

НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
“КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО”
ФІЗИКО-МАТЕМАТИЧНИЙ ФАКУЛЬТЕТ
кафедра загальної фізики

Лабораторна робота № 3-1

**ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ
БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ**

Варіант № _____

Виконав _____

Група _____

Факультет _____

Мета роботи

6. Зробити висновки по роботі.

Теорія

Інтерференція світла

1. Вивчення явища інтерференції хвиль і розрахунок ширини інтерференційної смуги.

2. Вивчення двопроменевої інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля. Отримати інтерференційну картину за допомогою біпризми (експеримент).

3. Визначити характеристик світлофільтрів - довжини хвилі в максимумі пропускання та ширини смуги пропускання.

4. Провести дослідження впливу монохроматичності світла та розмірів джерела світла на інтерференційну картину.

5. Визначити невизначеність довжини хвилі пропускання для одного із світлофільтрів і записати кінцевий результат вимірювання.

Хвильові властивості світла найбільш виразно проявляють себе в інтерференції. Ці явища характерні для хвиль будь-якої природи і порівняно просто спостерігаються в досліді для хвиль на поверхні води або для звукових хвиль. Спостерігати ж інтерференцію світлових хвиль можна тільки при певних умовах.

Визначення інтерференції хвиль

Інтерференція хвиль (від латинського *inter* – взаємно, між собою і *ferio* – вдараю, уражаю), *складання в просторі двох (або декількох) хвиль, при якому в різних його точках виникає підсилення або послаблення амплітуди*

результуючої хвилі. Інтерференція характерна для хвиль будь-якої природи; хвиль на поверхні рідини, пружних (наприклад, звукових), електромагнітних (наприклад, радіохвиль або світла).

В основі явища інтерференції лежить *принцип суперпозиції хвиль*, справедливості якого підтверджується на дослідах. Суть його в наступному.

Якщо в середовищі розповсюджується одночасно декілька хвиль, то коливання частинок середовища є геометрична сума коливань, які здійснювали б частинки при розповсюдженні кожної хвилі окремо. Значить, хвилі просто накладаються одна на другу, не спотворюючи одна одну.

В місцях зустрічі хвиль коливання середовища, які викликані кожною з хвиль, складаються одне з одним. Результат додавання (результуюча хвиля) залежить від співвідношення фаз, періодів, напрямів і амплітуд хвиль, що накладаються.

Під інтерференцією світла, як правило, розуміють широке коло явищ, в яких при накладанні пучків світла результуюча інтенсивність не дорівнює сумі інтенсивностей окремих пучків: в одних місцях вона більша, в інших менша, тобто виникають світлі і темні ділянки – інтерференційні смуги, які чергуються.

Умови, при яких має місце інтерференція

Хвилі повинні бути когерентними. *Когерентність* (від латинського *cohaerens* – що знаходиться в зв'язку), узгоджене протікання з часом і в прос-

торі декількох коливальних або хвильових процесів, яке проявляється при їхньому додаванні. Коливання (хвилі) називаються когерентними, якщо різниця фаз залишається сталою або закономірно змінюється з часом і при додаванні коливань (хвиль) визначає амплітуду сумарного коливання.

Когерентні хвилі є монохроматичними ($\omega_1 = \omega_2$). Світло, яке випромінюється звичайними (не лазерними) джерелами, не буває строго монохроматичним. Тому для спостереження інтерференції світло від одного джерела необхідно розділити на два пучки, а потім накласти їх один на одного. Існуючі експериментальні методи отримання когерентних пучків із одного світлового пучка можна поділити на два класи. В методі ділення хвильового фронту пучок пропускається, наприклад, через два близько розташованих отвори в непрозорому екрані. Такий метод годиться тільки при досить малих розмірах джерела. В іншому методі пучок ділиться однією або декількома поверхнями, які частково відбивають і пропускають світло. Цей метод поділу амплітуди може застосовуватись і для протяжних джерел. Він забезпечує більшу інтенсивність і лежить в основі дії різних інтерферометрів. В залежності від числа пучків, які інтерферують, розрізняють двопроменеві і багатопроменеві інтерферометри, які мають важливе практичне застосування в техніці, метрології і спектроскопії.

Розглянемо інтерференцію монохроматичного світла. Світлові коливання в деякій точці, через яку проходить строго монохроматична хвиля, повинні відбуватись нескінченно довго і мати незмінну частоту і амплітуду. Звичайне світло, яке випромінюється будь-яким реальним джерелом, не має цієї властивості. Тим не менше монохроматична ідеалізація є достатньою для розв'язання багатьох задач. Зокрема при вивченні явищ інтерференції вона годиться для визначення положення максимумів і мінімумів інтерференційної картини.

Нехай розділення на дві когерентні хвилі відбувається в точці O

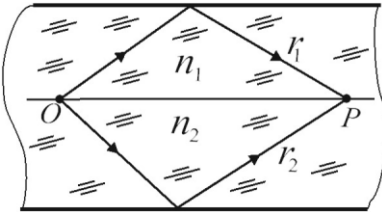


Рис.1.

