

1 ГЕОМЕТРИЧНА ОПТИКА

Equation Chapter 1 Section 1

1.1. Поняття променя. Закон прямолінійного поширення світла. Швидкість поширення світла.

Оптикою називається наука про природу світла, закони його поширення та взаємодію з речовиною.

Світло є складовим явищем природи, яке виявляє дуалістичні властивості хвиль і частинок. Деякі оптичні явища доцільно розглядати, виходячи з поняття світлового променя.

Світловим променем називається лінія, вздовж якої розповсюджується енергія оптичного випромінювання.

Розділ оптики, який оперує поняттям світлового променя називається геометричною оптикою. Основу геометричної оптики складають чотири закони:

I закон прямолінійного поширення світла;

II закон незалежності світлових променів;

III закон відбивання світла;

IV закон заломлення світла;

Закон прямолінійного поширення світла твердить: в однорідному середовищі світло поширюється прямолінійно.

Цей закон зустрічається у трактаті древньогрецького вченого Евкліда "Оптика" /300 років до н.е./, але, напевно, був відомий раніше.

Дослідним підтвердженням цього закону є існування тіней та півтіней.

Якщо на шляху світла від точкового джерела поставити непрозору кулю, то на екрані одержуємо різку геометричну тінь (рис. 1).

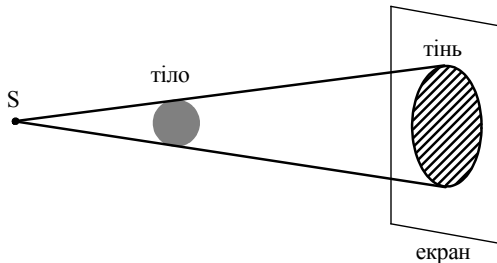


Рис. 1

Якщо на шляху світла від неточкового джерела світла поставити непрозору кулю, то на екрані одержуємо тінь та півтінь (рис. 2).

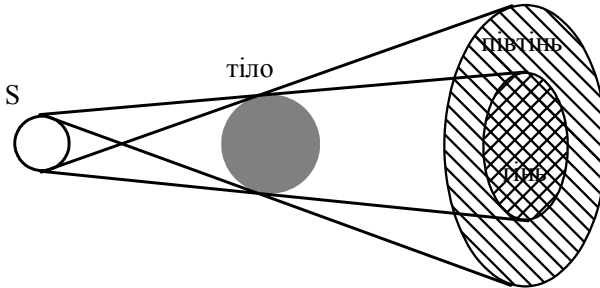


Рис. 2

Закон незалежності світлових променів твердить: світлові промені (пучки) є незалежними один від одного.

Це означає, що при зустрічі двох світлових променів, вони не впливають один на одного. Цей закон є справедливим лише для пучків невеликої інтенсивності. Його неможна застосовувати до пучків лазерного випромінювання.

Давно відомо, що швидкість поширення світла є великою. Вперше швидкість світла в земних умовах виміряв у 1849 р. французький фізик Фізо Арман Іпполіт Луї (1819–1896 рр.). Сучасне значення швидкості світла у вакуумі приймається: $c = 299792458 \text{ м/с}$, або $c = 3 \cdot 10^8 \text{ м/с}$.

Швидкість світла у середовищі є меншою, ніж у вакуумі. Вона дорівнює: $v = \frac{c}{n}$; де n – абсолютний показник заломлення світла даного середовища.

1.2. Принцип Ферма. Закон відбивання і заломлення світла. Принцип взаємності. Повне внутрішнє відбивання.

В основу геометричної оптики покладено принцип, який встановив у 1660 р. французький фізик П'єр Ферма (1601–1665 рр.). Дійсним шляхом розповсюдження світла є той шлях, для проходження якого світлові потрібен найменший час у порівнянні з іншими можливими шляхами.

Розглянемо відбивання світла від границі двох середовищ. Нехай світловий промінь попадає з точки A в точку B , відбиваючись від поверхні у точці O (рис. 3).

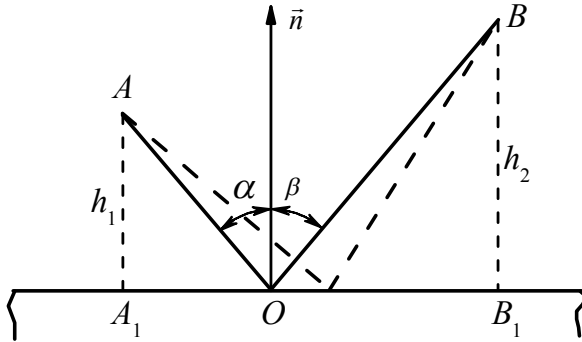


Рис. 3

Позначимо: $A_1B_1 = p = const$; $A_1O = x$; $OB_1 = p - x$.

Кут α між падаючим променем AO і нормаллю до поверхні називається кутом падіння.

Кут β між відбитим променем OB і нормаллю до поверхні називається кутом відбивання.

Для проходження світла з точки A в точку B потрібен час:

$$t = \frac{AO}{v} + \frac{OB}{v} = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}}{v} \quad (1.1)$$

Знаходимо екстремум цієї функції. Для цього потрібно розв'язати рівняння:

$$\frac{dt}{dx} = 0 \quad (1.2)$$

Виконаємо диференціювання:

$$\frac{2x}{2v\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{2(p-x)}{2v\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0 \quad (1.3)$$

оскільки

$$\frac{x}{\sqrt{h_1^2 + x^2}} = \sin \alpha; \quad \frac{p-x}{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = \sin \beta$$

одержимо

$$\frac{\sin \alpha}{v} - \frac{\sin \beta}{v} = 0 \Rightarrow \alpha = \beta.$$

Закони відбивання світла:

1. Падаючий промінь, відбитий промінь і нормаль поставлена у точку падіння до поверхні яка відбиває світло, лежать в одній площині.
2. Кут падіння дорівнює куту заломлення.

Розглянемо заломлення світла на границі двох середовищ (рис. 4).

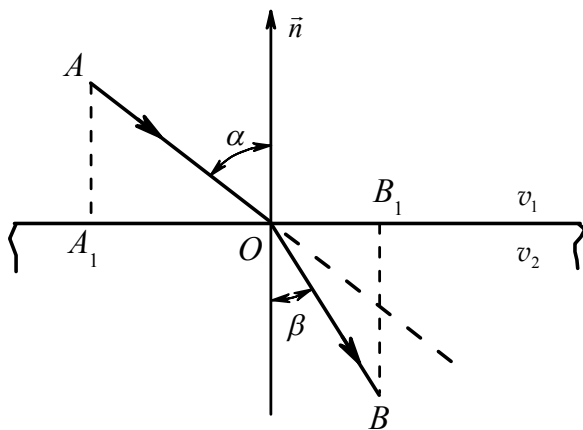


Рис. 4

Нехай $A_1B_1 = p = const$.

Кут β між заломленим променем OB і нормаллю до поверхні називається кутом заломлення.

$\beta < \alpha$, якщо друге середовище густіше за перше

$\beta > \alpha$, якщо друге середовище має густину меншу, ніж перше.

Час проходження світла з точки A в точку B дорівнює:

$$t = \frac{AO}{v_1} + \frac{OB}{v_2} = \frac{\sqrt{h_1^2 + x^2}}{v_1} + \frac{\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}}{v_2} \quad (1.4)$$

Розв'язуємо рівняння:

$$\frac{dt}{dx} = 0 \quad (1.5)$$

$$\frac{2x}{2v_1\sqrt{h_1^2 + x^2}} - \frac{2(p-x)}{2v_2\sqrt{h_2^2 + (p-x)^2}} = 0 \quad (1.6)$$

$$\frac{\sin \alpha}{v_1} - \frac{\sin \beta}{v_2} = 0; \quad \frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1} = \text{const}$$

Якщо $v_1 = c$, то

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \beta} = n \quad (1.7)$$

Закони заломлення світла:

1. Падаючий промінь, заломлений промінь і нормаль поставлена у точці падіння до поверхні, лежать в одній площині.
2. Відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлення є сталим для даних двох середовищ і називається *показником заломлення* другого середовища відносно першого.

В оптиці існує принцип взаємності: у зворотному напрямку світловий промінь проходить той же шлях, що і у прямому.

Розглянемо перехід світлового променя з густішого середовища в рідке, наприклад, з скла у повітря (рис. 5).

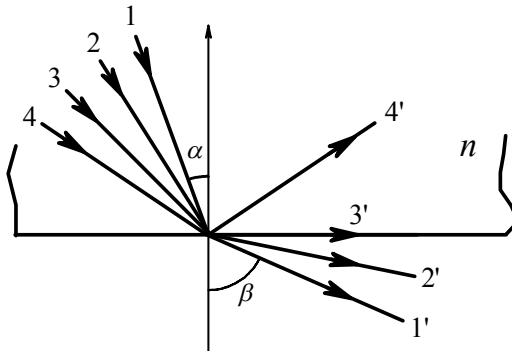


Рис. 5

У даному випадку кут заломлення є більшим за кут падіння. При цьому частина світла відбивається від внутрішньої поверхні, частина ж проходить у друге середовище. При збільшенні кута падіння кут заломлення може стати рівним 90° . Тоді увесь світловий пучок повністю відбивається від внутрішньої поверхні. Це явище

називається повним внутрішнім відбиванням, яке широко використовується в різних оптичних приладах.

Використовуючи принцип взаємності, запишемо:

$$\frac{\sin \beta}{\sin \alpha} = n \quad (1.8)$$

$$\beta = 90^\circ$$

$$\frac{1}{\sin \alpha} = n; \quad \sin \alpha = \frac{1}{n} \Rightarrow \alpha = \arcsin \frac{1}{n}.$$

Отже, повне внутрішнє відбивання світла настає, якщо

$$\alpha \geq \arcsin \frac{1}{n} \quad (1.9)$$

де n – показник заломлення світла першого середовища.

1.3. Заломлення і відбивання світла на сферичній поверхні. Фокуси сферичної поверхні.

Розглянемо заломлення та відбивання світла на сферичній поверхні, радіус кривизни якої R і яка розділяє два середовища з показниками заломлення n_1 і n_2 (рис. 6). Проведемо вісь через точкове джерело світла S та центр кривизни C поверхні, яку назвемо головною оптичною віссю. Розглянемо хід параксіальних променів, тобто таких, які утворюють малі кути з головною оптичною віссю. Відстань від джерела світла S_1 до вершини сферичної поверхні O позначимо літерою d . Відстань від точки O до зображення S_2 позначимо літерою f . Кут падіння променя α , кут заломлення γ . Відрізок AC є радіусом кривизни сферичної поверхні, а отже і перпендикуляром до неї у точці A . У випадку параксіальних променів кути $\alpha, \gamma, \delta_1, \delta_2, \varphi$ є малими. Для малих кутів $\sin \alpha \approx \tan \alpha \approx \alpha$.

За законом заломлення світла:

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = \frac{n_2}{n_1}; \quad \frac{\alpha}{\gamma} = \frac{n_2}{n_1}$$

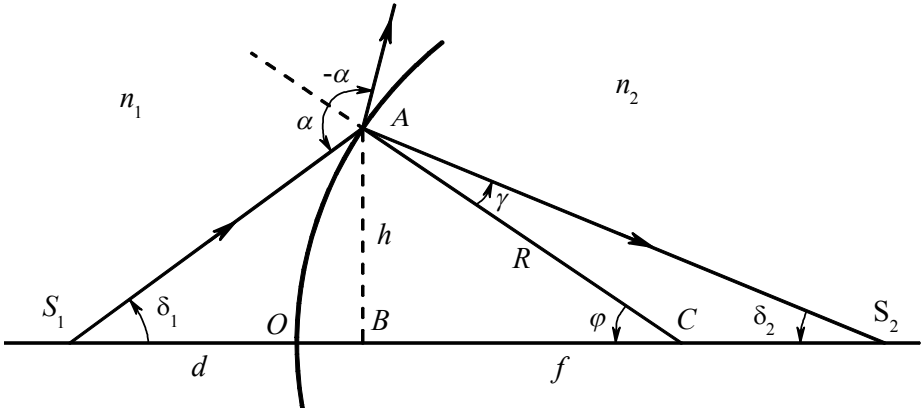


Рис. 6

З трикутника S_1AC маємо: $\alpha = \delta_1 + \varphi$ (зовнішній кут трикутника дорівнює сумі двох внутрішніх кутів, неприлеглих до зовнішнього). З трикутника S_2AC маємо: $\varphi = \delta_2 + \gamma$.

