

**Лекція 3. Накладання світлових хвиль.
Принцип суперпозиції. Когерентність.
Часова і просторова когерентність.
Методи спостереження інтерференції
в оптиці. Двопроменева інтерференція**

Світло являє собою звичайну електромагнітну хвилю. Як відомо, при складанні двох гармонічних коливань одного періоду $S_1 = a_1 \sin(\omega t - \varphi_1)$ та $S_2 = a_2 \sin(\omega t - \varphi_2)$, що відбуваються в одному напрямку, знову отримується гармонічне коливання $S = S_1 + S_2 = A \sin(\omega t + \theta)$, для якого амплітуда результуючого коливання буде

$$A^2 = a_1^2 + 2a_1a_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2) + a_2^2,$$

а початкова фаза визначатиметься за формулою:

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{a_1 \sin \varphi_1 + a_2 \sin \varphi_2}{a_1 \cos \varphi_1 + a_2 \cos \varphi_2}.$$

Звідси видно, що $A^2 \neq a_1^2 + a_2^2$, тобто енергія результуючого коливання не дорівнює сумі енергій коливань, які складаються.

Результат складання залежить від різниці фаз $\varphi_1 - \varphi_2$ та може мати будь-яке значення, так, при $\varphi_1 - \varphi_2 = 0, 2\pi, 4\pi, \dots$, тобто $\varphi_1 - \varphi_2 = 2k\pi$, де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

$A^2 = (a_1 + a_2)^2$, $A = (a_1 + a_2) \dots \max$ (амплітуда досягає максимального значення); $A^2 = (a_1 - a_2)^2$, $A = (a_1 - a_2) \dots \min$ (амплітуда коливань буде мінімальною) при $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi, 3\pi, 5\pi, \dots$, тобто $\varphi_1 - \varphi_2 = (2k + 1)\pi$, де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$

I – інтенсивність; $I \approx A^2$ у реальних випадках змінюється з часом, і ми спостерігаємо лише деяке середнє значення \bar{I} :

$$\bar{I} = \bar{I}_1 + \bar{I}_2.$$

Треба розрізняти два випадки:

1. Різниця фаз коливань зберігається незмінною з часом t , який достатній для спостережень, тоді I відрізняється від $I_1 + I_2$ і може бути більше суми та менше, залежно від $\varphi_1 - \varphi_2$. В цьому випадку коливання називаються **когерентними**.

Джерела, які відповідають когерентним коливанням, називаються когерентними.

2. Складання коливань, при якому не має місця просте складання інтенсивностей, називається **інтерференцією**.

Різниця фаз коливань хаотично змінюється протягом часу спостережень. Інтенсивність результуючого коливання завжди дорівнює сумі інтенсивностей вихідних коливань. Коливання в цьому випадку називаються **некогерентними**: $I = I_1 + I_2$.

Реальні джерела світла обумовлені переходами електронів у атомах, тому фази коливань не узгоджені. Реальні джерела не когерентні.

Метод здійснення когерентних хвиль в оптиці

Від двох звичайних джерел світла не можна спостерігати інтерференцію, тому що випромінювання відбувається окремими атомами, які не є когерентними джерелами.

Для того щоб спостерігати інтерференцію світла, треба розщепити світлові промені, які виходять від одного джерела світла, та, направивши їх до однієї точки різними шляхами, створити між ними різницю ходу, а, отже, і різницю фаз.

Метод Юнга. Цей метод полягає у поділі пучка світла на два проходження світла через два отвори в непрозорому ек-