(рис.1). До точки P , в якій спостерігається інтерференційна картина, одна хвиля в середовищі з показником n_1 , проходить шлях r_1 , а друга — в середовищі з показником заломлення n_2 — шлях r_2 . Перша хвиля викличе в точці P коливання

$$\vec{E}_1 = \vec{E}_{m1} \cos(\omega t - k_1 r_1 + \varphi_{01}), (1)$$

а друга

$$\vec{E}_2 = \vec{E}_{m2} \cos(\omega t - k_2 r_2 + \varphi_{02}), (2)$$

де

$$\begin{aligned} k_1 &= \omega/v_1 = \omega n_1/c = 2\pi n_1/\lambda_0, \\ k_2 &= \omega/v_2 = \omega n_2/c = 2\pi n_2/\lambda_0 \end{aligned} (3)$$

хвильові числа першої і другої хвиль, c — швидкість світла у вакуумі, $\lambda_0 = c/v$ — довжина хвилі у вакуумі, φ_{01} і φ_{02} — початкові фази.

Згідно принципу суперпозиції, напруженість результуючого поля в точці P дорівнює їх векторній сумі:

$$\vec{E}_P = \vec{E}_1 + \vec{E}_2. (4)$$

В результаті додавання двох гармонічних коливань однакової частоти отримується коливання тієї ж частоти, а незмінна з часом його амплітуда залежить від співвідношення фаз коливань, які додаються (§9.4) [1], і тому в різних точках спостереження амплітуда має, взагалі кажучи, різні значення.

Зважаючи на дуже велику частоту оптичних коливань ($\nu \sim 10^{14}$ Гц) напруженість \vec{E}_P неможливо виміряти безпосередньо. Всі приймачі випромінювання вимірюють енергетичні величини (інтенсивність світла або освітленість поверхні) усереднені за проміжок часу, який набагато більший за період оптичних коливань. Тому величини, які експериментально вимірюють, пропорційні середньому значенню квадрату напруженості електричного поля $I_P \sim \langle E_P^2 \rangle$ за час, який визначається інерційністю приймача випромінювання:

Враховуючи, що інтенсивності хвиль пропорційні квадратам їхніх амплітуд, для інтенсивності результуючого коливання в точці P отримаємо:

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi, (5)$$

де

$$\varphi = k_2 r_2 - k_1 r_1 + \varphi_{01} - \varphi_{02} (6)$$

різниця фаз двох когерентних хвиль від одного джерела. Із урахуванням (3) запишемо (6) у наступному вигляді:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0}(r_2 n_2 - r_1 n_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}. \quad (7)$$

Добуток геометричної довжини шляху світлової хвилі на показник заломлення цього середовища називається *оптичною довжиною шляху*, а різниця оптичних довжин шляхів, що пройшли хвилі, $\Delta = r_2 n_2 - r_1 n_1$ – *оптичною різницею ходу*.

У випадку когерентних хвиль $\varphi_{01} - \varphi_{02} = \text{const}$, тому для зручності будемо вважати, що $\varphi_{01} = \varphi_{02}$. В результаті (23) перепишеться так:

$$I_P = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta. \quad (8)$$

Якщо оптична різниця ходу дорівнює парному числу півхвиль у вакуумі:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda_0}{2}, \quad (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (9)$$

то $\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 2m\pi$, і коливання, що збуджуються в точці P обома хвилями, відбуваються в однакових фазах. Число m називається *порядком інтерференції*. Тоді $\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = 1$ і результуюча інтенсивність – максимальна:

$$\begin{aligned} I_{Pmax} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (E_{m1} \neq E_{m2}); \\ I_{Pmax} &= 4I_1 \quad (E_{m1} = E_{m2}). \end{aligned} \quad (10)$$

Таким чином, максимум інтенсивності при накладанні двох когерентних хвиль буде у точках, для яких виконується умова (9), тобто на оптичній різниці ходу укладається парне число півхвиль ($\lambda_0/2$). Сукупність таких точок утворює інтерференційні лінії (смуги), порядок яких визначається числом m .

Якщо оптична різниця ходу:

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2} \quad (m=0, \pm 1, \pm 2, \dots), \quad (11)$$

то $\varphi = (2m + 1)\pi$ і коливання, що збуджуються в точці P обома хвилями, знаходяться у протифазі. Це означає, що $\cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta = -1$ і результуюча інтенсивність в цій точці згідно (8) буде мінімальна:

$$\begin{aligned} I_{Pmin} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} \quad (E_{m1} \neq E_{m2}); \\ I_{Pmin} &= 0 \quad (E_{m1} = E_{m2}). \end{aligned} \quad (12)$$

Мінімум інтенсивності отримаємо в точках, для яких оптична різниця ходу променів вміщує непарне число півхвиль ($\lambda_0/2$). Таким чином (9) – умова *інтерференційного максимуму*, а (11) – умова *інтерференційного мінімуму*.

Розрахунок інтерференційної картини від двох когерентних джерел

Розглянемо випадок інтерференції хвиль від двох однакових синфазних ($\varphi_{01} = \varphi_{02}$) монохроматичних точкових джерел S_1 і S_2 (рис.2), які знаходяться на відстані d одне від одного в

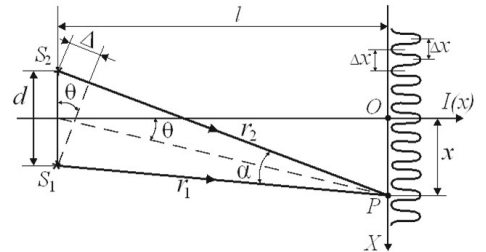


Рис.2.