Тобто

$$\frac{\delta_1 + \varphi}{\varphi - \delta_2} = \frac{n_2}{n_1}; \quad n_1(\delta_1 + \varphi) = n_2(\varphi - \delta_2)$$

але

$$\delta_1 = \frac{h}{d}; \quad \varphi = \frac{h}{R}; \quad \delta_2 = \frac{h}{f}$$

оскільки $OB \rightarrow 0$ маємо:

$$n_1 \left(\frac{h}{d} + \frac{h}{R} \right) = n_2 \left(\frac{h}{R} - \frac{h}{f} \right); \quad \frac{n_1}{d} + \frac{n_2}{f} = \frac{n_2 - n_1}{R};$$

Якщо промені падають на сферичну поверхню зліва паралельно до головної оптичної осі ($\alpha \rightarrow \infty$), то

$$f = \frac{n_2}{n_2 - n_1} \cdot R = F_2 \quad (1.10)$$

Точка перетину F_2 променів, які падали на поверхню у вигляді паралельного пучка, називається другим головним фокусом заломлювальної поверхні.

Відстань від вершини сферичної поверхні O до точки F_2 називається другою фокусною відстанню, яка часто позначається тією ж літерою F_2 .

Аналогічно, якщо $f \rightarrow \infty$, то

$$\alpha = \frac{n_1}{n_2 - n_1} \cdot R = F_1 \quad (1.11)$$

де F_1 – перший головний фокус поверхні і її перша фокусна відстань.

Враховуючи, що фокусна відстань F_1 вимірюється у протилежному напрямку від фокусної відстані F_2 маємо:

$$\frac{F_2}{F_1} = -\frac{n_2}{n_1} \quad (1.12)$$

Візьмемо:

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{d} + \frac{n_2}{f} &= \frac{n_2 - n_1}{R} \cdot \frac{R}{n_2 - n_1}; \\ \frac{1}{\alpha} \cdot \frac{n_1 R}{n_2 - n_1} + \frac{1}{f} \cdot \frac{n_2 R}{n_2 - n_1} &= 1 \\ \frac{F_1}{d} + \frac{F_2}{f} &= 1 \end{aligned} \quad (1.13)$$

Якщо позначити відстань від джерела світла S_1 до першого головного фокуса F_1 літерою x_1 , а відстань від другого головного фокуса F_2 до зображення $S_2 - x_2$, то $d = F_1 + x_1$; $f = F_2 + x_2$.

Отже

$$\begin{aligned} \frac{F_1}{F_1 + x_1} + \frac{F_2}{F_2 + x_2} &= 1; \\ F_1(F_2 + x_2) + F_2(F_1 + x_1) &= (F_1 + x_1) \cdot (F_2 + x_2); \\ F_1 F_2 + F_1 x_1 + F_2 F_1 + F_2 x_1 &= F_1 F_2 + F_1 x_2 + F_2 x_1 + x_1 \cdot x_2; \\ F_1 F_2 &= x_1 x_2 \end{aligned}$$

Ця формула називається формулою Ньютона. Усі ці формули є еквівалентні між собою і їх можна поширити на відбивання світла. Для цього потрібно взяти $\gamma \rightarrow -\alpha$.

Тоді

$$\frac{\alpha}{\gamma} = \frac{n_2}{n_1} = \frac{\alpha}{-\alpha} = -1 \quad (1.14)$$

$$n_2 = -n_1 \quad (1.15)$$

Підставляємо одержані результати в основну формулу:

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{d} + \frac{n_2}{f} &= \frac{n_2 - n_1}{R}; \\ \frac{n_1}{d} - \frac{n_1}{f} &= \frac{-2n_1}{R}; \\ \frac{1}{d} - \frac{1}{f} &= -\frac{2}{R} \end{aligned} \quad (1.16)$$

Це є формула опуклого сферичного дзеркала, для якого $R < 0$.

Формула угнутого сферичного дзеркала ($R > 0$):

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{2}{R} \quad (1.17)$$

Якщо угнуте сферичне дзеркало дає уявне зображення, то $f < 0$.

1.4. Плоскі та сферичні дзеркала. Зображення в дзеркалах.

Розглянемо побудову зображення точкового джерела світла у плоскому дзеркалі. Проведемо від джерела світла два промені: один – перпендикулярно до дзеркала, другий – під кутом α (рис. 7).

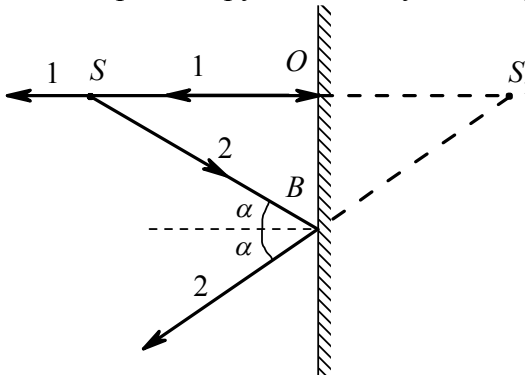


Рис. 7

Після відбивання від плоского дзеркала промені 1 і 2 розходяться і тому не можуть перетнутися, а отже, не буде дійсного зображення. З точки O і точки B проводимо продовження до їх перетину в точці S_1 , яка і є уявним зображенням джерела S . Оскільки $\Delta SOB = \Delta S_1OB$, то $SO = OS_1$.

Якщо перед плоским дзеркалом помістити предмет, то його зображення буде уявним, прямим, нормальним (рис. 8).

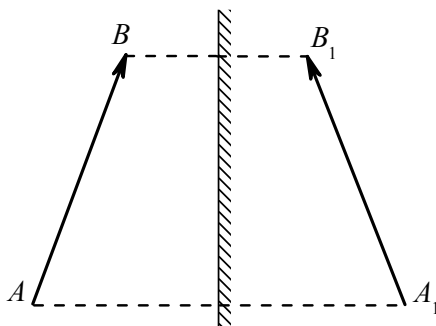


Рис. 8

Розглянемо угнуте сферичне дзеркало. Промені, які падають на нього паралельно до головної оптичної осі, перетинаються в одній точці, яка називається фокусом дзеркала (рис. 9) $OC = R$ – Радіус кривизни дзеркала. Тому таке дзеркало називають збиральним.

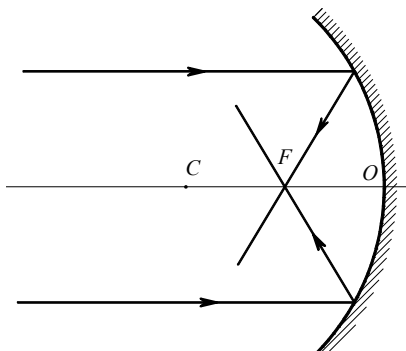


Рис. 9

Для збирального дзеркала $OC = R > 0$. Фокусна відстань дзеркала

$$F = OF = \frac{R}{2} \quad (1.18)$$

Формула цього дзеркала:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \quad (1.19)$$

Побудуємо зображення предмета, якщо $d > F$ (рис. 10). AB – предмет, A_1B_1 – зображення предмета, $AO = d$, $A_1O = f$.

Для побудови зображення потрібно знати хід деяких променів. Промінь, який падає на дзеркало паралельно до головної оптичної осі, після відбивання від дзеркала проходить через фокус дзеркала F (такий фокус називається дійсним). Промінь, який, падаючи на дзеркало, проходить через фокус дзеркала, після відбивання проходить паралельно до головної оптичної осі дзеркала. Промінь, який, падаючи на дзеркало, проходить через центр кривизни сферичної поверхні точку C , відбивається від дзеркала у зворотному напрямку, оскільки падає на дзеркало перпендикулярно.

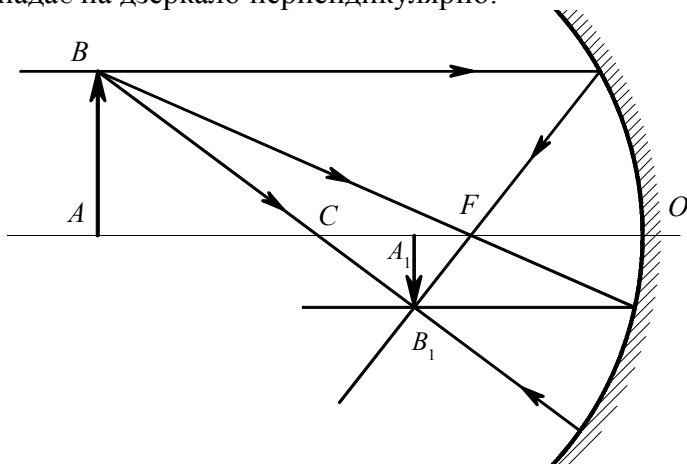


Рис. 10

Зображення точки A предмета AB завжди знаходиться на головній оптичній осі дзеркала. Тому будемо шукати лише зображення точки B . Для цього проведемо два з трьох вищеназваних променів. Якщо після відбивання від дзеркала промені перетинаються, то таке зображення називається дійсним, оскільки його можна бачити на екрані, який знаходиться у цій точці. Якщо після відбивання від дзеркала перетинаються лише продовження відбитих променів, то таке зображення називається уявним.

Як бачимо, при $d > F$ одержуємо дійсне, обернене, зменшене (або збільшене) зображення.

Побудуємо зображення предмета в угнутому дзеркалі, якщо $d < F$ (рис. 11).

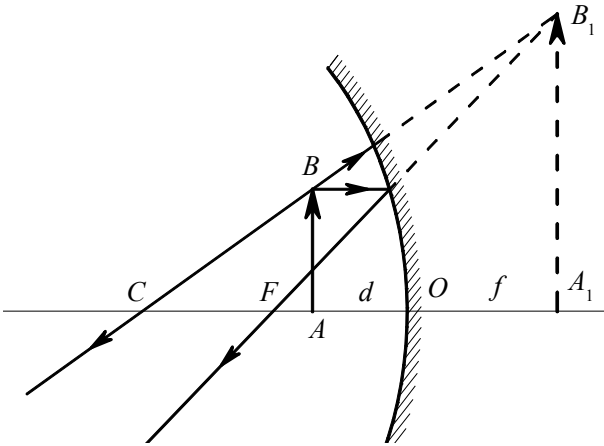


Рис. 11

З точки B проведемо один промінь паралельно до головної оптичної осі. Після відбивання від дзеркала він проходить через фокус дзеркала F ; другий промінь проведемо перпендикулярно до дзеркала. Після відбивання цей промінь проходить через центр сфери C . Ці промені не перетинаються. Зате перетинаються їх продовження в точці B_1 . Отже, зображення буде уявне, пряме, збільшене. Для цього випадку формула угнутого дзеркала записується у вигляді:

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = \frac{1}{F} \quad (1.20)$$

де α, f, F беруться за модулем.

Розглянемо опукле сферичне дзеркало (рис. 12). Промені, які падають на нього паралельно до головної оптичної осі, відбиваються від дзеркала так, що в одній точці збираються лише продовження цих променів. Ця точка називається уявним фокусом дзеркала, а дзеркало розсіяним. $OC = R < 0$.

Характер зображення у такому дзеркалі не залежить від того, на якій відстані від дзеркала знаходиться предмет.

