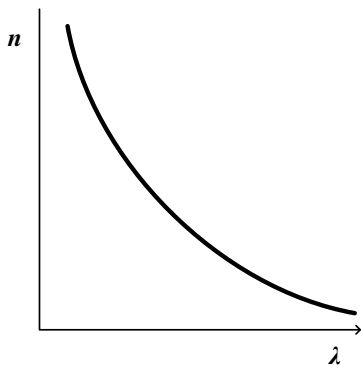


Рис. 6.1.

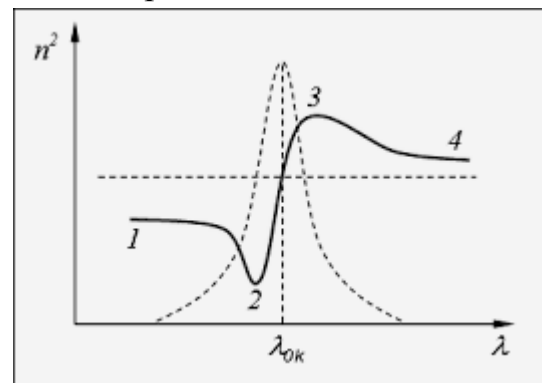


Рис. 6.2.

Проблема взаємодії електромагнітного поля з речовиною може вирішуватись методами як класичної так і квантової фізики.

В межах класичної фізики, виходячи з електромагнітної теорії світла та електронної теорії будови речовини можна показати залежність діелектричної проникності як функцію частоти світлової хвилі $\varepsilon(\omega)$. Тоді і показник заломлення є функцією частоти світла: $n(\omega) = \sqrt{\varepsilon(\omega)\mu}$

При проходженні електромагнітної хвилі через речовину на кожний електрон діє електрична сила, що змінюється за законом:

$$F = eE_0 \cos(\omega t + \alpha)$$

де e - заряд електрона, α - величина, що визначається координатами даного електрона, E_0 - амплітуда напруженості електричного поля хвилі.

Класичне рівняння руху електрона буде:

$$mr'' = F - kr - \beta r'$$

($-kr$) можна розглядати як силу «пружної» взаємодії електрона з ядром, а ($-\beta r'$) як «силу опору» оточуючих атомів речовини.

Приведемо його до стандартного вигляду рівняння коливань: поділимо на m і позначимо $\omega_0^2 = k/m$, $2\gamma = \beta/m$.

Остаточно рівняння вимушених згасаючих коливань електрона матиме вигляд:

$$mr'' + 2\gamma r' + \omega_0^2 r = eE_0 \cos(\omega t + \alpha)$$

Розв'язок цього рівняння має вигляд:

$$r(t) = r_m \cos(\omega t + \alpha + \varphi)$$

де r_m - амплітуда, φ - зсув фаз між коливаннями електрона і поля, їх заходять

так

$$r_m = \frac{\left(\frac{eE_0}{m}\right)}{\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}}$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{2\gamma\omega}{\omega_0^2 - \omega^2}$$

Коливання електронів речовини приводять до її поляризації, яка також є змінною і формує заломлену електромагнітну хвилю у речовині разом з тією, що падає. Вектор поляризації P - це сумарний дипольний момент одиниці об'єму речовини, він складається з дипольних моментів N молекул, а дипольний момент молекули $p(t)$ в свою чергу є сумою дипольних моментів, створених усіма її електронами, тоді:

$$P(t) = Np(t) = N \sum \frac{\frac{e^2}{m_k}}{\sqrt{(\omega_{0k}^2 - \omega^2)^2 + 4\gamma^2 \omega^2}} E(t) = N \sum \frac{\frac{e^2}{m_k}}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2) + i2\gamma\omega} E(t)$$

Індекс k відноситься до окремого електрона, i - уявна одиниця.

Згідно електромагнітної теорії

$$\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E} ; \quad n^2 = \varepsilon , \quad \text{тоді}$$

$$n'^2 = 1 + \frac{N}{\varepsilon_0} \sum \frac{\frac{e^2}{m_k}}{(\omega_{0k}^2 - \omega^2) + i2\gamma\omega} \quad (1)$$

Електронна теорія дисперсії світла показує, що показник заломлення середовища n' є величина комплексна:

$$n' = n - ik , \quad (2)$$

Тут $n(\omega)$ - дійсний показник заломлення, а $k(\omega)$ - показник поглинання середовища.