середовищі з показником заломлення $n=1$. Якщо відстань l до екрана, де спостерігаються інтерференційні смуги, набагато більша відстані між джерелами

($l \gg d$), то коливання в точці P , що збуджуються хвилями від S_1 і S_2 мають однаковий напрямок. Вважаємо, що однакові амплітуди хвиль ($I_1 = I_2 = I_0$). Інтенсивність результуючого коливання в точці P згідно (8) буде:

$$I_P = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta\right) = 4I_0 \cos^2 \left(\frac{\pi}{\lambda_0} \Delta\right), \quad (13)$$

де I_0 – інтенсивність коливань від одного джерела, $\Delta = (r_2 - r_1)$ – різниця ходу хвиль, що інтерферують. Освітленість екрана в мінімумах дорівнює нулю, а в максимумах – $4I_0$. Положення максимумів визначається умовою (9).

В тому випадку, якщо хвилі від джерел розповсюджуються не у вакуумі, а в середовищі з показником заломлення n , формула (13) залишається справедливою, але в ній під Δ необхідно розуміти не геометричну, а оптичну різницю ходу хвиль, що інтерферують: $\Delta = n(r_2 - r_1)$.

Щоб знайти залежність освітленості екрана від координати x (рис.2), необхідно різницю ходу Δ виразити через координату x точки спостереження P . Для зручності введемо кут θ , що утворюється напрямком на точку P з перпендикуляром до лінії, яка з'єднує джерела (тобто з оптичною віссю схеми, яка розглядається). Для практично важливого випадку малих значень θ ($\theta \ll 1$), для різниці ходу можна записати $\Delta \approx d \sin \theta \approx d \cdot \theta$. Так як $\operatorname{tg} \theta \approx \theta \approx x/l$, то $\Delta \approx xd/l$. Підставляючи цей вираз для Δ в (13), отримаємо

$$I_P(x) = 2I_0 \left(1 + \cos \frac{2\pi dx}{\lambda_0 l}\right). \quad (14)$$

В точці, для якої $x = 0$, розташований максимум, який відповідає нульовій різниці ходу. Для цього максимуму порядок інтерференції $m = 0$. Це центр інтерференційної картини. Відстань між *сусідніми максимумами* або *мінімумами* (просторовий період інтерференційної картини) визначається із умови:

$$\frac{2\pi d \cdot \Delta x}{\lambda_0 l} = 2\pi.$$

Звідки

$$\Delta x = \frac{\lambda_0 l}{d} \quad (15)$$

Формула (33) визначає так звану *ширину інтерференційної смуги*.

Інтерференція квазімонохроматичного світла. Часова когерентність

У всіх описаних вище інтерференційних дослідах при їхній інтерпретації вважалось, що джерело випромінює монохроматичне світло (світло однієї частоти ν ($\Delta\nu = 0$), або однієї довжини хвилі λ ($\Delta\lambda = 0$)). Природно, що результати отримані для монохроматичного світла, мають обмежене застосування. В цьому параграфі ми з'ясуємо, до яких змін в інтерференційних явищах призводить врахування спектрального складу ($\Delta\lambda \neq 0$) реальних джерел світла.

Розглянемо найпростіший випадок, коли джерело випромінює дві дуже вузькі, близькі одна до одної спектральні лінії з частотами ω_1 і ω_2 . Якби випромінювання на кожній із частот представляло собою нескінченну сину-

соїдальну хвилю, то результуюче випромінювання було б хвилею середньої частоти з амплітудою, що періодично змінювалась би. Але в дійсності випромінювання кожної із спектральних компонентів є хаотична послідовність більш— менш довгих хвильових цугів. Як правило, за час спостереження проходить багато цугів, коливання в яких ніяк не зв'язані за фазою. Тому можна вважати, що замість одного є два розташованих в одному місці джерела і незалежно одне від одного випромінюють хвилі з частотами ω_1 і ω_2 . При виконанні інтерференційних дослідів з такими джерелами кожна із хвиль створює свою інтерференційну картину і ці картини просто накладаються одна на одну.

Якщо частоти ω_1 і ω_2 (λ_1 і λ_2) мало відрізняються (таке світло називають квазімонохроматичним, тобто майже монохроматичним), то інтерференційні смуги в кожній картині мають майже однакову ширину (формула (15)). В тих випадках, де світлі смуги однієї картини накладаються на світлі смуги іншої, чіткість смуг в сумарній картині найбільша. Навпаки, там, де світлі смуги однієї картини співпадають з темними смугами іншої картини, чіткість смуг зменшується майже до повного їх зникнення. Дослідимо це питання кількісно. Інтенсивність результуючого коливання в точці P (рис.2) екрану визначається формулою (5), де різниця фаз двох коливань буде:

$$\varphi = (\omega_1 - \omega_2)t + (k_2 r_2 - k_1 r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}, \quad (16)$$