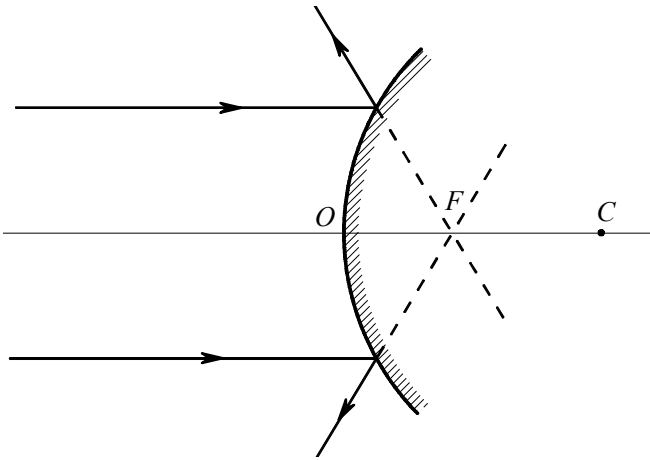


Рис. 12

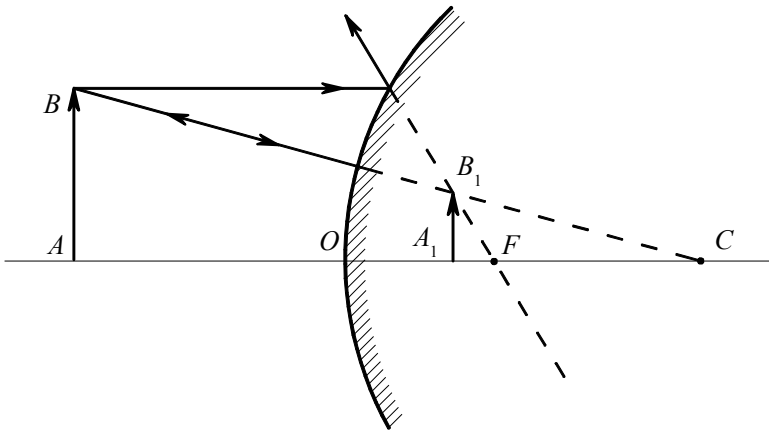


Рис. 13

З точки B один промінь проводимо паралельно до головної оптичної осі. Він відбивається так, що його продовження проходить через фокус дзеркала F . Другий промінь проводимо перпендикулярно до дзеркала. Цей промінь відбивається у зворотному напрямку, а його продовження проходить через точку C . Перетин продовжень двох променів дає уявне зображення в точці B_1 (рис. 13). Зображення є завжди уявне, пряме, зменшене.

Формула опуклого дзеркала:

$$\frac{1}{d} - \frac{1}{f} = -\frac{1}{F} \quad (1.21)$$

1.5. Центрова ідеальна оптична система. Кардинальні точки і площини оптичної системи.

Випадок заломлення світла на одній поверхні зустрічається рідко. Більшість реальних оптичних систем мають хоча б дві заломні поверхні (наприклад лінза).

Система сферичних поверхонь називається центрованою, якщо центри усіх поверхонь лежать на одній прямій, яка називається головною оптичною віссю системи.

Ідеальною називається система, в якій зберігається гомоцентричність пучків, а зображення геометрично подібне до предмету.

Гомоцентричним називається пучок, який після заломлення (навіть багаторазового) дає зображення (дійсне або уявне) у центрованій системі.

Розглянемо систему двох поверхонь (рис. 14).

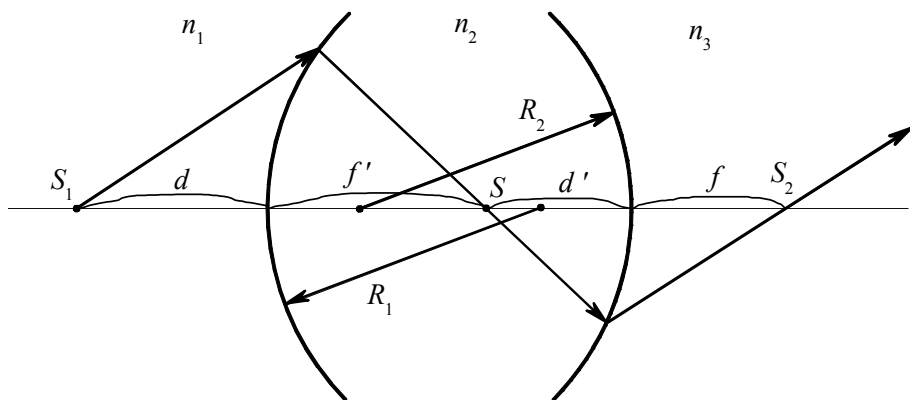


Рис. 14

Позначимо

$$f' + d' = l \quad (1.22)$$

Для ходу променів від S_1 до S можна записати:

$$\frac{n_1}{d_1} + \frac{n_2}{f'} = \frac{n_2 - n_1}{R_1} \quad (1.23)$$

Використовуючи принцип зворотності променів, запишемо:

$$\frac{n_1}{f} + \frac{n_2}{d'} = \frac{n_2 - n_1}{R_2} \quad (1.24)$$

Додаємо останні два вирази

$$\begin{aligned} \frac{n_1}{d} + \frac{n_2}{f'} + \frac{n_1}{f} + \frac{n_2}{d'} &= (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \\ \frac{n_1}{d} + \frac{n_1}{f} + \frac{n_2(d' + f')}{fd'} &= (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \\ \frac{n_1}{d} + \frac{n_1}{f} + \frac{n_2 l}{fd'} &= (n_2 - n_1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right), \end{aligned}$$

Для тонкої лінзи $l \rightarrow 0$,

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = \left(\frac{n_2}{n_1} - 1 \right) \cdot \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right). \quad (1.25)$$

Якщо зліва промені падають паралельно до головної оптичної осі системи, то після заломлення вони перетинаються у точці, яка називається фокусами системи.

Якщо $d \rightarrow 0$, то $f = F_2$.

Якщо $f \rightarrow 0$, то $d = F_1$.

Точки F_1 і F_2 називаються фокусами оптичної системи.

Площини, які проходять через фокуси перпендикулярно до головної оптичної осі називаються фокальними.

Розглянемо зображення предмета у центрованій системі (рис. 15).

Розрізняють лінійне та кутове збільшення системи. Відношення лінійних розмірів зображення до розмірів предмета називається лінійним збільшенням системи

$$N = \frac{H}{h} \quad (1.26)$$

Кутовим збільшенням системи називається відношення

$$K = \frac{\angle \delta_2}{\angle \delta_1} \quad (1.27)$$

Спряжені точки N_1 та N_2 , для яких кутове збільшення дорівнює 1, називаються головними вузлами (або точками).

Спряжені площини, для яких лінійне збільшення дорівнює 1, називаються головними площинами.

Спряжені площини проходять через головні вузли перпендикулярно до головної оптичної осі системи.

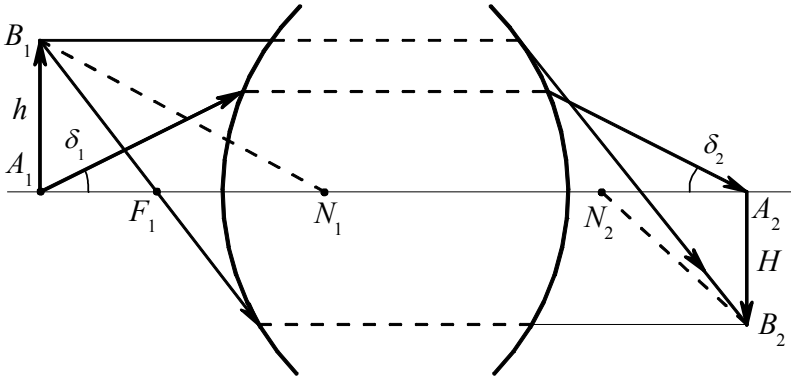


Рис. 15

1.6. Характеристики тонкої лінзи. Загальна формула лінзи. Світлосила. Зображення в тонкій лінзі. Збільшення лінзи.

Оптичними лінзами називаються тіла з однорідної прозорої речовини, обмежені сферичними поверхнями.

Лінзи, які є прозорі для видимого світла, виробляються з скла, для ультрафіолетового випромінювання – з кварцу, кам'яної солі, КСІ та ін.

Загальна формула тонкої лінзи записується у вигляді:

$$\frac{1}{d} + \frac{1}{f} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right) \quad (1.28)$$

де

d – відстань від предмета до лінзи;

f – відстань від лінзи до зображення;

n – показник заломлення лінзи;

R_1 і R_2 – радіуси кривизни лінзи.

Позначимо $\frac{1}{F} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2} \right)$ де F – головна фокусна відстань лінзи. Величина $D = \frac{1}{F}$ називається світлосилою лінзи. Одиницею світлосили є 1 *діоптрія* :

$$[D] = \frac{1}{1 \text{ м}} = 1 \text{ дптр.}$$

Характерними точками тонкої лінзи є її фокуси та центр лінзи, який називається оптичним центром лінзи. Промінь, який проходить через оптичний центр тонкої лінзи, не змінює свого напрямку (відхиленням нехтуємо).

Двоопуклі лінзи є збиральними і мають дійсні фокуси (рис. 16а). Умовне позначення \uparrow . Двоопуклі лінзи є розсіяними і мають уявні фокуси (рис. 16б).

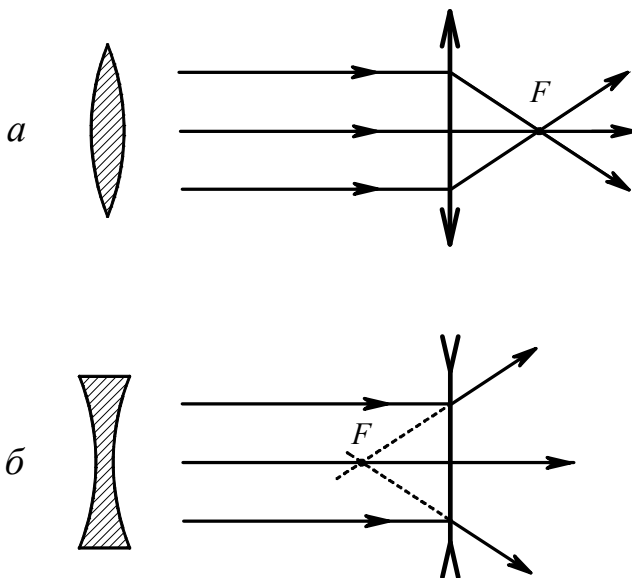


Рис. 16

Для збиральних лінз $D > 0$, для розсіяних $D < 0$.

Побудуємо зображення предмету у збиральній лінзі. Потрібно знати хід трьох променів: промінь, який падає на лінзу паралельно до

головної оптичної осі, після лінзи проходить через її фокус. Падаючий промінь, який проходить через фокус лінзи, після заломлення проходить паралельно до головної оптичної осі. Промінь, який проходить через оптичний центр лінзи, не змінює свого напрямку. Для побудови зображення вистачить провести два з цих трьох променів (рис. 17).

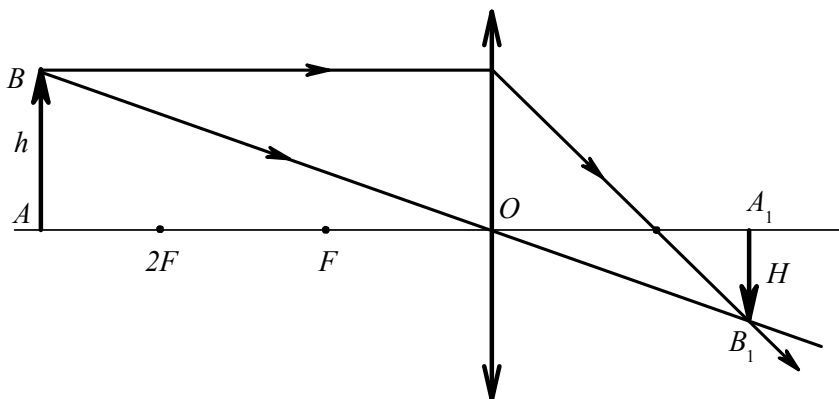


Рис. 17

Збільшенням лінзи називається:

$$N = \frac{H}{h} = \frac{f}{d} \quad (1.29)$$

- 1) Якщо $d > 2F$, то зображення дійсне, обернене, зменшене.
- 2) Якщо $d = 2F$, то зображення дійсне, обернене, нормальне.
- 3) Якщо $F < d < 2F$, то зображення дійсне, обернене, збільшене.
- 4) Якщо $d = F$, то нема ні дійсного ні уявного зображення (кажуть, що зображення у нескінченності).
- 5) $d < F$. (рис. 18)

Розглянемо останній (п'ятий) можливий випадок:

Одержане зображення уявне, пряме, збільшене (лупа). Розсіяна лінза дає лише уявне, пряме і зменшене зображення (рис. 19).