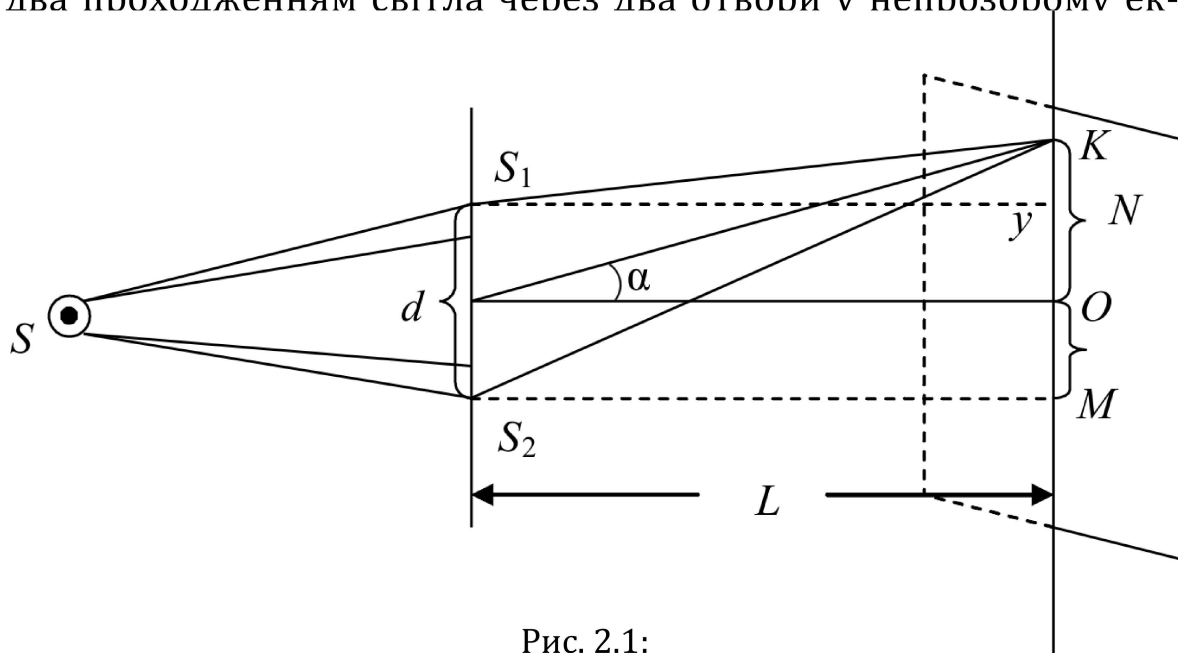


Рис. 2.1:

S – джерело монохроматичного світла;
 S_1 та S_2 – два близько розташованих отвори в екрані

За принципом Гюйгенса S_1 та S_2 – джерела вторинних хвиль, які лежать на одній хвильовій поверхні.

Фази в S_1 та S_2 однакові, а в точці K різниця фаз залежить від різниці $S_2K - S_1K = \delta$ (різниця ходу). Зрозуміло, що різниці фаз у 2π відповідає різниця ходу в λ , а це означає, що: коли $\delta = 2k \frac{\lambda}{2}$ – має місце підсилення світла (max), $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ (будь-яке ціле число); коли $\delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$ – має місце послаблення світла (min).

Знайдемо положення max та min на екрані.

$$\text{Припустимо, що } L \gg d. \text{ З } \Delta S_2 KM: (S_2K)^2 = L^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Віднімемо від першого рівняння друге:

$$\text{З } \Delta S_1 KM: (S_1K)^2 = L^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2.$$

$$(S_2K)^2 - (S_1K)^2 = 2yd, \text{ або } S_2K - S_1K = \frac{2yd}{S_2K + S_1K}.$$

$$\text{Тому що } L \gg d, \text{ то } S_2K - S_1K = \frac{2yd}{2L} = \frac{yd}{L}, \text{ тоді}$$

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{якщо } \frac{yd}{L} = 2k \frac{\lambda}{2}, \\ \text{то спостерігається світла смуга (max), } k = 0, 1, 2, 3, \dots \\ \text{якщо } \frac{yd}{L} = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \\ \text{то спостерігається темна смуга (min), } k = 0, 1, 2, 3, \dots \end{array} \right. \quad (2.1)$$

$$y = k \frac{\lambda}{d} \cdot L; \quad \alpha = \frac{y}{L}; \quad \alpha = k \frac{\lambda}{d}. \quad (2.2)$$

Тобто чим менше d , тим більше кутова відстань α між лініями.

Отримаємо на екрані ряд гіпербол, у центрі – світла смуга, потім темна, світла і т.д.

Якщо S – джерело білого світла, то отримаємо на екрані кольорові лінії. У центрі біла, а потім райдужні лінії, повернуті фіолетовим краєм до середини.

Бідзеркала Френеля. Френель використав у якості двох когерентних джерел світла зображення одного джерела світла у двох дзеркала, розташованих під кутом, близьким до 180° . Пучки світла, відбиті від одного та іншого дзеркала, при накладанні інтерферують (рис. 2.2).