або

$$\varphi = \Delta\omega t + \varphi_p, \quad (17)$$

де $\varphi_p = (k_2 r_2 - k_1 r_1) + \varphi_{01} - \varphi_{02}$ — різниця фаз двох коливань в точці P , що визначається формулою (6). Якщо інтенсивності хвиль з частотами ω_1 і ω_2 однакові ($I_1 = I_2 = I_0$), то формула (5) переписється так:

$$I_p = 2I_0(1 + \cos(\Delta\omega t + \varphi_p)),$$

або

$$I_p = 4I_0 \cos^2\left(\frac{\Delta\omega}{2}t + \frac{\varphi_p}{2}\right). \quad (18)$$

Приблизний вид залежності інтенсивності світла в точці P від часу показаний на рис.6 згідно формули (18). Якщо час спостереження в точці знач-

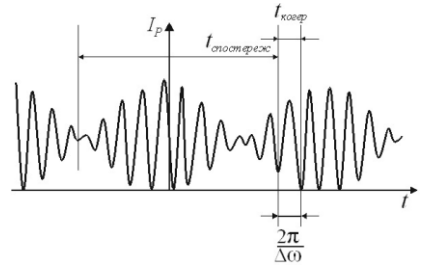


Рис.3.

ний, то ні максимуму, ні мінімуму не фіксуємо (рис.3). Для часу $t_{\text{спостереж}} > t_{\text{когер}} = \frac{2\pi}{\Delta\omega}$ в точці P будуть пульсації інтенсивності. Якщо час спостереження дорівнює $t_{\text{когер}} = 2\pi/\Delta\omega$, то в точці P буде або максимум, або мінімум інтерференційної картини. Час $t_{\text{когер}}$ називається часом когерентності. Це такий проміжок часу, протягом якого випадкова зміна фази хвилі досягає значення π . Тоді

$$\frac{\Delta\omega}{2}(t + t_{\text{когер}}) + \frac{\varphi_p}{2} - \left(\frac{\Delta\omega}{2}t + \frac{\varphi_p}{2}\right) = \pi.$$

Звідси знаходимо, що

$$t_{\text{когер}} = 2\pi/\Delta\omega = 1/\Delta\nu. \quad (19)$$

Якщо врахувати, що $\nu = c/\lambda$, то

$$|\Delta\nu| = c\Delta\lambda/\lambda^2 \text{ і} \\ t_{\text{когер}} = \lambda^2/(c\Delta\lambda). \quad (20)$$

Відстань $l_{\text{когер}} = ct_{\text{когер}}$, на яку розповсюджується хвиля за час $t_{\text{когер}}$ називається *довжиною когерентності* (або довжиною цуга). Довжина когерентності є та відстань, на якій випадкова зміна фази хвилі досягає значення приблизно π . Для отримання інтерференційної картини методом поділу природної хвилі на дві частини необхідно, щоб оптична різниця ходу Δ була менша, ніж довжина когерентності $l_{\text{когер}}$. Ця вимога обмежує число видимих інтерференційних смуг, що спостерігаються за схемою, яка показана на рис.3. Із збільшенням номера смуги m різниця ходу зростає, внаслідок чого чіткість смуг (їх видність) стає меншою і меншою.

Довжині когерентності відповідає максимально можливий порядок інтерференції:

$$m_{\text{max}}\lambda \approx l_{\text{когер}} = \lambda^2/\Delta\lambda.$$

Звідки

$$m_{\text{max}} = \lambda/\Delta\lambda. \quad (21)$$

Для білого світла (сонце, лампа розжарювання, дуга з вугільними електродами) ефективним діапазоном довжин хвиль для візуального спостереження є приблизно довжини хвиль від 0,4 до 0,7 мкм, тобто $\Delta\lambda \sim \lambda$. В цьому випадку $m_{\text{max}} \sim 1$ і інтерференційні смуги, здавалось би, спостерігатись не повинні. Дійсно, приймач випроміню-

вання, який має однакову чутливість на різних ділянках спектру, наприклад термоелемент, покаже при переміщенні в полі зору поперек смуг майже рівномірний розподіл освітленості. Але око є селективний приймач із сильно змінною чутливістю в залежності від довжини хвилі, що дає деяким хвилям перевагу перед іншими. Візуальне спостереження смуг в білому світлі полегшується, дякуючи здатності нашого зору розрізняти кольори, а не тільки інтенсивність світла. Тому в білому світлі око розрізняє біля десятка забарвлень інтерференційних смуг. Коли різниця ходу дорівнює нулю для деяких місць, куди обидві інтерферуючі хвилі приходять в однаковій фазі, умова максимуму виконується для всіх довжин хвиль. В цьому місці виникає ахроматична (тобто незабарвлена) світла смуга. По обидва боки від неї знаходяться забарвлені максимумами і мінімумами, а за ними поле зору здається оку рівномірно освітленим білим світлом. Таке походження чудових інтерференційних кольорів в тонких плівках мастила або бензину на поверхні води. Легко оцінити максимальну товщину плівки, при якій можливе візуальне спостереження інтерференції в білому світлі. Приймаючи $m_{\text{max}} \approx 10$ для максимальної можливої різниці ходу отримуємо $\Delta_{\text{max}} \sim 10(\lambda)$, (де $\langle\lambda\rangle = 0,5$ мкм). При цьому товщина плівки вдвічі менша (промінь два рази проходить плівку): $h_{\text{max}} \sim 5(\lambda) \sim 2,5$ мкм.