AB – предмет, A_1B_1 – зображення предмета

Промінь, який падає на розсіяну лінзу паралельно до головної оптичної осі, розсівається таким чином, що його продовження проходить через уявний фокус. Промінь, який проходить через оптичний центр лінзи, не змінює свого напрямку. Названі промені

після заломлення розходяться, а, отже, не буде дійсного зображення. Уявне зображення знаходимо на перетині продовжень променів вліво від лінзи.

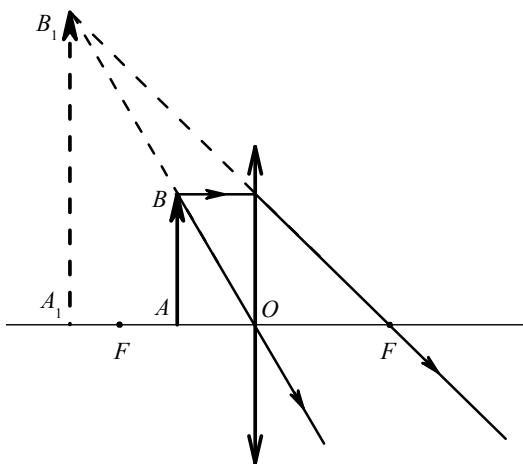


Рис. 18

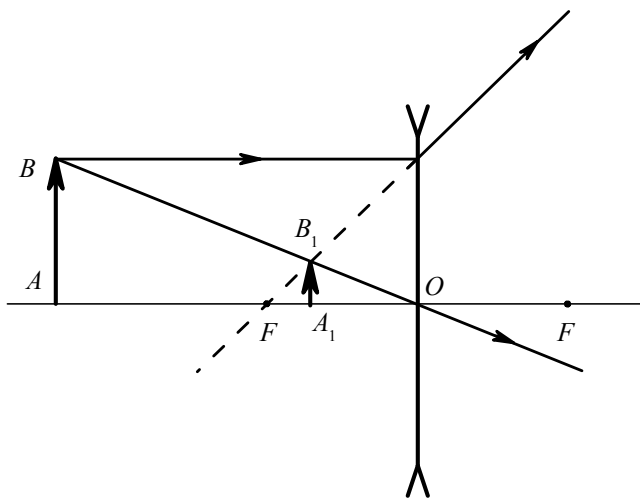


Рис. 19

1.7. Аберції оптичних систем і методи їх усунення. Роль діафрагм.

Основи побудови зображень у центрованих системах виконуються лише для параксіальних пучків і при умові $n = const$, що можливе для монохроматичного світла і малодисперсійних середовищ. У практичній оптиці ці умови не виконуються, тому зображення мають недоліки або аберації.

Одним із недоліків зображення оптичних систем є сферична аберція (рис. 20). Її суть полягає в тому, що крайні промені заломлюються більше, ніж центральні (для збиральної лінзи). Тому замість чіткого точкового зображення одержуємо розмите поздовжнє зображення (поздовжня аберція).

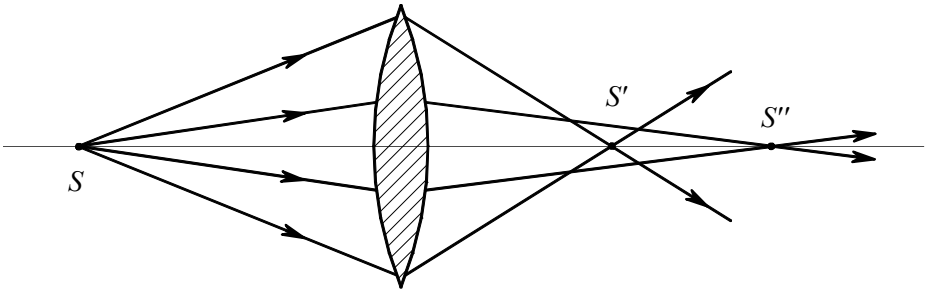


Рис. 20

Сферичну аберцію можна усунути шляхом комбінації додатних і від'ємних лінз.

Суть хроматичної аберції полягає у різному заломленні складових білого світла, внаслідок чого зображення виходить кольоровим (рис. 21).

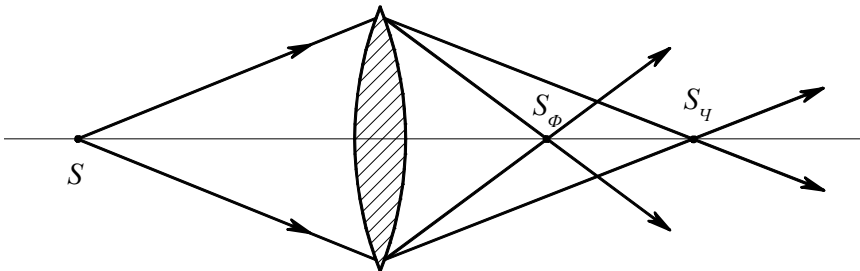


Рис. 21

Хроматичну аберацию можна усунути шляхом комбiнацiї додатних i вiд'ємних лiнз iз скла рiзних сортiв (наприклад крон i флiнт), якi володiють рiзними дисперсiями (рис. 22).

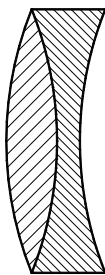


Рис. 22

Лiнза, в якiй вiдсутня хроматична аберация, називається ахроматичною.

Суть аберациi, яка називається астигматизмом, полягає в тому, що точковий об'єкт зображається у виглядi рисочки або розмитого кружка. Астигматизм системи усувається шляхом пiдбору конструктивних елементiв системи: рiдiусiв поверхонь, показникiв заломлення, вiдстанi мiж поверхнями. Системи, виправленi на астигматизм, називаються анастигматами. Фотографiчнi об'єктиви такого типу – анастигмати – мають велике поле зору (понад 50°).

Ще одна аберация оптичних систем називається дисторсiєю, яка полягає у спотвореннi лiнiйностi зображення (рис. 23).

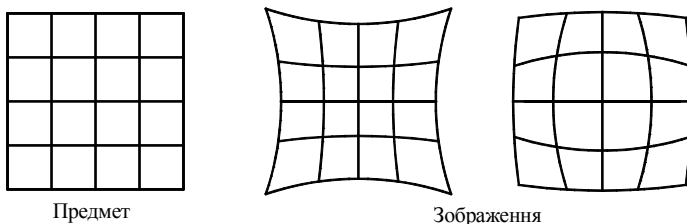


Рис. 23

Дисторсiя усувається шляхом створення складних оптичних систем.

Одним з способiв одержати чiтке зображення є правильне використання дiафрагм. Її потрiбно брати такою, щоб експозицiя була найрацiональнiшою, щоб вiдсiкалися крайнi променi.

2. ЕЛЕМЕНТИ ФОТОМЕТРІЇ

Equation Chapter 2 Section 1

2.1. Потік світлової енергії. Спектральний розподіл енергії. Функція видності.

Фотометрією називається розділ оптики, який займається вимірюванням світлових потоків та величин, пов'язаних з такими потоками.

Видиме світло представляє собою електромагнітні хвилі довжиною від 0,4 до 0,76 μm . Світлові хвилі переносять енергію. Знайдемо енергію, яка переноситься світловою хвилею через яку-небудь площадку за одиницю часу. Відношення

$$\Phi_e = \frac{W}{t} \quad (2.1)$$

називається потоком світлової енергії.

Одиницею вимірювання потоку світлової енергії є ват.

$$[\Phi_e] = \frac{1 \text{ Дж}}{1 \text{ с}} = 1 \text{ Вт}.$$

Світлова енергія переноситься усіма довжинами хвиль пучка від коротших до найдовших. Але потік світлової енергії, який припадає на елементарний інтервал довжин хвиль $d\lambda$ є неоднаковим для різних довжин хвиль. Розподіл потоку енергії за довжинами хвиль описується функцією розподілу:

$$\varphi(\lambda) = \frac{d\Phi_e}{d\lambda} \quad (2.2)$$

де $d\Phi_e$ – потік енергії, який припадає на довжини хвиль в інтервалі $\lambda - \lambda + d\lambda$. Знаючи аналітичний вигляд цієї функції, можна знайти потік енергії, який переноситься хвилями в скінченному інтервалі хвиль від λ_1 до λ_2

$$\Phi_e = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} \varphi(\lambda) d\lambda \quad (2.3)$$

Потік світлової енергії є вичерпною характеристикою пучка, з енергетичної точки зору, але нічого не говорить про його дію на людське око. Потік, який складається лише з ультрафіолетового або

інфрачервоного випромінювання, не викликає зорового відчуття навіть тоді, коли енергія пучка досить велика. Людське око реагує лише на видиме світло, причому його чутливість є різною для хвиль різної довжини. Ця залежність описується функцією видимості $V(\lambda)$. Око найчутливіше до видимого світла довжиною 0,555 мкм (зелене світло). Значення функції $V(\lambda)$ для цієї довжини хвилі приймається за одиницю. Графік функції $V(\lambda)$ має вигляд (рис. 24).

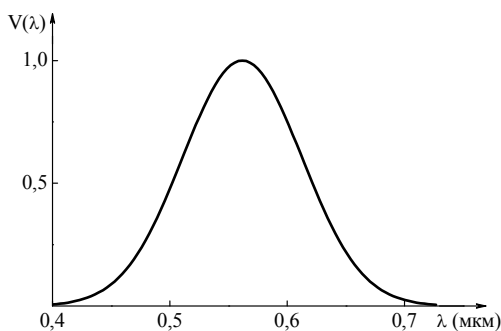


Рис. 24

2.2. Точкові джерела світла. Сила світла джерела. Світловий потік.

Джерело світла, розмірами якого можна знехтувати у порівнянні з відстанню від джерела світла до місця спостереження, називається точковим.

Основною фотометричною величиною є сила світла джерела.

Силою джерела світла I називається фізична величина, яка характеризує світіння джерела видимого випромінювання у деякому напрямку.

На XVI Генеральній конференції з мір і ваг у 1979 р., було прийняте означення одиниці сили світла – кандели, яке зв'язує світлові одиниці з енергетичними.

Кандела – сила світла у даному напрямку від джерела монохроматичного випромінювання частотою $540 \cdot 10^{12}$ Гц, енергетична сила світла якого в цьому напрямку складає $1/683$ Вт на стерadian

$$[I] = 1 \text{ кд}$$

Світло від точкового джерела світла розповсюджується у всіх напрямках у вигляді сферичної хвилі.

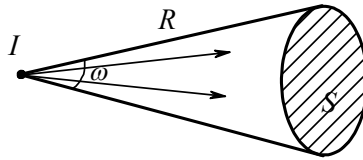


Рис. 25

Якщо площа поверхні S , то обмежує тілесний кут ω дорівнює квадрату радіуса сфери R^2 , то такий кут вважається одиничним і називається стерadianом (стер).

Світловим потоком називається фізична величина, яка дорівнює добутку сили джерела світла на тілесний кут, в якому поширюється цей потік.

$$\Phi = I \cdot \omega \quad (2.4)$$

Одиницею світлового потоку є люмен.

$$[\Phi] = 1 \text{ кд} \cdot 1 \text{ стер} = 1 \text{ лм (люмен)}$$

Люмен – світловий потік, який випромінюється ізотропним точковим джерелом світла силою в 1 кд в межах тілесного кута у 1 стер.