Це означає, що при поширенні плоскої світлової хвилі у даному середовищі крім фази змінюється і амплітуда хвилі. Якщо зміна фази приводить до різних значень швидкостей поширення хвилі у даному середовищі та вакуумі, то зміна амплітуди приводить до зміни інтенсивності хвилі, тобто до поглинання. На Рис.6.2. показана залежність $\varepsilon(\lambda_0)$ в області λ_{0k} , яка відповідає власній частоті коливань k -ого електрона ω_{0k} . При $\omega = \omega_{0k}$

відбувається поглинання світла – пунктирна крива показує коефіцієнт поглинання. При цих же частотах спостерігається *аномальна дисперсія* (область 2-3).

Явище дисперсії світла наочно спостерігається при проходженні пучка білого світла через трикутну призму. Вперше цей дослід провів І. Ньютон. Дисперсія світла в призмах має широке застосування у спектральних приладах.

Якщо на одну з граней призми падає біле світло, то в призмі пучок розділяється внаслідок різних значень показника заломлення для променів різного кольору (рис. 6.3.). Значення показника відрізняються лише на долі процента, але ефект підсилюється при заломленні на другій грані призми. Якщо екран встановлений на достатньо великій відстані, то на ньому спостерігається широкий неперервний спектр. Червоний промінь має найменший кут відхилення δ_r , а фіолетовий – найбільший δ_f . Решта променів видимого спектру розташовані між ними.

Можна показати, що при симетричному розташуванні вхідного та вихідного променів відносно основи призми або, що те саме, при паралельності ходу променя в призмі по відношенню до її основи, кут δ має деяке мінімальне значення, яке називається кутом найменшого відхилення. Звичайно, для променів різного кольору кут δ також має різні значення.

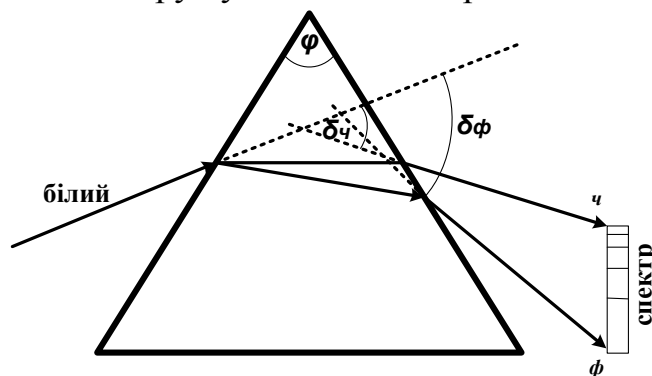


Рис.6.3.

Показник заломлення речовини призми для даного кольору (даної довжини хвилі) можна виразити через заломлюючий кут призми φ і кут найменшого відхилення променя δ з формули призми:

$$n \cdot \sin \frac{\varphi}{2} = \sin \frac{\varphi + \delta}{2} \quad (3)$$

Кутовою дисперсією призми називають величину $\frac{d\delta}{d\lambda}$, яка характеризує кутову відстань між двома променями, що відрізняються на одиницю довжини хвилі, вона вимірюється у рад/м та кратних одиницях рад/нм , рад/Å .

Знайти кутову дисперсію можна, продиференціювавши формулу (1) по λ :

$$\frac{dn}{d\lambda} \cdot \sin \varphi = \frac{1}{2} \cos \frac{\varphi + \delta}{2} \cdot \frac{d\delta}{d\lambda},$$

звідки

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - \sin^2 \frac{\varphi + \delta}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} = \frac{2 \sin \frac{\varphi}{2}}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2 \frac{\varphi}{2}}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (4)$$

Для правильної трикутної призми з заломлюючим кутом $\varphi = 60^\circ$ кутова дисперсія визначається так:

$$\frac{d\delta}{d\lambda} = \frac{1}{\sqrt{1 - n^2 / 4}} \cdot \frac{dn}{d\lambda} \quad (5)$$

Наявність кутової дисперсії в призмах дозволяє використовувати їх як спектральний прилад при дослідженні оптичного випромінювання. На відміну від кутової дисперсії дифракційних ґраток, кутова дисперсія призм не є рівномірною по довжині хвилі: короткохвильова частина спектру (фіолетово-синя) більш розтягнута порівняно з довгохвильовою (червоною).