Роль кінцевих розмірів джерела світла на інтерференційну картину.

Просторова когерентність

При аналізі інтерференційних дослідів первинне джерело хвиль вважалось точковим. Однак всі реальні джерела світла мають кінцеві розміри. Збільшення розмірів джерела, як і розширення спектру світла, яке випромінюється, приводить до погіршення контрастності (видності) інтерференційних смуг і навіть до їх повного зникнення. Щоб в'ясувати роль розмірів джерела будемо вважати тут випромінювання монохроматичним ($\Delta\lambda = 0$).

Протяжне джерело, яке світить, складається із великого числа точкових взаємно некогерентних елементів.

Розглянемо протяжне джерело світла, розміри якого D (це ширина

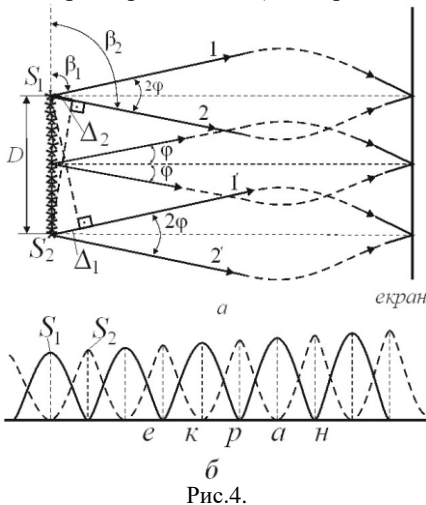


Рис.4.

щілини, яка освітлюється). Це відстань S_1S_2) (рис.4,а). Щілина розміщена перпендикулярно площині рисунка. Кожна

точка (щілина) такого джерела (широку щілину розбиваємо на ряд паралельних вузьких щілин, які і є джерелами світла) є точковим джерелом світла. Розглянемо дві такі крайні точки S_1 і S_2 (рис.4,а), які є некогерентними світними точками. В інтерференційних дослідах світло від кожного джерела попадає в деяку точку спостереження на екрані двома різними шляхами (див. рис.1). Розглянемо випадок, коли промені, що інтерферують, виходять із кожної точки джерела симетрично відносно нормалі до лінії S_1S_2 . Нехай промінь, який іде від S_1 по одному із цих шляхів, утворює кут β_1 (промінь 1) із лінією S_1S_2 , а іншим шляхом – кут β_2 (промінь 2). Для джерела S_2 відповідні промені $1'$ і $2'$. Зсув двох інтерференційних картин на екрані, що створюються джерелами S_1 і S_2 визначається сумою різниць ходу Δ_1 променів 1 і $1'$ і Δ_2 променів 2 і $2'$.

$$\Delta_1 = D \sin\left(\frac{\pi}{2} - \beta_1\right) = D \cos \beta_1,$$

$$\Delta_2 = D \sin\left(\beta_2 - \frac{\pi}{2}\right) = -D \cos \beta_2.$$

Тоді

$$\Delta_1 + \Delta_2 = D(\cos \beta_1 - \cos \beta_2).$$

Для симетричного випадку (рис.7,а) кут $\beta_1 = \frac{\pi}{2} - \varphi$, кут $\beta_2 = \frac{\pi}{2} + \varphi$. Тоді $\Delta_1 + \Delta_2 = 2D \sin \varphi$. Якщо $\Delta_1 + \Delta_2 = 0$, то максимуми однієї картини співпадають з максимумами іншої. При $\Delta_1 + \Delta_2 = \frac{\lambda}{2}$ світлі смуги інтерференційної картини від джерела S_1 суміщаються із темними смугами інтерференційної картини від джерела S_2 (рис.4,б). Тому умовою отримання хорошої інтерференційної

картини від протяжного джерела можна прийняти нерівність

$$\Delta_1 + \Delta_2 = 2D \sin \varphi \leq \frac{\lambda}{2} \quad (22)$$

Для випадку малого кута $\sin \varphi \approx \varphi$ і (22) можна переписати так:

$$D \leq \lambda / (2 \cdot 2\varphi), \quad (23)$$

де 2φ – кут між інтерферуючими променями, що виходять із джерела, називається **апертурою інтерференції**.

В досліді з біпризмою Френеля (рис.5.) апертура інтерференції також практично однакова по всьому полю і дорівнює

$$2\varphi = \frac{\alpha(n-1)b}{r+b} \approx 2\alpha(n-1)$$

(останнє справедливе при $r \ll b$). Підставляючи 2φ у (43), знаходимо, що $D \leq \lambda / (4\alpha(n-1))$. Наприклад, для $\lambda = 0,6 \mu\text{м}$, $\alpha = 30'$, $n = 1,5$ розмір джерела S (ширина щілини) повинен бути $D \leq 0,034 \text{мм}$.