Для точки C різниця ходу дорівнює

$$B_1C - B_2C = (SK + KC) - (SL + LC).$$

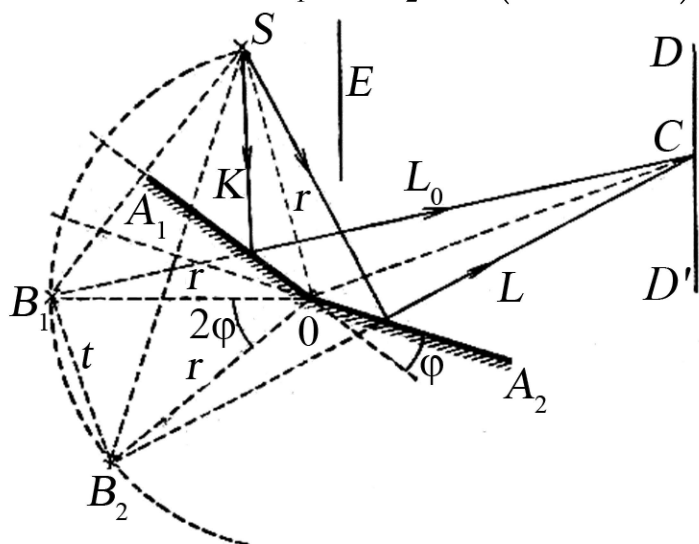


Рис. 2.2

На екрані отримаємо смужки, що чергуються: темні та світлі лінії при монохроматичному світлі та райдужні смужки, обернені фіолетовим краєм до центру, при білому. Розрахунок картини робимо за методом Юнга (2.1).

Біпризма Френеля складається з двох призм із дуже малим заломлюючим кутом, складених основами.

Пучок променів від джерела світла S , проходячи крізь верхню призму, заломлюється до її основи – вниз – і поширюється далі так, ніби він вийшов з точки S' , яка є уявним зображенням джерела S . Аналогічно отримуємо уявне джерело світла від нижньої призми. Результат інтерференції в кожній точці екрана залежить від різниці ходу між променями, що падають у цю точку від S' та S'' .

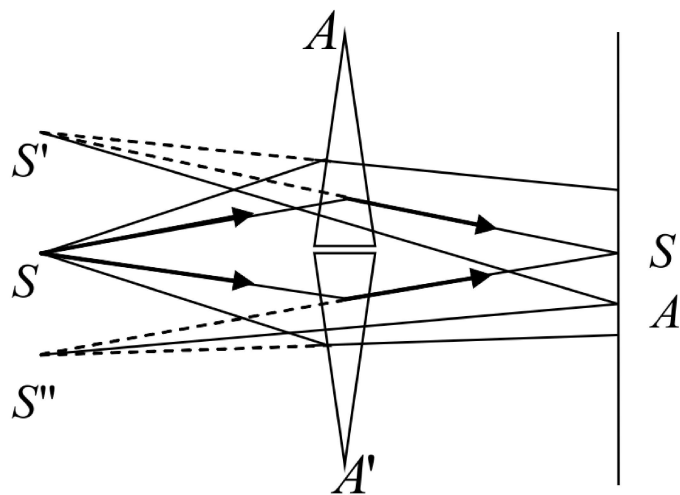


Рис. 2.3

$$\left\{ \begin{array}{l} \text{Якщо } S'A - S''A = 2k \frac{\lambda}{2}, \\ \text{то в точці } A \text{ – спостерігається світла смуга (max);} \\ \text{Якщо } S'A - S''A = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \\ \text{то в точці } A \text{ – спостерігається темна смуга (min).} \end{array} \right.$$

Якщо S – щілина, то на екрані ряд кольорових смуг, які забарвлені всіма кольорами райдуги, – при білому світлі, та темних і світлих смуг – при монохроматичному.

При білому світлі в центрі біла лінія, тому що різниця ходу для всіх променів дорівнює нулю. Розрахунки робимо за формулами Юнга (2.1).

Дзеркало Ллойда. У досліді, запропонованому Ллойдом, інтерферують промені, що виходять безпосередньо від джерела S й відбиті від поверхні дзеркала AB . Промені, відбиті від дзеркала AB , ніби виходять від уявного джерела S' , когерентного з S . Для того щоб відстань t між S і S' була досить мала, промені повинні відбиватися від дзеркала під кутом, близьким до 90° . Джерелом світла є щілина, паралельна площині дзеркала. Особливість інтерференційної картини (рис. 2.4), яка спостерігається за допомогою дзеркала Ллойда, полягає в тому, що *центральна лінія є не світлою, а темною*.

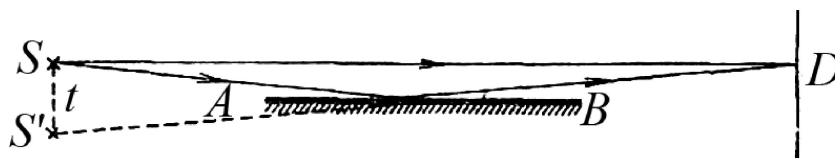


Рис. 2.4

Це вказує на те, що промені, які проходять однакові геометричні шляхи, все-таки зустрічаються на екрані в досліді Ллойда з різницею ходу $\lambda/2$. Така «втрата» півхвилі (або, інакше кажучи, зміна фази на π) відбувається при відбитті світла від поверхні скла при великому куті падіння.