Поглинання світла у прозорому середовищі описується законом Бугера – Ламберта:

$$I_x = I_0 e^{-\kappa x}, \quad (6)$$

де I_x - інтенсивність світла, яке пройшло шар поглинання x , I_0 - інтенсивність падаючого світла, κ - лінійний коефіцієнт поглинання, який вимірюється у обернених метрах $[\kappa] = \text{м}^{-1}$. Для однорідного середовища κ не залежить від x та I_0 , а залежить від хімічної природи середовища та довжини падаючої хвилі. Це означає, що поглинання світла носить селективний (вибірковий) характер, чим і пояснюється різний колір поглинаючих середовищ. Графік залежності $\kappa(\lambda)$ називають *спектром поглинання* світла речовиною. Середовище, яке не поглинає світло всіх довжин хвиль у видимій частині оптичного діапазону, називають *абсолютно прозорим*.

При взаємодії світла з речовиною може відбуватися явище розсіяння світла.

Розсіяння світла – це перерозподіл інтенсивності світла за напрямками поширення у оптично неоднорідних середовищах.

У однорідних середовищах одна речовина без домішок рівномірно розподілена у просторі. З точки зору електромагнітної теорії взаємодія світла з речовиною полягає у збудженні в речовині вимушених коливань електронів, які створюють вторинні електромагнітні хвилі, когерентні з падаючою, інтерферують з падаючою і утворюють заломлену хвилю у середовищі в напрямку, що відповідає закону заломлення. Фазова швидкість поширення результуючої хвилі $v=c/n$.

Але зазвичай маємо справу з неоднорідними середовищами, де є включення інших речовин, градієнти температури, густини, що впливає на оптичні характеристики середовища. Неоднорідності поділяють на *макроскопічні та мікроскопічні*, що визначається співвідношенням розмірів неоднорідності R і довжини світлової хвилі \gg . Для макроскопічних $R \gg \lambda$, для мікроскопічних $R \geq \lambda$.

Неоднорідні середовища з мікроскопічними неоднорідностями називають *каламутними*, наприклад, дим (тверді частинки зважені у газі), туман (краплі рідини зважені у газі), суспензія (тверді частинки зважені у рідині), емульсія (краплі нерозчинної рідини зважені у іншій рідині).

При поширенні світла у каламутному середовищі зважені частинки викликають хаотичне відхилення світла від попереднього напрямку – це і є розсіяння. Завдяки розсіянню світла можна побачити світловий промінь збоку (промені Сонця, прожектора, лазера в тумані або воді та б0н..). Причиною цього розсіяння є те, що вторинні хвилі будуть некогерентні внаслідок різних показників заломлення і розмірів включень, зсув фаз вторинних хвиль стає випадковим.

Явище розсіяння вивчав Дж. Тиндаль (1859 р.), тому явище також називають Тиндаль-ефект.

Внаслідок розсіяння зменшується інтенсивність світла, що проходить через середовище. Це можна описати як додаткове поглинання, ввівши додатковий коефіцієнт “поглинання” – *коефіцієнт екстинкції k'* ($[k'] = \text{м}^{-1}$), тоді інтенсивність світла видначається так:

$$I_x = I_0 e^{-(k+k')x} \quad (7)$$

Характер розсіяння світла сильно залежить від розміру неоднорідностей і при $R < \lambda$ інтенсивність розсіяння може залежати від довжини хвилі.

Дослідження явища показали, що навіть в однорідних середовищах може відбуватися розсіяння світла, яке називають молекулярне розсіяння – це розсіяння зумовлене тепловим рухом молекул, внаслідок чого в речовині утворюються мікроскопічні флуктуації густини речовини.

Розмір теплових флуктуацій $R \ll \lambda$. Явище вперше вивчав Релей (1871 р.) і це явище називають також *релеєвське розсіяння*.

Формулу Релея для інтенсивності розсіяння можна отримати з наступних міркувань.

Нехай в ідеально однорідному середовищі середня концентрація молекул рівна N_0 , а відхилення (флуктуацію) у реальному середовищі позначимо ΔN , тоді

$N = N_0 + \Delta N$, де ΔN буде різним у різних елементах об'єму ΔV . Такі флуктуації призводять до змін густини та діелектричної проникності речовини ε з флуктуацією $\Delta\varepsilon$:

$$\varepsilon = \varepsilon^0 + \Delta\varepsilon \quad (8),$$

тут ε^0 – середнє значення.

Це призводить до флуктуацій вектора поляризації середовища P :

З електродинаміки знаємо, що $\varepsilon = 1 + \frac{P}{\varepsilon_0 E}$, звідки $P = \varepsilon_0 E(\varepsilon - 1)$, підставивши (1) маємо $P = \varepsilon_0 E(\varepsilon + \Delta\varepsilon - 1) = P_0 + \varepsilon_0 E \Delta\varepsilon = P_0 + \Delta P$.