Інтерференційні схеми. Біпризма Френеля

Описана вище інтерференційна картина (рис.1) утворюється при інтерференції двох ідеальних монохроматичних хвиль однієї частоти. Але дослід показує, що отримати такі строго когерентні хвилі і спостерігати інтерференцію світла від двох незалежних реальних джерел (за винятком лазерів) неможливо. Це зумовлено наявністю у реальних джерел лінійних розмірів і самим механізмом випромінювання тілами світла. Відомо, що тіла випромінюють світло не у вигляді неперервної хвилі, а як послідовність коротких ім-

пульсів або обірваних «шматків» хвиль, які називають цугами. Ці цуги ніяк не пов'язані між собою і мають випадкові початкові фази. Тому початкова фаза в реальному світловому пучку дуже швидко й безладно змінюється. Так само змінюється і різниця фаз у пучках від незалежних джерел, тобто вони є некогерентними. Тому у формулі (5) $\cos \varphi = 0$ і інтерференція відсутня. Але нестійкість початкових фаз можна подолати і спостерігати інтерференцію світла, скориставшись одним точковим монохроматичним джерелом (вузькою щілиною). Якщо поділити його випромінювання на два пучки й спрямувати їх так, щоби промені проходили до точок спостереження різні шляхи, то початкові фази в обох променях кожної миті будуть однаковими, і різниця фаз (формула (16)) не буде залежати від часу. Тому поділені промені будуть когерентними і можна буде спостерігати інтерференцію. На практиці для отримання когерентних променів використовують різні способи поділу пучків, або інтерференційні схеми.

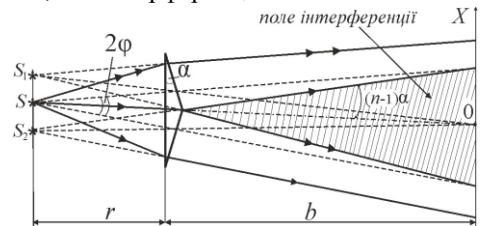


Рис.5.Інтерференційна схема з біпризмою Френеля.

Френель у 1816 році одним із перших здійснив інтерференційний

дослід. Як джерело використовувалась вузька щілина S , що опромінюється монохроматичним світлом із довжиною хвилі λ і розташована на деякій відстані r від біпризми паралельно до ребра, як показано на рис.5. Дві когерентні світлові хвилі отримувались в результаті розділення початкової світлової хвилі на дві використовуючи біпризму з кутом при вершині α , який дуже малий (біпризма Френеля). Біпризма Френеля має вигляд двох однакових призм із показником заломлення n і дуже малим заломлюючим кутом α , які з'єднані малими основами (рис.5). Можна вважати, що тут утворюються два уявних зображення S_1 і S_2 джерела S , які близько розташовуються, так як кожна половинка біпризми відхиляє промені на невеликий кут $(n - 1)\alpha$. Світло, що падає на біпризму, після заломлення в її половинах утворює два розбіжні пучки (позначені стрілочками на рис.5), які перекриваються (заштрихована площа на рис.5 - зона інтерференції). Тому в секторі перекривання пучків відбувається двопроменева інтерференція, яку можна спостерігати у вигляді світлих і темних смуг на екрані розміщеному на деякій відстані b від біпризми. Ширина смуги визначається формулою (15), в якій $l = r + b$, а відстань між когерентними джерелами d визначається із закону заломлення і при малому заломлюючому куті біпризми α дорівнює: $d = 2r\alpha(n - 1)$. Отже, в досліді з біпризмою Френеля ширина інтерференційної смуги на екрані дорівнює

$$\Delta x = \frac{\lambda l}{d} = \frac{\lambda(r + b)}{2r\alpha(n - 1)}.$$

Звідки

$$\lambda = \frac{\Delta x \cdot d}{r + b}.$$

Тому у даній роботі, вимірюючи ширину інтерференційної смуги Δx та визначаючи відстань між уявними джерелами d при заданій відстані від біпризми до екрана, можна визначити довжину хвилі в максимумі пропускання світлофільтра, який використовується в експерименті.

Опис установки для спостережень і вимірів та методика вимірювань

Експериментальна установка це оптична лава – масивна рейка з напрямними, на якій на спеціальних підставках (рейтерах) встановлені всі елементи оптичної схеми (рис.6). Пучок світла від освітлювача проходить через змінний світлофільтр і потрапляє на розсувну



Рис.6.

щілину (рис.7,а), яка виконує роль лінійного джерела, а потім на біпризму Френеля (рис.7,б). Інтерференційна картина, що виникає при накладанні когерентних пучків від біпризми, спостерігається через окуляр мікрометра. У полі зору окуляра око бачить збільшене зображення інтерференційних смуг (рис.8), а також вертикальну візирну нитку та горизонтальну шкалу для

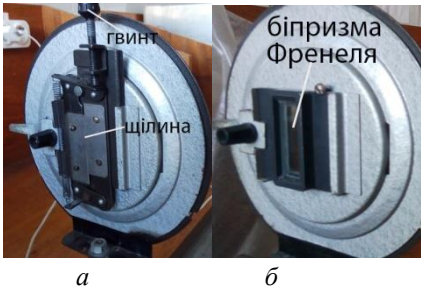


Рис.7.