Навколо точкового джерела світла кількість тілесних кутів в один стерadian дорівнює

$$\omega = \frac{S}{R^2} = \frac{4\pi R^2}{R^2} = 4\pi ;$$

Тому повний світловий потік точкового джерела світла дорівнює

$$\Phi = 4 \cdot \pi \cdot I \quad (2.5)$$

Для переходу від енергетичних одиниць світлового потоку до світлових існують коефіцієнти

$$K / \lambda = 0,555 \text{ мкм} / = 650 \text{ лм} / \text{Вт} ; \text{ або}$$

$$1 \text{ Вт} / \lambda = 0,555 \text{ мкм} / = 650 \text{ лм} .$$

Усереднене значення перевіреного коефіцієнта

$$K_{cn} = 683 \text{ лм} / \text{Вт} ; 1 \text{ Вт} = 683 \text{ лм} .$$

2.3. Освітленість, яскравість, випромінювальність (світність) та їх одиниці.

Нехай світловий потік Φ падає перпендикулярно на плоску поверхню площею S (рис. 26):

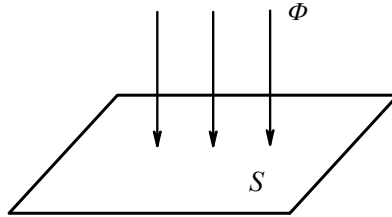


Рис. 26

Освітленістю називається фізична величина, яка дорівнює відношенню світлового потоку до площі поверхні, на яку він падає.

Одиницею освітленості є люкс.

$$[E] = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2} = 1 \text{ лк (люкс)}$$

Люкс дорівнює освітленості поверхні площею 1 м^2 , якщо на неї падає світловий потік в 1 лм .

Якщо джерело світла не є точковим, то говорять про його яскравість. Нехай I — сила світла джерела, S — поверхня випромінювання, α — кут між нормаллю до поверхні та напрямком спостереження. Тоді (рис. 27):

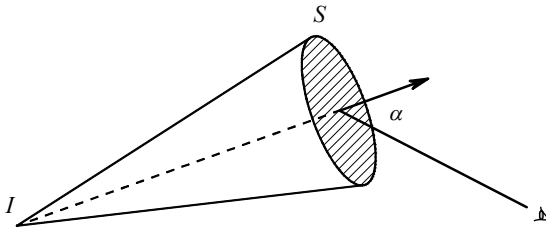


Рис. 27

Яскравістю називається фізична величина, яка дорівнює відношенню сили джерела світла до площі світної поверхні та косинуса кута між нормаллю до поверхні та напрямком на дану точку.

Одиницею яскравості є кандела на квадратний метр, яка дорівнює яскравості світної поверхні в 1 м^2 у напрямі нормалі до неї при силі світла джерела в 1 кд .

$$[L] = 1 \frac{\text{кд}}{\text{м}^2};$$

Для характеристики випромінювання енергії W з площі поверхні тіла S протягом часу t вводиться величина випромінювальності (світності) (рис. 29).

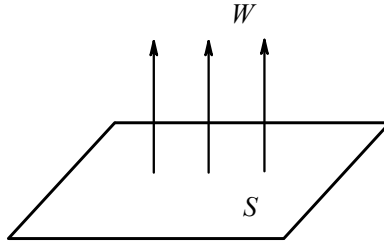


Рис. 28

$$R = \frac{W}{S \cdot t} = \frac{\Phi}{S} \quad (2.6)$$

Випромінювальністю (світністю) джерела називається фізична величина, яка дорівнює відношенню енергії, яка випромінюється джерелом, до площі його поверхні та часу випромінювання.

Одиницею випромінювальності (світності) є:

$$[R] = 1 \frac{\text{лм}}{\text{м}^2}$$

Одиницею випромінювальності (енергетичної світності) є:

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

2.4. Закон освітленості. Фотометри.

Нехай промені від точкового джерела світла силою I падають в точку поверхні під кутом α (рис. 29).

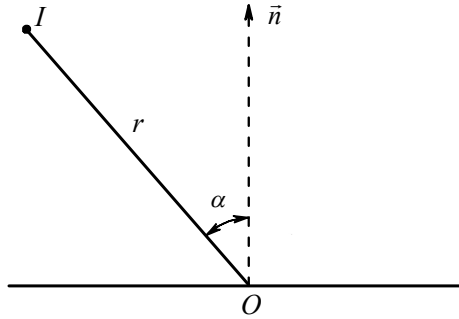


Рис. 29

Освітленість E у точці O дорівнює

$$E = \frac{I}{r^2} \cdot \cos \alpha \quad (2.7)$$

де r – відстань від джерела світла до даної точки.

Цей закон носить ім'я німецького вченого Й.Г. Ламберта.

Людське око не може дати кількісної оцінки енергії світлового пучка. Але воно може досить точно встановити рівність освітленості двох сусідніх ділянок. Цей принцип візуальної фотометрії використовується у приладі, який називається фотометром.

Фотометр складається з білої тригранної призми (рис. 30), яка знаходиться всередині зачорненої труби. Зліва і справа від граней призми встановлюються два точкові джерела світла силою I_1 та I_2 на таких відстанях r_1 і r_2 , щоб освітленість граней була однаковою.

$$\begin{aligned}
 E_1 &= E_2 \\
 \frac{I_1}{r_1^2} \cdot \sin \alpha &= \frac{I_2}{r_2^2} \cdot \sin \alpha \\
 \frac{I_1}{I_2} &= \frac{r_1^2}{r_2^2}
 \end{aligned} \quad (2.8)$$

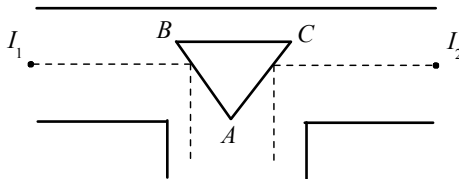


Рис. 30

Вважаючи силу джерела світла I_1 відомою, визначають силу I_2 невідомою джерела світла.

3. ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА

Equation Chapter 3 Section 1

3.1. Когерентність світлових хвиль. Інтерференція світла. Розрахунок інтерференційної картини від двох когерентних джерел світла.

Вже говорилося, що видиме світло представляє собою електромагнітні хвилі довжиною від 0,40 мкм (фіолетове світло) до 0,76 мкм (червоне світло). Розділ оптики, що вивчає явища, в яких проявляється хвильова природа світла, називається хвильовою оптикою.

Ще видатний італійський вчений Леонардо-да-Вінчі (1452-1519pp.) встановив, що якщо світлові пучки від декількох незалежних джерел розповсюджуються у просторі, то кожний з них розповсюджується так, якби інших не було, і при зустрічі з собою не взаємодіють один з одним. Взаємодіють між собою лише когерентні (узгоджені) хвилі. Дві хвилі є когерентними, якщо:

- 1) обидві хвилі мають однакову довжину чи частоту (тобто, являються монохроматичними).
- 2) різниця фаз світлових хвиль не змінюється з часом.
- 3) вектори напруженості електричного поля E хвиль зорієнтовані в одній площині.

Такі когерентні хвилі можна одержати лише від одного джерела світла, а не від фізично різних джерел.

Когерентні хвилі при зустрічі одної з іншою взаємодіють між собою або кажуть інтерферують.

Інтерференцією світла називається явище взаємодії (накладання) двох систем когерентних хвиль, внаслідок чого в одних точках простору відбувається підсилення коливань, в інших послаблення.

Нехай в точку Q простору приходять дві когерентні хвилі довжиною λ від джерела S_1 і S_2 :

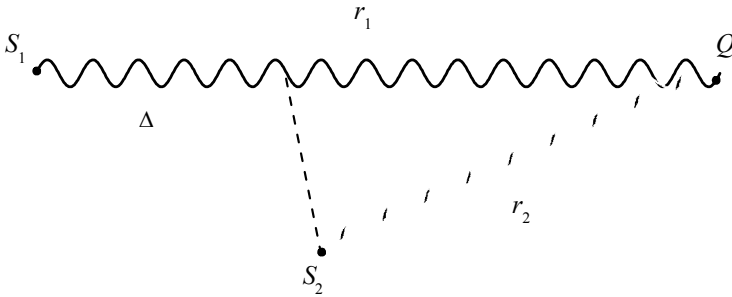


Рис. 31

Якщо в точку Q хвилі прийдуть в однакових фазах, то коливання підсилюють одне одного. Якщо коливання прийдуть в протилежних фазах, то коливання взаємно послаблюються. Поскілки джерела світла S_1 і S_2 є уявними (бо походять від одного джерела світла), то хвилі в обох джерелах виникають в однакових фазах. А їх дія у точці буде залежати від геометричної різниці ходу δ цих хвиль:

$$\delta = r_1 - r_2 \quad (3.1)$$

Якщо різниця ходу двох хвиль дорівнює парному числу півхвиль (цілому числу хвиль), то у точці Q виникне так званий максимум (посилення коливань):

$$\Delta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{max}) \quad (3.2)$$

Якщо різниця ходу двох хвиль дорівнює непарному числу півхвиль, то у точці Q буде мінімум (послаблення коливань):

$$\Delta = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (\text{min}) \quad (3.3)$$

Для здійснення інтерференції світла необхідно з одного джерела одержати два узгоджені пучки від уявних джерел світла, створити невелику різницю ходу (щоб не порушити когерентність хвиль), а потім звести їх в область, в якій вони перекриваються (поле інтерференції). Таких способів є кілька: білінза Бійє, біпризма і дзеркало Френеля, щілини Юнга, тонкі плівки, клин і т.д.

Розглянемо один з наглядних способів одержання інтерференції з допомогою біпризми Френеля, яка складається з двох прямокутних трикутних призм (рис. 32).

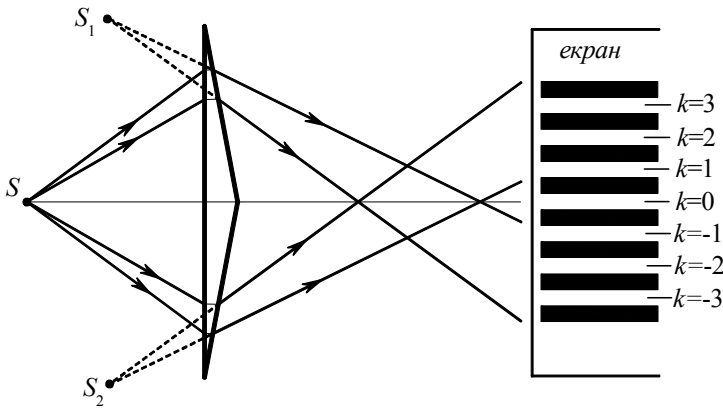


Рис. 32

На екрані, який ми умовно розвернули на 90° до спостерігача, одержуємо сукупність максимумів та мінімумів, яка називається інтерференційним спектром (k - порядок максимуму).

Розглянемо розрахунок інтерференційної картини від двох уявних джерел світла S_1 і S_2 , відстань між якими дорівнює l (рис. 33). Відстань від джерел світла до екрану дорівнює L , довжина світлових хвиль λ .

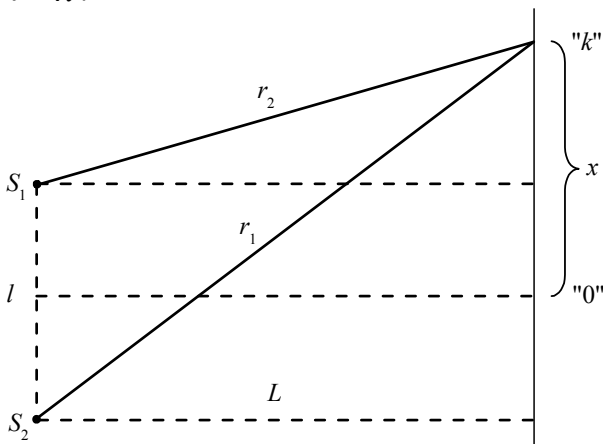


Рис. 33

З рисунка 33, ввівши позначення, маємо:

$$\begin{cases} r_1^2 = L^2 + \left(x + \frac{l}{2}\right)^2 \\ r_2^2 = L^2 + \left(x - \frac{l}{2}\right)^2 \end{cases} \quad (3.4)$$

$$r_1^2 - r_2^2 = 2xl \quad (3.5)$$

Знаходимо різницю ходу хвиль S_1K та S_2K .

$$\Delta = r_1 - r_2 = \frac{2xl}{r_1 + r_2} \quad (3.6)$$

Оскільки $L > l$, то $r_1 \approx r_2 \approx L$. Тому

$$\Delta = \frac{2xl}{2L} = \frac{xl}{L} \quad (3.7)$$

Знаходимо відстань до k -го максимуму:

$$\frac{x_{\max} l}{L} = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (3.8)$$

$$x_{\max} = \frac{k \lambda L}{l} \quad (3.9)$$

Знаходимо відстань до k -го мінімуму:

$$\frac{x_{\min} l}{L} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3.10)$$

$$x_{\min} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \cdot \frac{L}{l} \quad (3.11)$$

Відстань між двома сусідніми максимумами або мінімумами, яка називається шириною інтерференційної смуги, дорівнює:

$$\Delta x = x_{k+1} - x_k = \frac{\lambda L}{l} \quad (3.12)$$

Очевидно, що це буде справедливим лише для максимумів та мінімумів з невеликим числом k .