Флуктуація вектора поляризації рівна:

$$\Delta P = \varepsilon_0 E \Delta\varepsilon$$

Тоді змінний дипольний момент речовини об'ємом ΔV буде

$$\Delta P^s = \Delta P \cdot \Delta V = \varepsilon_0 E \Delta\varepsilon \Delta V$$

Такий диполь випромінює електромагнітні хвилі з амплітудою E_θ^s на відстані r у напрямку θ до вісі диполя:

$$E_\theta^s = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\omega^2 \Delta P^s}{c^2 r} \sin\theta = \frac{1}{4\pi\varepsilon_0} \frac{\omega^2 E \varepsilon_0 \Delta\varepsilon \Delta V}{c^2 r} \sin\theta$$

Інтенсивність розсіяного світла тоді визначиться як

$$I_\theta^s \sim (E_\theta^s)^2 \sim E^2 \frac{\omega^4 (\Delta\varepsilon)^2 (\Delta V)^2}{c^4 r^2} (\sin\theta)^2 = I \frac{\omega^4 (\Delta\varepsilon)^2 (\Delta V)^2}{c^4 r^2} (\sin\theta)^2 \quad (9)$$

Аналізуючи формулу (9) можна зробити висновок, що інтенсивність розсіяного світла пропорційна інтенсивності освітлення I , четвертому ступеню частоти світла, квадрату об'єму речовини та залежить від температури речовини через флуктуації $\Delta\varepsilon$. Саме тому *релеєвське розсіяння* спостерігають у великих об'ємах речовини (атмосфера, море), яке має, як правило, блакитне забарвлення, оскільки краще розсіюються короткі хвилі.

Закон Релея часто записують у скороченій формулі, щоб відобразити залежність від довжини хвилі світла ($\lambda = 2\pi c/\omega$):

$$I^s \sim \frac{1}{\lambda^4} \quad (10)$$

Саме релеєвським розсіянням можна пояснити колір неба та зорь. Залежність від λ спостерігається при неоднорідностях розміром $R \ll \lambda$.

При наявності неоднорідностей розміром $R \gg \lambda$, спостерігаються ефекти геометричної оптики, в атмосфері це райдуга, гало.

Розсіяне світло є частково поляризованим.

Поняття про нелінійну оптику

При взаємодії світла з речовиною основним процесом є поляризація середовища електричним полем світлової хвилі. Як зазначено вище, вектор поляризації

$$P = \varepsilon_0 E(\varepsilon - 1), \text{ тобто } P \sim E \text{ або } P = \chi E, \quad (11)$$

де χ – діелектрична сприйнятливість середовища.

Діелектрична сприйнятливість – фізична величина, що характеризує властивість речовини поляризуватись, тобто змінювати свою поляризацію під дією електричного поля і пов'язана з діелектричною проникністю ε .

Формула (4) показує лінійний зв'язок P і E і пояснює усі вище розглянуті явища взаємодії світла з речовиною, які із зрозумілих причин називаються явищами *лінійної оптики*.

Явища нелінійної оптики виникають, коли існує нелінійний зв'язок вектора поляризації P та напруженості поля E :

$$P = \chi E + \chi' E^2 + \chi'' E^3 + \dots \quad (12)$$

Зазвичай для більшості речовин $\chi \gg \chi' \gg \chi'' \gg \dots$, тому нелінійні оптичні явища спостерігаються у сильних електричних полях, коли напруженість досягає значень полів у середині молекули ($E \sim 10^8 \text{ В/см}$). Таке поле можна створити лише потужним лазерним випромінюванням, тоді виникають *нелінійні оптичні ефекти*, до яких, зокрема, відносяться:

- 1) *Оптичне детектування* – наведення світловими хвилями статичної електричної поляризації середовища.
- 2) *Генерація гармонік* – поява у речовині світлової хвилі подвійної частоти 2ω разом з основною частотою ω .
- 3) *Перетворення частот* – поява у речовині світлових хвиль з частотами, що є лінійними комбінаціями двох частот ω_1 і ω_2 , якими опромінюють речовину.
- 4) *Самофокусування світла* – зменшення діаметра світлового пучка у речовині внаслідок залежності показника заломлення від інтенсивності світла.
- 5) *Багатофотонне поглинання світла* – поглинання квантів, енергія яких недостатня для переходу між енергетичними рівнями.