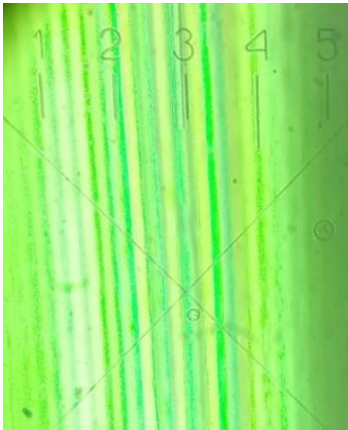


Рис.8.Інтерференційна картина в окулярі мікроскопа для різних світлофільтрів.

визначення координат і ширини інтерференційних смуг. Для визначення від-

тані між уявними когерентними джерелами, утвореними біпризмою, між нею та окуляром установлюється допоміжний об'єктив (збиральна лінза) з відомою фокусною відстанню F .

Налаштування установки

Для спостереження чітких інтерференційних смуг і проведення якісних вимірів установка має бути відповідно налаштована або, як говорять – від'юстована. Для цього передбачена можливість переміщення всіх елементів як уздовж, так і впоперек осі системи. Для налаштування необхідно: – при ширині щілини ≈ 1 мм установити елементи системи так, щоби щілина й ребро біпризми були паралельними, а світловий пучок від щілини порівну освітлював половинки біпризми і після неї потрапляв до окуляра; – поступово зменшувати ширину щілини до появи в полі зору окуляра світлих і темних смуг. Зменшувати ширину щілини далі до величини, при якій ще забезпечується необхідна для спостережень яскравість картини; – акуратно повертаючи біпризму на малий кут навколо осі системи, підібрати таке положення, при якому інтерференційна картина в окулярі буде максимально чіткою; – при всіх наступних діях положення елементів системи має залишатися незмінним.

Виміри

Щоб визначити довжину хвилі за формулою (15), потрібно виміряти ширину смуги Δx , відстань l (рис.13) та відстань між двома уявними джерелами S_1 та $S_2 - d$.

Визначення ширини інтерференційної смуги і їх кількості

1. Переміщуючи окуляр за допомогою мікрометричного гвинта (рис.8 і 9), виставити візирну лінію на якусь темну смугу з лівого краю інтерференційної картини (рис.10) і приписати їй номер 0. Зафіксувати координату цієї смуги x_0 по лімбу мікрометра (рис.9).



Рис.9.

2. Перемістити візирну лінію на якусь темну смугу, наприклад з номером $n = 10$, у правій частині інтерференційної картини і зафіксувати її координату x_n (рис.10).

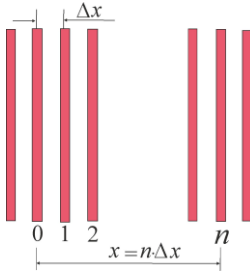


Рис.10. Схема інтерференційних смуг.

3. Вирахувати різницю координат $x = x_n - x_0$ і занести її до таблиці. Виміри п.п. 1-3 повторити 3 рази.

4. Підрахувати загальну кількість смуг N , які можна розрізнити в

полі зору окуляра, та занести її до таблиці.

Визначення відстані між уявними джерелами та довжини хвилі

Вимірювання відстані d між джерелами S_1 та S_2 прямо неможливо, оскільки джерела у даному випадку уявні. Тому d необхідно виразити через інші величини, які можна виміряти експериментально. Ця задача розв'язується

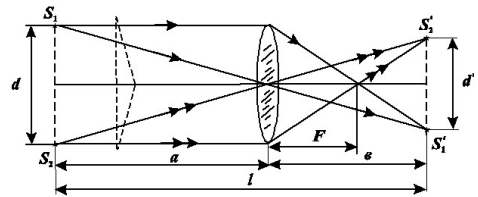


Рис.11.

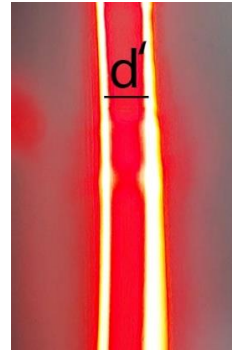


Рис.12.

за допомогою лінзи (рис.11). Установити на рейці між біпрізмою та окуляром допоміжний об'єктив (збиральну лінзу). Пересуваючи її по рейці, отримати в полі зору окуляра мікрометра дві яскраві та максимально різкі лінії (рис.12), що є дійсними зображеннями S'_1 та S'_2

увяних когерентних джерел створених біпризмою S_1 та S_2 . Хід променів через лінзу показаний на рис.3. Відстань d' між зображеннями S'_1 і S'_2 (рис.11 і 12) можемо вже визначити за допомогою окуляра мікрометра. За формулою тонкої лінзи можемо записати, що

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{a} + \frac{1}{b} = \frac{a+b}{a \cdot b} = \frac{l}{a \cdot b}. \quad (24)$$