3.2. Інтерференція світла в тонких плівках. Кільця Ньютона.

Розглянемо інтерференцію світла в тонких плівках, які будемо вважати пластинками товщиною d з паралельними гранями і

показником заломлення n (рис. 34). Нехай на таку пластинку, яка знаходиться у повітрі (вакуумі), падає паралельний пучок монохроматичного світла довжиною λ .

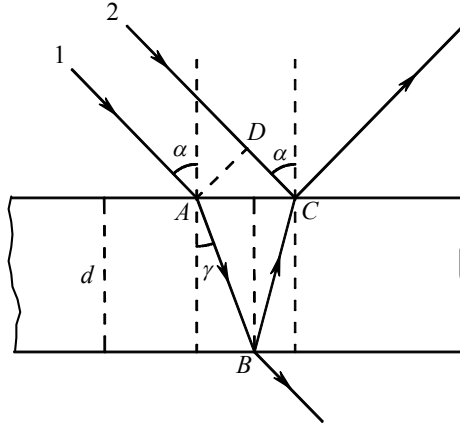


Рис. 34

α – кут падіння

γ – кут заломлення

n – показник заломлення

У точках A і C відбувається відбивання і заломлення світла. Ми розглядаємо лише ту хвилю 1, яка заломлюється у точці A , відбивається від внутрішньої поверхні в точці B і ще раз заломлюється у точці C . Розглянемо хід хвилі 2, яка відразу відбивається у точці C . Хвилі 1 і 2 є когерентними і вони інтерферують. Знайдемо оптичну різницю ходу хвиль. Оптичною довжиною шляху хвилі називається добуток її геометричного шляху на показник заломлення середовища.

$$\Delta_{mn} = (AB + BC) \cdot n - KC \quad (3.13)$$

З трикутника ABD маємо:

$$AB = \frac{d}{\cos \gamma} \quad (3.14)$$

$$AD = d \cdot \operatorname{tg} \gamma \quad (3.15)$$

$$AC = 2d \cdot \operatorname{tg} \gamma \quad (3.16)$$

З трикутника AKC маємо:

$$\frac{KC}{AC} = \sin \alpha \quad (3.17)$$

$$KC = AC \cdot \sin \alpha = 2d \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \sin \alpha$$

Знаходимо

$$\Delta_{mm} = 2 \frac{d}{\cos \gamma} \cdot n - 2d \cdot \operatorname{tg} \gamma \cdot \sin \alpha = \frac{2d}{\cos \gamma} (n - \sin \gamma \cdot \sin \alpha).$$

Але

$$\frac{\sin \alpha}{\sin \gamma} = n;$$

$$\sin \alpha = n \cdot \sin \gamma;$$

Тому

$$\delta_{mm} = \frac{2d}{\cos \gamma} (n - n \cdot \sin^2 \gamma) = \frac{2dn}{\cos \gamma} (1 - \sin^2 \gamma) = 2dn \cdot \cos \gamma;$$

$$\Delta_{mm} = 2dn \sqrt{1 - \sin^2 \gamma} = 2dn \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}} = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} \quad (3.18)$$

З теорії хвиль відомо, що якщо відбивання відбувається від густішого середовища, то фаза коливань відбитої хвилі змінюється на 180° або $\frac{\lambda}{2}$. Хвиля 2 зазнає саме таке відбивання. Тому повна оптична різниця ходу променів у плівці у відбитому світлі дорівнює:

$$\Delta_{mm} = 2d \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (3.19)$$

Умова максимуму інтерференції у плівці у відбитому світлі:

$$2d \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2} \quad (3.20)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Умова мінімуму інтерференції у плівці у відбитому світлі:

$$2d \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3.21)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Інтерференцію світла можна спостерігати у світлі, яке проходить плівку. Тоді оптична різниця ходу променів дорівнює:

$$\Delta_{mm} = 2d \sqrt{1 - \sin^2 \alpha} \quad (3.22)$$

Умова максимуму інтерференції світла у прохідному світлі:

$$2d\sqrt{1-\sin^2\alpha} = 2k\frac{\lambda}{2} \quad (3.23)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Умова мінімуму інтерференції світла у прохідному світлі:

$$2d\sqrt{1-\sin^2\alpha} = (2k+1)\frac{\lambda}{2} \quad (3.24)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

Як бачимо умова максимуму інтерференції світла у першому випадку є умовою мінімуму інтерференції у другому і навпаки. Це означає, що якщо в якій-небудь точці плівки у відбитому світлі спостерігається максимум інтерференції, то в прохідному світлі у цій точці спостерігається мінімум інтерференції. Це явище називається інверсією.

Якщо плівку освітити білим світлом, то для деяких хвиль в деяких точках виконується умова максимуму інтерференції, а в інших її мінімуму. Тому плівка виявляється забарвленою. Якщо товщина плівки змінюється, то змінюється місцезнаходження максимуму інтерференції хвиль різних довжин хвиль і плівка безперервно змінює своє забарвлення (мільні бульбашки).

Ослаблення відбитого світла внаслідок інтерференції в тонких плівках широко використовується у сучасних оптичних приладах. Лінзи і призми складних оптичних систем покриваються тонкими прозорими плівками, показник заломлення яких в меншим від показника заломлення матеріалу лінзи чи призми. Товщину плівки добирають такою, щоб найбільше ослаблення відбувалося для хвиль довжиною 0,555 мкм. Таку оптику називають просвітленою. У відбитому світлі просвітлені лінзи, призми, об'єктиви мають фіолетовий колір.

Розглянемо ще один випадок інтерференції у тонкій пластинці, яка називається кільцями Ньютона. Така інтерференція спостерігається на приладі, який складається з плоскопаралельної пластинки на якій знаходиться плоско-опукла лінза з великим радіусом кривизни R . Розглянемо паралельний пучок світла, який падає перпендикулярно на плоску поверхню лінзи (рис. 35). У точці A світло частково відбивається від внутрішньої поверхні лінзи вгору,

оскільки кривизна цієї поверхні є дуже малою. Назвемо цю хвилю хвилею 1. Частина світла проходить далі прошарок повітря товщиною l і відбивається від поверхні пластинки в точці B – хвиля 2. Хвилі 1 і 2 є когерентними і вони інтерферують.

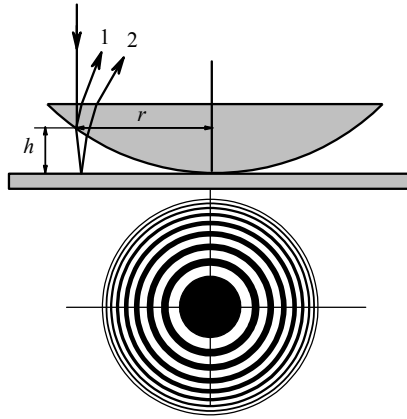


Рис. 35

$$CD = AB = l$$

Оптична різниця ходу хвиль 1 і 2 дорівнює

$$\Delta = 2l \pm \frac{\lambda}{2} \quad (3.25)$$

оскільки хвиля 1 відбивається від границі менш густого середовища і не зазнає зміни фази.

На основі теореми про перпендикуляр опущений з точки кола на його діаметр:

$$r^2 = l(2R - l) = 2Rl - l^2 \quad (3.26)$$

Виразом l^2 нехтуємо, як величиною дуже малою.

Звідси

$$l = \frac{r^2}{2R} \quad (3.27)$$

$$\Delta_{\text{геом}} = \frac{r^2}{R} \pm \frac{\lambda}{2} \quad (3.28)$$

Якщо у просторі між лінзою та пластинкою знаходиться прозора речовина, показник заломлення якої n , то

$$\Delta_{mm} = \frac{r^2}{R} \cdot n \pm \frac{\lambda}{2} \quad (3.29)$$

Умова максимуму (max) інтерференції у відбитому світлі:

$$\text{max: } r_k^2 - \frac{\lambda}{2} = 2k \frac{\lambda}{2}.$$

Умова мінімуму (min) інтерференції у відбитому світлі:

$$(\text{min}): r_k^2 + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$$

$$k = 0, 1, 2, 3, \dots$$

де r_k – радіус k -го кільця Ньютона.

3.3. Інтерферометри та їх застосування.

Інтерферометрами називаються прилади, в основі роботи яких є інтерференція світла.

Існує багато різновидностей інтерферометрів. Розглянемо принцип їх дії на прикладі інтерферометра Майкельсона. Цей інтерферометр складається із напівпрозорої тонкої пластинки, одна грань якої покрита тонким шаром срібла (рис. 36).

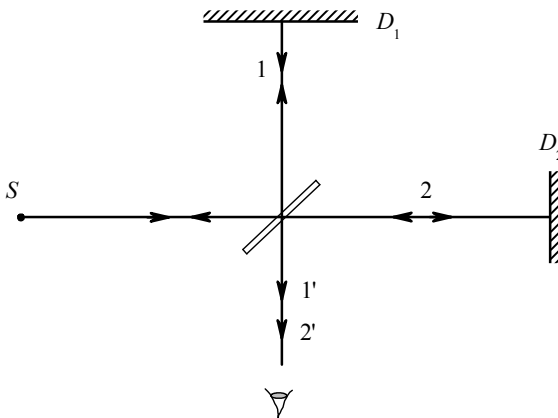


Рис. 36

Паралельний пучок світла від джерела світла S падає на напівпрозору пластинку П. Половина світлового потоку відбивається від пластинки П у напрямку променя 1, друга половина проходить через пластинку П практично не відхиляючись у напрямку променя 2.

Пучок 1 падає на плоске дзеркало D_3 і відбивається у зворотному напрямку. При його падінні на пластинку П половина світлового потоку пучка 1 відбивається до джерела S . Решта світлового потоку пучка 1 проходить пластинку П (пучок $1'$).

Пучок 2 падає на плоске дзеркало D_3 , відбивається від нього у зворотному напрямку. При падінні пучка 2 на пластинку П, половина його світлового потоку проходить пластинку П у напрямку до джерела S . Друга половина світлового потоку пучка 2 відбивається від посрібленої поверхні пластинки (пучок $2'$). Пучки $1'$ та $2'$ мають однакову інтенсивність, є когерентними між собою і тому інтерферують. Оскільки пучок 2 проходить пластинку тричі, а пучок 1 лише раз, то на шляху пучка 1 ставлять ще одну прозору пластинку П такої ж товщини. Це компенсує оптичну різницю ходу пучків 1 і 2, зв'язану з проходженням світла крізь пластинки.

Характер одержаної інтерференційної картини залежить від юстування (прецизійного налагодження) дзеркал і характеру пучка, який падає на прилад: паралельні смуги або концентричні кола.

Якщо спостерігач в окулярі приладу бачить максимум, то при пересуванні одного з дзеркал на $\frac{\lambda}{2}$, різниця ходу пучків зміниться на λ , тобто знову буде виконуватись умова максимуму інтерференції. В окулярі приладу спостерігач побачить, як замість спостережуваного максимуму підходить черговий максимум.

Інтерферометри застосовуються для вимірювання малих відстаней, наприклад, при точному визначенні коефіцієнтів теплового розширення твердих тіл, при дослідженні якості обробки поверхні, для визначення коефіцієнтів заломлення речовин і т.д.