Перші три явища спостерігаються при квадратичній залежності $P(E)$ у (12). Підстановкою рівняння плоскої хвилі $E = E_0 \sin(\omega t - kx)$ у формулу

$$P = \chi E + \chi' E^2$$

можна після перетворень отримати статичну складову поля $P_0 = \frac{\chi' E_0^2}{2}$ та другу гармоніку 2ω . Існування (незатухання) цієї гармоніки можливе при

виконання умови хвильового синхронізму: $k(\omega) = k'(2\omega)$, тобто хвильові вектори k і швидкості хвиль цих частот ω і 2ω повинні бути рівні, що зазвичай неможливо внаслідок дисперсії. Таку властивість мають деякі речовини, наприклад, дигідрофосфат калію KH_2PO_4 .

Якщо існує кубічна залежність $P(E)$, то показник заломлення речовини залежить від інтенсивності світла: $n = n_0 + n_2 E_0^2$. Це приводить до того, що у лазерному пучку периферійні промені мають більшу швидкість в речовині, ніж центральні (у центрі пучка інтенсивність більша, відповідно швидкість менша). В результаті пучок збирається до осі і його діаметр зменшується – відбувається *самофокусування світла*.

При великій густині потоку фотонів можливе одночасне поглинання атомом/молекулою декількох фотонів малої енергії, що призводить до переходу на вищий енергетичний рівень: $n \cdot h\nu = E_2 - E_1$ – це явище *багатофотонного поглинання*.

7. Фотометрія. Енергетичні і світлові величини та одиниці їх вимірювання. Закони фотометрії.

- Фотометрія як розділ фізичної оптики.
- На основі електромагнітної теорії світла ввести поняття середньої потужності випромінювання. Дати означення енергетичних величин: (енергетичні інтенсивність, освітленість, сила світла, світність, яскравість) та одиниці їх вимірювання.
- Ввести функцію видимості, показати зв'язок енергетичних і світлових величин. Дати означення світлових величин: (інтенсивність, освітленість, сила світла, світність, яскравість) та одиниці їх вимірювання.
- Записати та пояснити закони фотометрії: закон обернених квадратів, закон Бугера, закон Ламберта для дифузного відбивання світла та його наслідки.

Фотометрія – розділ фізичної оптики, в якому розглядаються енергетичні характеристики оптичного випромінювання в процесах його випромінювання, поширення і взаємодії з речовиною.

Фотометрія як наука почалася в 1760-х з робіт Ламберта, який сформулював закон дифузного відбивання світла (закон Ламберта) і Бугера, які сформулювали закон поглинання світла (закон Бугера - Ламберта - Бера).

Термін «світло» використовують стосовно випромінювання в будь-якій області спектрального діапазону оптичного випромінювання, а не тільки у видимій його області.

Фотометрія оперує енергетичними фотометричними величинами. Основною енергетичною характеристикою світла є *потужність випромінювання* (P). Просторовий розподіл потужності випромінювання описують енергетичні величини, які є похідними від потужності випромінювання по площі і(або) тілесному куту.

Потужність випромінювання дорівнює зміні за одиницю часу енергії електромагнітного поля, що є в деякому елементі простору:

$$P = -\frac{dW}{dt} \quad (1)$$

Мінус з'являється тому, що енергія у об'ємі зменшується ($dW < 0$).

Для знаходження потужності скористаємося електромагнітною теорією світла, де доведено, що густина енергії електромагнітного поля w рівна:

$$w = \frac{1}{2}(\varepsilon\varepsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2)$$

Тоді енергія поля у об'ємі буде рівна:

$$W = \frac{1}{2} \int_V (\varepsilon\varepsilon_0 E^2 + \mu\mu_0 H^2) dV$$

Оскільки густини енергії електричного і магнітного рівні, то остаточно можна записати для потужності випромінювання:

$$P = -\frac{d}{dt} \int_V \varepsilon\varepsilon_0 E^2 dV \quad (2)$$

Знайдемо потужність, розглянувши найпростіший випадок випромінювання плоскої хвилі $E(x, t) = E_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right)$ з об'єму $V = x_0 \cdot y_0 \cdot z_0$ (Рис. 7.1.).

Змінивши порядок диференціювання і інтегрування (незалежні змінні), маємо з (2):

$$P = \varepsilon\varepsilon_0 v S E_0^2 \sin^2 \omega \left(t - \frac{x}{v} \right) \quad (3)$$

Тут $S = y_0 \cdot z_0$ – площа поверхні (з координатою x_0), через яку відбувається випромінювання. З (3) видно, що потужність випромінювання є величиною, що осцилює з дуже великою частотою $2\omega \sim 10^{15} \text{ с}^{-1}$, яка не може реєструватися фотометричними приладами. Тому вимірюваною величиною є *середня у часі потужність*, причому інтервал часу значно перевищує період коливань миттєвого значення P .

$$\bar{P} = \frac{1}{2} \varepsilon\varepsilon_0 v S E_0^2 \quad (4)$$

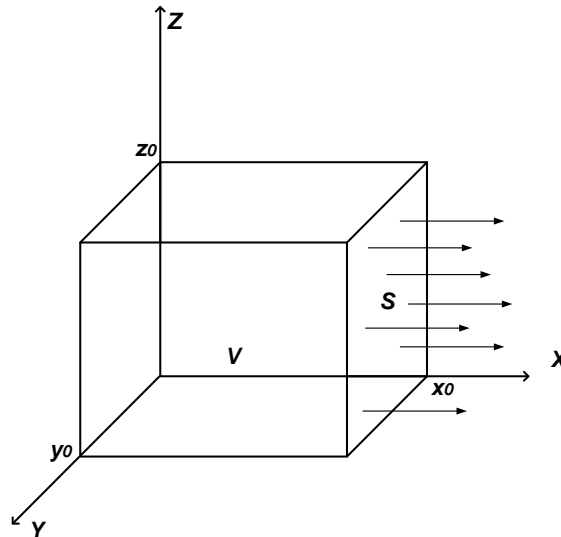


Рис. 7.1.

Енергетичні величини, що характеризують просторовий розподіл потужності випромінювання:

Інтенсивність – це середня потужність випромінювання, яка переноситься через одиничну площадку, перпендикулярну напрямку поширення світла.

$$I = \frac{d\bar{P}}{dS} \quad (5)$$

Інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди світлової хвилі E_0^2 і є модулем вектора Умова – Пойнтінга. У випадку сферичної хвилі $I \sim (E_0/r)^2$.

Енергетична освітленість E_e – це середня потужність випромінювання, яка падає на одиничну площадку.

$$E_e = \frac{d\bar{P}}{dS} \quad (6)$$

Енергетична сила світла I_e – це середня потужність випромінювання, що поширюється у тілесному куті 1 стерадіан (1 стер)

$$I_e = \frac{d\bar{P}}{d\Omega} \quad (7)$$

Для точкового джерела світла, яке рівномірно випромінює у всіх напрямках, повний тілесний кут становить 4π стер, а енергетична сила світла $I_e = \bar{P}/4\pi$.

Для неточкових джерел вводяться характеристики:

Енергетична світність R_e — це середня потужність випромінювання по усім напрямкам з одиниці площі світної поверхні.

$$R_e = \frac{d\bar{P}}{dS} \quad (8)$$

Енергетична яскравість B_e характеризує потужність випромінювання у заданому напрямку – це відношення енергетичної сили світла з елемента світної поверхні до видимої площі цієї поверхні.

$$B_e = \frac{dI_e}{dS \cos \vartheta} \quad \text{або} \quad B_e = \frac{d^2 \bar{P}}{d\Omega dS \cos \vartheta} \quad (9)$$

Позначення зрозумілі з рис. 7.2.

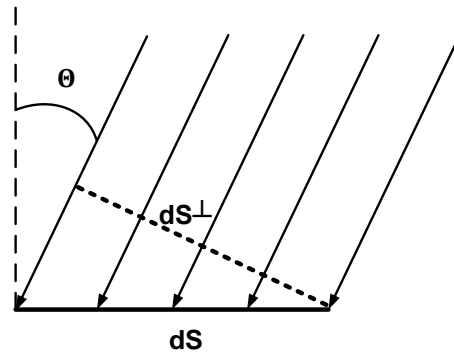


Рис. 7.2.

Якщо випромінювання немонохроматичне, то потужність \bar{P} є інтегральною величиною:

$$\bar{P} = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \bar{P}(\lambda) d\lambda \quad (10)$$

Світлові величини враховують чутливість людського ока до електромагнітного випромінювання і здатність ока оцінювати характеристики випромінювання, що важливо при створенні джерел світла, розробки гігієнічних вимог до освітлення тощо.