4 ДИФРАКЦІЯ СВІТЛА

Equation Chapter 4 Section 1

4.1. Дифракція світла. Принцип Гюйгенса-Френеля. Метод зон Френеля. Прямолінійне поширення світла і принцип Гюйгенса-Френеля.

Дифракцією називається сукупність явищ, зв'язаних з відхиленням світла від законів геометричної оптики при його проходженні у середовищі з різкими неоднорідностями.

Дифракцією є огинання світловими хвилями перешкод, розміри яких співмірні з довжиною хвилі, та відхилення світла в область геометричної тіні.

Суть інтерференції та дифракції світла полягає у перерозподілі світлового потоку в результаті суперпозиції хвиль. Перерозподіл інтенсивності світлових хвиль, яка викликається суперпозицією скінченного числа когерентних хвиль, називають інтерференцією. Перерозподіл же інтенсивності, яке викликається суперпозицією, великої кількості хвиль, які збуджуються когерентними джерелами, що розміщені неперервно, називають дифракцією. Тому можна говорити про інтерференцію світла від двох щілин (щілини Юнга) і про дифракцію світла від однієї щілини (дифракція Фраунгофера).

Для розуміння суті дифракції світла та розрахунку дифракційної картини користуються положеннями, які називаються принципом Гюйгенса-Френеля:

1. Кожну точку первинної хвилі можна вважати джерелом вторинної хвилі,

2. Вторинні джерела когерентні між собою і їх сумарна дія еквівалентна дії первинного джерела.

3. Потужність випромінювання вторинного джерела залежить від поверхні хвилі і є максимальною у напрямку нормалі (рис. 37).

Якщо частина фронту первинної хвилі закрита, то вторинні хвилі випромінюються лише відкритими ділянками.

Френель запропонував розбити увесь фронт первинної хвилі на зони шириною $\frac{\lambda}{2}$ і оцінювати дію первинної хвилі в точці N як суму дій усіх вторинних хвиль.

Нехай фронт первинної хвилі складається з i зон Френеля. Перша з них має вигляд сферичного сегмента, а всі інші – сферичних поясів (рис. 38).

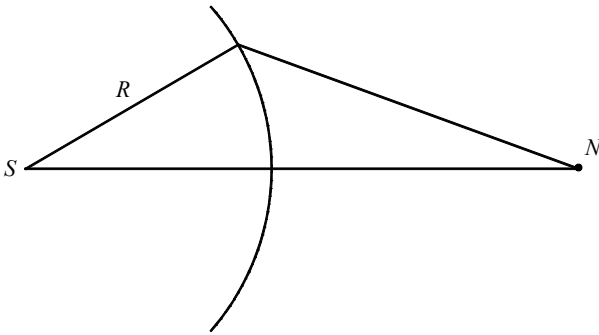


Рис. 37.

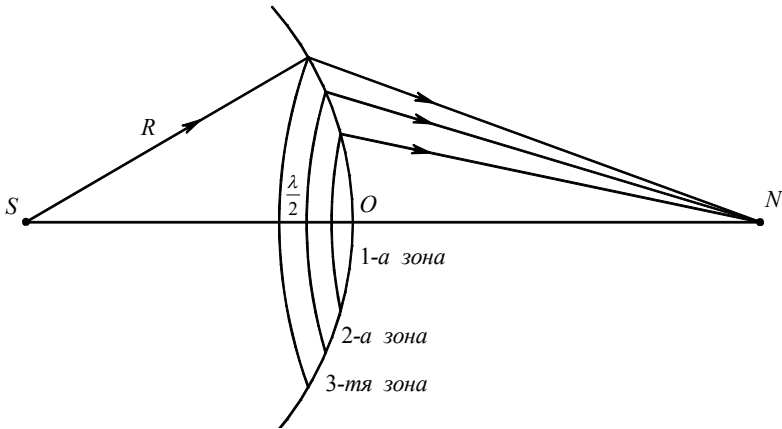


Рис. 38

Знайдемо амплітуду сумарного коливання у точці N .

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + A_5 - A_6 \dots$$

Амплітуди коливань з парних зон Френеля мають від’ємний знак, оскільки різниця ходу хвиль кожної наступної зони відрізняється на $\frac{\lambda}{2}$ від попередньої.

При цьому: $A_1 > A_2 > A_3 > A_4 > A_5 > A_6 \dots$

Приймемо, що

$$A_2 = \frac{A_1 + A_3}{2} \quad (4.1)$$

$$A_4 = \frac{A_3 + A_5}{2} \text{ і т. д.}$$

Тоді

$$A = A_1 - \frac{A_1 + A_3}{2} + A_3 - \frac{A_3 + A_5}{2} + A_5 - \frac{A_5 + A_7}{2} + \dots \quad (4.2)$$

$$\dots = \frac{1}{2}(2A_1 - A_1 - A_3 + 2A_3 - A_3 - A_5 + 2A_5 - A_5 \dots) = \frac{A_1}{2}$$

$$A = \frac{A_1}{2} \quad (4.3)$$

Амплітуда сумарних коливань дорівнює половині амплітуди коливань першої зони Френеля.

Оцінимо радіус першої зони Френеля r_1 , тобто відхилення променів, що утворюють першу зону Френеля від осі, яка сполучає джерело світла S_0 і точку N , в якій оцінюється дія джерела (рис. 39).

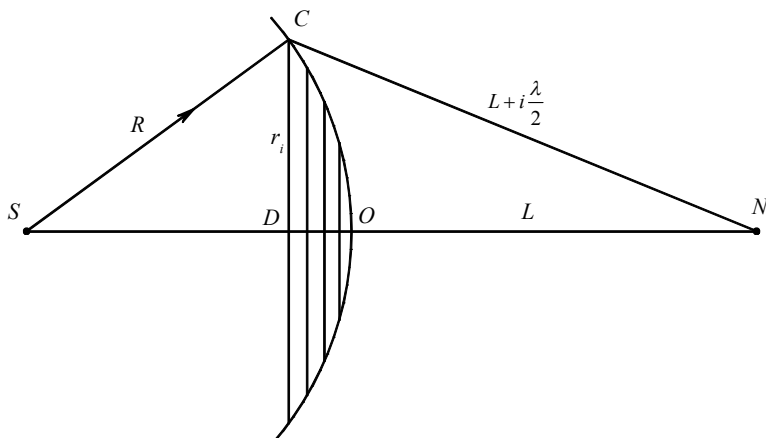


Рис. 39

$$CD = r_i; DO = h_i; S_0O = R$$

i – порядок зони Френеля

r_i – радіус i – ої зони Френеля

R – радіус кривизни хвилі

λ – довжина світлової хвилі

Запишемо:

$$\begin{cases} r_i^2 = R^2 - (R - h_i)^2 \\ r_i^2 = \left(L + i \frac{\lambda}{2}\right)^2 - (L + h_i)^2 \end{cases} \quad (4.4)$$

Прирівняємо:

$$R^2 - R^2 + 2Rh_i - h_i^2 = L^2 + L\lambda \cdot i + \left(\frac{i\lambda}{2}\right)^2 - L^2 - 2L \cdot h_i - h_i^2;$$

Нехтуючи дуже малим числом $\left(\frac{i\lambda}{2}\right)^2$, одержуємо:

$$h_i = \frac{L\lambda \cdot i}{2(R + L)} \quad (4.5)$$

Нехтуючи h_i^2 , маємо:

$$r_i^2 = 2R \cdot h_i = \frac{R \cdot L \cdot \lambda \cdot i}{R + L} \quad (4.6)$$

$$r_i = \sqrt{\frac{R \cdot L \cdot \lambda \cdot i}{R + L}} \quad (4.7)$$

Візьмемо $i=1$, $R = L = 25 \text{ см}$; $\lambda = 0,5 \cdot 10^{-6} \text{ м} = 5 \cdot 10^{-5} \text{ см}$.

$$r_1 = \sqrt{\frac{25 \cdot 25 \cdot 5 \cdot 10^{-5}}{50}} = \sqrt{25^2 \cdot 10^{-6}} = \sqrt{(25 \cdot 10^{-3})^2} \text{ см} = 0,25 \text{ мм}.$$

Як бачимо радіус першої визначальної зони Френеля є дуже малим. Отже, принцип Гюйгенса-Френеля не суперечить закону прямолінійного поширення світла в однорідному середовищі.

4.2. Дифракція сферичних хвиль.

Дифракція сферичних хвиль вивчена французьким фізиком Ж.О.Френелем (1788-1827), який у 1818 р. розробив теорію дифракції світла.

Розглянемо дифракцію сферичних хвиль на круглому отворі в непрозорому екрані (рис. 40).

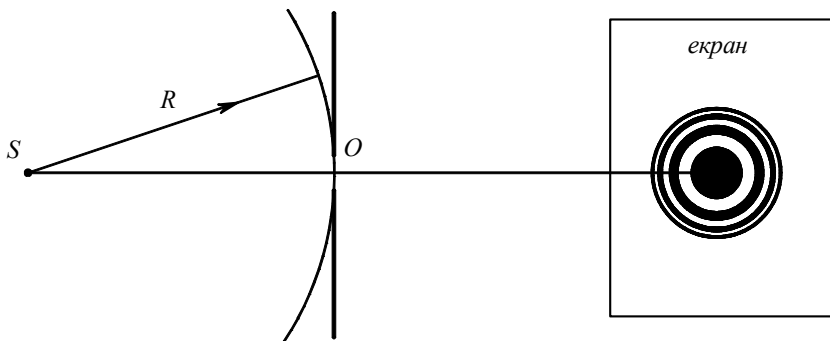


Рис. 40

Дифракційний спектр мав вигляд світлих та темних концентричних кілець. У центрі дифракційного спектру в точці N може спостерігатися і максимум і мінімум. Це залежить від величини отвору O та відстані від отвору до екрана ON , бо саме від цих величин залетить кількість k відкритих зон Френеля. Якщо в отворі вміщується непарне число зон Френеля, то в точці N спостерігатиметься максимум, оскільки коливання із сусідніх зон взаємно послаблюються. При непарному k завжди залишаються некомпенсовані коливання однієї із зон Френеля. Якщо ж отвір вміщує парне число зон Френеля при даній відстані від отвору до екрана, то в центрі концентричних кіл спостерігається мінімум дифракції, оскільки коливання з сусідніх зон попарно послаблюються. Амплітуда коливань у центрі спектра буде:

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots (-1)^{k-1} \cdot A^k = \frac{A_1 + A_k}{2} \quad (4.8)$$

(k – непарне) – (max)

$$A = A_1 - A_2 + A_3 - A_4 + \dots (-1)^{k-1} \cdot A^k = \frac{A_1 + A_{k-1}}{2} - A_k \quad (4.9)$$

(k – парне) – (min)

Розглянемо дифракцію сферичних хвиль на круглому непрозорому диску (рис. 41), який закриває перші k зон Френеля $d \sim \lambda$:

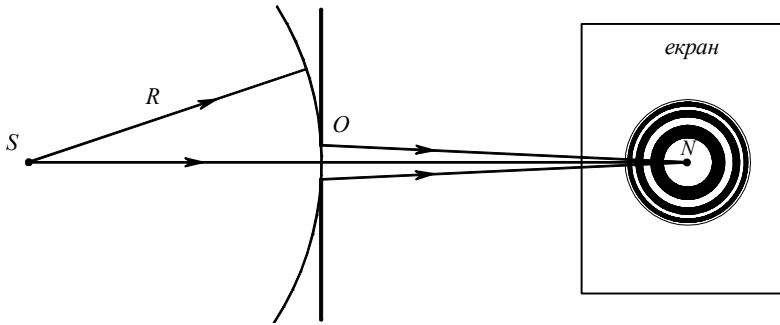


Рис. 41

У даному випадку в центрі дифракційного спектра завжди спостерігається максимум, амплітуда якого

$$A = \frac{A_{k+1}}{2} \quad (4.10)$$

оскільки першою відкритою зоною Френеля є $k+1$ зона Френеля, а сумарна дія усіх зон відкритого фронту хвилі зводиться до половинної амплітуди першої відкритої зони Френеля.