Око людини сприймає видимий спектр випромінювання у інтервалі довжин хвиль 0,4 – 0,76 мкм. Експериментально встановлено, що чутливість змінюється по спектру, це відображає *функція видимості* $V(\lambda)$, яку представляють у вигляді (11) та графічно (рис. 7.3).

$$V(\lambda) = V_{\lambda_{max}} \cdot K(\lambda) d\lambda \quad (11)$$

Тут $K(\lambda)$ – коефіцієнт видимості, що змінюється від 0 до 1; $V_{\lambda_{max}}$ - світловий еквівалент потужності. Для денного зору максимум функції видимості припадає на 555 нм, а для сутінкового зору – на 510 нм. Цим пояснюється зміна кольорів предметів при зменшенні освітленості.

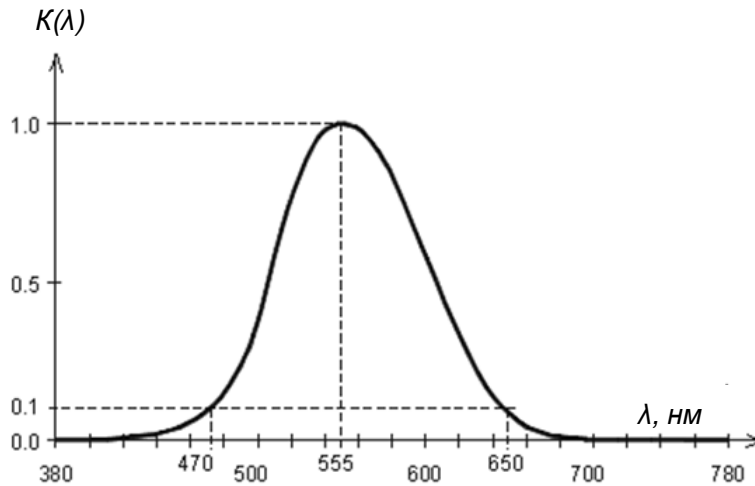


Рис. 7.3.

Щоб встановити зв'язок між енергетичними і світловими характеристиками світла вводять поняття: світловий потік (Φ) – це *потужність випромінювання, що оцінюється за зоровим відчуттям.*

Із означення та інтегрального сприйняття оком світла зрозуміло, що

$$\Phi = V_{\lambda\max} \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \bar{P}(\lambda) d\lambda \quad (12)$$

Світловий потік вимірюється в люменах ($лм$), світловий еквівалент потужності $V_{\lambda\max} = 625 лм/Вт$. Обернена величина $1/V_{\lambda\max} = 0,0016 Вт/лм$ називається *механічний еквівалент світла.*

Означення світлових величин (*інтенсивність, освітленість, сила світла, світність, яскравість*) аналогічні до відповідних енергетичних величин при заміні терміна *середня потужність* на термін *світловий потік*. Відрізняються одиниці вимірювання цих величин, які зведені у таблиці 7.1.

Основною світловою величиною у Інтернаціональній системі одиниць (СІ) є *кандела (кд)* – *одиниця сили світла, тому $1лм = 1кд \cdot 1стер$*

Таблиця 7.1.

| Величини | Енергетичні одиниці | Світлові одиниці |
|------------------|------------------------|------------------------------|
| Освітленість E | $[E_e] = 1Вт/м^2$ | $[E] = 1лм/м^2 = 1лк$ (люкс) |
| Сила світла I | $[I_e] = 1Вт/стер$ | $[I] = 1кд$ (кандела) |
| Світність R | $[R_e] = 1Вт/м^2$ | $[R] = 1лм/м^2$ |
| Яскравість B | $[B_e] = 1Вт/стер м^2$ | $[B] = 1кд/м^2 = 1нт$ (ніт) |

Закони фотометрії

Закон обернених квадратів – перший із законів фотометрії був сформульований Йоганном Кеплером в 1604 році для точкового джерела світла. Він пов’язує освітленість поверхні E у точці, віддаленій від джерела на відстань r з силою світла джерела I та кутом падіння α променів на поверхню.

$$E = \frac{I}{r^2} \cos\alpha \quad (13)$$

Закон Бугера - Ламберта - Бера визначає ослаблення пучка монохроматичного світла при його поширенні через середовище, яке поглинає, а в окремому випадку - через розчин речовини, що поглинає.