4.3. Дифракція плоских хвиль.

Дифракцію плоских хвиль або дифракцію в паралельних променях вивчив німецький фізик Йоган Францгофер (1787 – 1026) у 1821 – 1822 р.

Розглянемо дифракцію плоских хвиль на щілині шириною a (рис. 42).

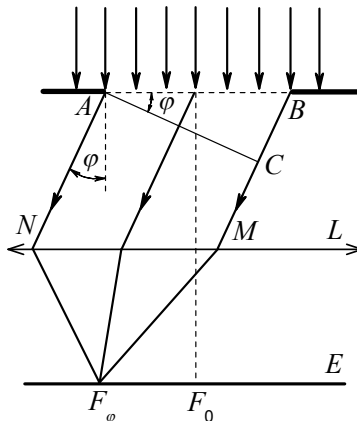


Рис. 42

Паралельний пучок світла падає нормально на вузьку щілину. На екрані спостерігається дифракційний спектр у вигляді світлих та темних смуг, які є результатом суперпозиції хвиль різних зон Френеля.

Якби під час проходження світла крізь щілину виконувався закон прямолінійного поширення світла, то на екрані, який встановлено у фокальній площині лінзи L , одержали б зображення джерела світла. Внаслідок дифракції відбувається перерозподіл інтенсивності падаючого світлового потоку і одержуємо дифракційний спектр.

Різниця ходу двох променів, які дають максимум у точці N_1 дорівнює:

$$\Delta = a \cdot \sin \varphi \quad (4.11)$$

де φ – кут відхилення.

Щілину BC можна розбити на певну кількість зон Френеля шириною $\frac{\lambda}{2}$. На стільки ж частин поділяється і різниця ходу. Якщо числа зон Френеля буде парним, а коливання сусідніх зон одного пучка взаємно послаблюються, то одержимо дифракційний мінімум:

$$a \cdot \sin \varphi = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (4.12)$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{min}$$

Якщо число зон непарне:

$$a \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (4.13)$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{max}$$

одержимо дифракційний максимум.

Число k називається порядком дифракційного максимуму.

Розглянемо дифракцію плоских хвиль на дифракційній ґратці – системі, яка складається з великого числа однакових за шириною і паралельних одна одній щілин, ще лежать в одній площині і відокремлені непрозорими проміжками однакової ширини (рис. 43). Позначимо ширину щілини літерою a , а ширину непрозорих проміжків b . Величина $d = a + b$ називається періодом дифракційної ґратки.

$$BC = a; cd = b; d = a + b; DK = \Delta = d \cdot \sin \varphi$$

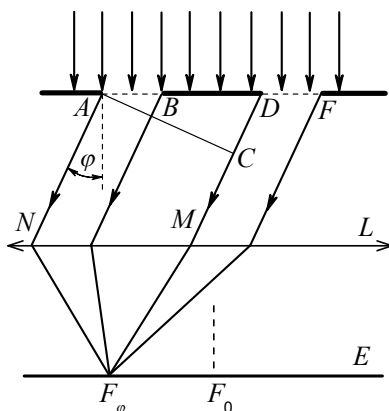


Рис. 43

Коливання в усіх точках щілин відбуваються в одній фазі, оскільки ці точки лежать на одній хвильовій поверхні. Максимум чи мінімум у точці N_1 виникає внаслідок суперпозиції хвиль, які виходять з точок B і D , що належать різним щілинам. Тому умова максимуму і мінімуму в даному випадку записується як для інтерференції двох хвиль:

$$d \cdot \sin \varphi = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (4.14)$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{max}$$

$$d \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} \quad (4.15)$$

$$k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots \quad \text{min}$$

4.4. Дифракція рентгенівських променів. Рентгенографічний метод аналізу кристалічної структури речовини.

Будь-який монокристал складається із упорядковано розміщених частинок, які утворюють просторову дифракційну ґратку, періоди якої d_1 ; d_2 ; d_3 дуже малі (порядку 10^{-8} см = 1 Å). Тому при проходженні видимого світла крізь монокристали дифракція не спостерігається. Але коротше випромінювання, яким є рентгенівські промені ($\lambda \sim 1$ Å), дифрагує на кристалічній ґратці. Розглянемо плоску

хвилю, яка падає на поверхню кристала під кутом Θ до його поверхні (рис. 44). Стала ґратки вздовж однієї з осей координат – d . Хвилі розсіюються вузлами кристалічної ґратки і інтерферують між собою.

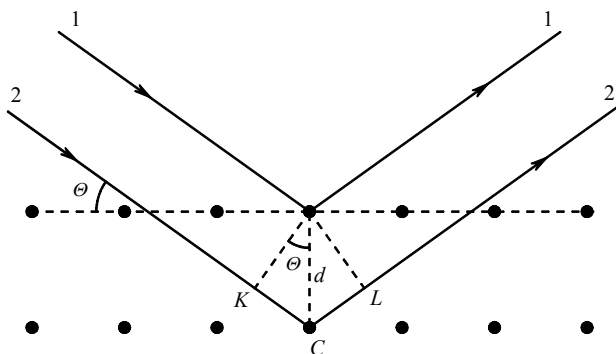


Рис. 44

Різниця ходу двох хвиль:

$$\Delta = KC + CL = 2d \cdot \sin \Theta \quad (4.16)$$

Максимуми можна спостерігати в точках, для яких:

$$2d \cdot \sin \Theta = 2k \cdot \frac{\lambda}{2} = k \cdot \lambda ;$$

$$2d \cdot \sin \Theta = k \cdot \lambda \quad (4.17)$$

$$k = 0, 1, 2, \dots$$

Ця формула називається формулою Брегга, оскільки у 1913 р. англійські фізики У.Г. та І.Л. Брегги запропонували цей метод розрахунку дифракції рентгенівських променів у кристалі. Вони відзначені Нобелівською премією з фізики за 1915 р. з формулюванням: "За важливий вклад у вивчення структури кристалів з допомогою рентгенівських променів".

Вперше дифракція рентгенівських променів від кристалів спостерігалася у 1913 р. у дослідях німецьких фізиків М. Лауе, В.Фрідріха та П. Кніпінга. За ці дослідження Макс Лауе (1879-1960) відзначено Нобелівською премією з фізики за 1914 рік з формулюванням: "За відкриття дифракції рентгенівських променів".

М. Лауе, запропонував метод аналізу кристалічної ґратки. Пучок рентгенівського випромінювання напрямляється на монокристал досліджуваної речовини. Усі хвилі, відбиті вузлами ґратки, фіксуються на фотопластинці у вигляді чорних плямок, розміщення яких

відображає симетрію кристала. За інтенсивністю плямок та відстанню між ними можна визначити просторове розміщення вузлів та відстань між ними.

Дифракційна картина, одержана при проходженні монохроматичних рентгенівських променів крізь полікристалічні зразки, називається дебаєграмою. Метод структурного аналізу дрібнокристалічних зразків, який ґрунтується на одержанні та розшифруванні їх дебаєграм, вперше запропонували у 1926 р. П. Дебай і П. Шеррер. Цей метод дуже широко використовується для дослідження структури високомолекулярних сполук, волокон та інших кристалічних тіл.

Роботи німецького фізика та хіміка Петера Дебая (1804–1966) відзначено Нобелівською премією з хімії за 1936 р. з формулюванням: "За дослідження дипольних моментів і вклад у вивчення структури молекул".

Рентгеноструктурний аналіз часто комбінується з нейтронографією – способом структурного аналізу речовини на основі використання дифракції нейтронів на атомах зразка. Нейтрон володіє і хвильовими властивостями, тому розсіяні атомарними площинами кристала нейтронні хвилі інтерферують. Можливі напрями дифрагованих нейтронних хвиль визначаються формулою Бреггів:

$$2d \cdot \sin \Theta = k \cdot \lambda \quad (4.18)$$

Дифракція нейтронів залежить від орієнтації спінів ядер кристала і його ізотопного складу. Тому дифракція нейтронів використовується у ядерній фізиці для визначення когерентних амплітуд розсіяння нейтронів на різних ядрах, а у фізиці твердого тіла – для визначення структури кристалів.

4.5. Голографія.

Голографією називається особливий спосіб фіксування на фотопластинці структури світлової хвилі, відбитої від предмету.

Голографія винайдена у 1947 р. англійським фізиком Денисом Габором, угорцем за національністю, лауреатом Нобелівської премії з фізики за 1971 рік з формулюванням: "За створення голографії".

Здійснення ідеї Габора стало можливим після появи джерел світла високої когерентності – лазерів.

Установка для одержання голограм складається із лазера, який дає паралельний пучок світла. Одна частина потоку, який називається опорним пучком 1, падає на плоске дзеркало. Друга частина потоку, який називається предметним пучком 2, попадає на предмет (рис. 45). Відбиті пучки 1 і 2 є когерентними, інтерферують між собою, що фіксується на фотопластині. Експонована таким способом і проявлена фотопластинка називається голограмою.

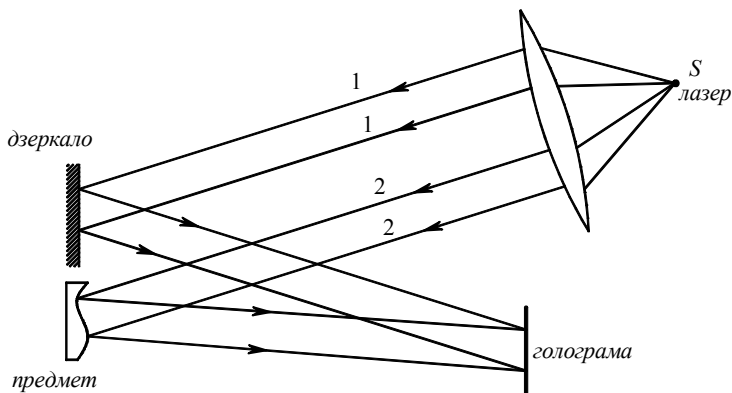


Рис. 45

Для відтворення зображення голограму ставлять в те саме місце, де вона знаходилась при експонуванні (рис. 46). Предметний пучок перекривається діафрагмою. Опорний пучок, 1-1 дифрагує на голограмі, породжуючи хвилю такої ж структури як і хвиля, відбита від предмета під час фотографування. Ця хвиля дає уявне зображення предмета, яке сприймається оком спостерігача. Інша хвиля створює дійсне зображення предмета за голограмою, яке можна спостерігати на екрані. Це зображення є псевдоскопічним: опуклі місця на предметі замінено угнутими на зображенні і навпаки.

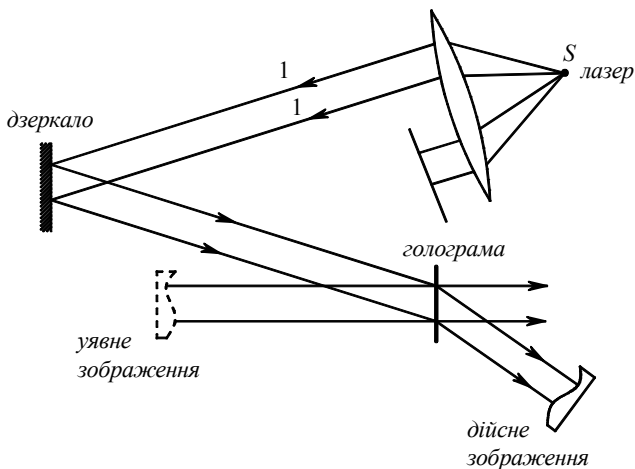


Рис. 46

Голографічне зображення є об'ємним, воно виглядає різним при розгляді з різних точок.

У 1962 р. запропоновано метод фіксування голограм на товстошаровій емульсії, що дає кольорове зображення предмета.

Голографія використовується для контролю поверхні деталей, вивчення деформацій і вібрацій, газових струмин, вибухів і плазми, бачення крізь розсіюючі середовища, компенсації хроматичної аберації, у об'ємній фотографії, кіно та телебаченні.