Пучок монохроматичного світла інтенсивністю I_0 , пройшовши через шар поглинає речовини товщиною l , виходить ослабленим до інтенсивності I_x , яка визначається виразом:

$$I_x = I_0 e^{-\kappa x}, \quad (14)$$

де I_x - інтенсивність світла, яке пройшло шар поглинання x , I_0 - інтенсивність падаючого світла, κ - лінійний коефіцієнт поглинання, який вимірюється у обернених метрах $[\kappa] = \text{м}^{-1}$. Для однорідного середовища κ не залежить від x та I_0 , а залежить від хімічної природи середовища та довжини падаючої хвилі $\kappa(\lambda)$.

Закон поглинання експериментально встановлено в 1729 р. П. Бугером, а в 1760 р. теоретично виведений Й. Ламбертом при дуже простих припущеннях: при проходженні будь-якого шару речовини відносна зміна інтенсивності світла dI/I залежить тільки від показника поглинання κ і товщини шару l , тобто

$$\frac{dI}{I} = -\kappa(\lambda)l$$

Рішенням цього рівняння і є закон Бугера - Ламберта – Бера. Фізичний зміст його полягає в ствердженні незалежності процесу втрати фотонів від їх густини в світловому пучку, тобто від інтенсивності світла, що проходить через речовину. Однак при дуже великій інтенсивності світла ця умова порушується і спостерігається відхилення від закону.

Щодо до поглинання світла розчинами поглинаючих речовин показник поглинання може бути записаний у вигляді $\kappa = k(\lambda)C$, де C - концентрація розчиненої речовини, а $k(\lambda)$ - коефіцієнт, що не залежить від C і характеризує взаємодію молекули речовини, що поглинає, зі світлом з довжиною хвилі λ . Твердження, що $k(\lambda)$ не залежить від C , називають законом А. Бера (1852 р.).

Закон Ламберта сформульовано в 1760 році І. Ламбертом для дифузного відбивання світла. Згідно з цим законом *яскравість B поверхні, що розсіює світло (дифузно відбиває) однакова у всіх напрямках:*

$$B = \text{const} \quad (15)$$

З закону Ламберта *слідують* постійне співвідношення між світністю R і яскравістю:

$$R = \pi B, \quad (16)$$

а також проста залежність сили світла, випромінюваного плоскою поверхнею dS в будь-якому напрямку, від кута α між цим напрямком і перпендикуляром до dS :

$$I_\alpha = I_0 \cos\alpha \quad (17)$$

Насправді, лише деякі реальні тіла розсіюють світло без значних відступів від закону Ламберта навіть у видимій області спектра. До них відносяться матові поверхні гіпсу, окису магнію, сірчаноокислого барію та ін.; з каламутних середовищ – деякі типи хмар і молочного скла; серед самосвітних випромінювачів – абсолютно чорне тіло, порошкоподібні люмінофори. Проте, закон Ламберта застосовується не тільки в теоретичних роботах, а й для наближених фотометричних і світлотехнічних розрахунків.

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Білий М.У., Скубенко А.Ф. Загальна фізики. Оптика. Київ: Вища школа, 1987. 374 с.
2. Бушок Г.Ф., Венгер Є.Ф. Курс фізики. Кн.2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Київ: Либідь, 2001. 424 с.
3. Здешиц В.М. Оптика. Атомна та ядерна фізика: навч. посіб. Кривий Ріг: Мінерал, 2003. 260 с.
4. Королев Ф.А. Курс фізики. Оптика, атомная и ядерная физика. Москва: Просвещение, 1974. 608 с.
5. Кучерук І.М., Горбачук І.Т. Загальний курс фізики: підручник: у 3 т. / ред. І.М.Кучерук. - 2-ге вид., випр. Т.3: Оптика. Квантова фізика. Київ: Техніка, 2006. 518 с.
6. Ландсберг Г.С. Оптика. Москва: Наука, 1979. 925 с.
7. Матвеев А.Н. Оптика: Учеб. пособие для студентов вузов. Москва: Высшая школа, 1985. 353 с.
8. Савельев И.С. Курс общей физики: учебн. пособие в 3 т. Т.2. Электричество и магнетизм. Волны. Оптика. Москва: Наука, 1987. 496с.
9. Трофимова Т.И. Курс фізики. Москва: Высшая школа, 2000. 478с.
10. Коливання і хвилі. Навчальний посібник для самостійної роботи. Поняття про голографію. Режим доступу:
http://www.dut.edu.ua/uploads/1_616_46603966.pdf
11. Голографія: история и применение. Режим доступу:
<https://postnauka.ru/faq/82396>