Збільшення лінзи

$$\Gamma = \frac{s'_1 s'_2}{s_1 s_2} = \frac{d'}{a} = \frac{b}{a}. \quad (25)$$

Перемножуючи рівняння (24) і (25), одержимо вираз для d :

$$d = \frac{l \cdot F}{b^2} d'. \quad (26)$$

Якщо підставимо (26) у (15), одержимо формулу для розрахунку λ , в якій всі величини легко вимірюються на досліді:

$$\lambda = \frac{d'}{b^2} \cdot F \Delta x, \quad (27)$$

або врахувавши, що $b = \frac{aF}{a-F}$ формулу

(27) можна переписати так:

$$\begin{aligned} \lambda &= \frac{\Delta x \cdot d' (a - F)^2}{a^2 F} = \\ &= \frac{(x_n - x_0) \cdot d' (a - F)^2}{n a^2 F}. \end{aligned} \quad (28)$$

Додаткове завдання (виконується за вказівкою викладача)

1. Переконайтесь про вплив монохроматичності світла на інтерференційну картину і справедливості формули (21). Для інтерференційної картини з фільтром підрахувати максимальну кількість інтерференційних смуг, які спостерігаються в окулярі мікрометра N . Потім прибрати світлофільтр і спос-

терігати інтерференційну картину в білому світлі $\lambda \approx \approx (0,4 \div 0,7) \mu\text{м}$. Знову підрахувати та занести до таблиці максимальну кількість смуг N' , що спостерігаються. Порівняти N' із N кількістю інтерференційних смуг при спостереженні картини із світлофільтром.

2. Переконайтесь про вплив розмірів джерела світла на інтерференційну картину. Для цього спостерігати інтерференційну картину із світлофільтром. За допомогою гвинта (рис.7,а) дуже незначно збільшити ширину щілини і переконайтесь, що інтерференція зникає. При зменшенні ширини щілини інтерференція з'являється знову.

Обробка результатів для кожного із змінних світлофільтрів

1. За даними таблиці обчислити середнє значення відстані для n смуг інтерференції, як

$$\langle x \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^3 (x_{ni} - x_{0i}),$$

та ширину інтерференційної смуги $\Delta x = \frac{\langle x \rangle}{n}$ (n може бути 1, 2, ..., 10 і т.д. див.рис.10). Величину Δx занести до таблиці.

2. За даними таблиці обчислити та занести до неї середнє значення відстані між дійсними S'_1 і S'_2 зображеннями увяних джерел S_1 та S_2 в об'єктиві окуляра мікрометра

$$\langle d' \rangle = \frac{1}{3} \cdot \sum_{i=1}^3 d'_i.$$

3. За даними таблиці та формулою (28) розрахувати та занести до неї

довжину хвилі λ в максимумі пропускання світлофільтра.

4. Використовуючи отримане значення λ та максимальну кількість смуг $N \approx 2m_{max}$ із таблиці, за формулою (21) оцінити ширину смуги пропускання $\Delta\lambda$ і занести її до таблиці.

5. Розрахувати невизначеність визначення довжини хвилі для одного із фільтрів (див. інструкцію до роботи). Записати кінцевий результат вимірювання.

6. Зробити висновки по роботі.

Контрольні запитання

1. У чому суть явища інтерференції?

2. При яких умовах має місце явище інтерференції?

3. Який зв'язок між явищем інтерференції і додаванням коливань однакового напрямку з однаковими частотами?

4. Дати визначення когерентності хвиль. Які властивості когерентних хвиль? Чому світлові хвилі, що випускаються звичайними джерелами, не когерентні?

5. Які джерела світла називаються монохроматичними? Чи завжди монохроматичні джерела світла є когерентними?

6. Які відомі способи отримання когерентних хвиль оптичного діапазону? Привести приклади. Пояснити їх суть.

7. Чому відстань між когерентними джерелами коливань S_1 і S_2 по-

винна бути значно меншою відстані від цих джерел до екрану, на якому спостерігається інтерференція?

8. Що представляє собою світло у вузькому і широкому розумінні?

9. Дати визначення оптичної довжини шляху. Що називається оптичною і геометричною різницею ходу променів (хвиль)?

10. Як визначається інтенсивність світла?

11. Як змінюється довжина світлової хвилі при переході із одного середовища в інше з різними показниками заломлення. Відповідь пояснити і аргументувати.

12. Записати та пояснити умову максимального підсилення та послаблення електромагнітних хвиль внаслідок інтерференції.

13. На що вказувала відсутність інтерференції променів, які поляризовані у взаємно перпендикулярних напрямках?

14. Дати визначення ширини інтерференційної смуги. Від яких величин залежить ширина інтерференційної смуги?

15. Дати визначення часу когерентності та довжини когерентності. Чому максимальна різниця ходу двох когерентних променів не повинна перевищувати довжину когерентності при спостереженні інтерференції?

16. Як визначається максимально можливий порядок інтерференції? Від чого він залежить?

17. Пояснити, чому для видимого світла, для якого $\Delta\lambda \sim \lambda$, ми бачимо цілий ряд різнокольорових інтерференційних смуг?

18. Як впливають розміри джерела світла на якість інтерференційної картини? Що таке апертура інтерференції і що вона визначає?

19. Побудувати хід променів від лінійного джерела світла через біпризму Френеля та показати зону інтерференції.

20. Чому заломлюючі кути біпризми повинні бути дуже малими? Відповідь аргументувати.

21. Розкажіть про призначення приладів, які використовуються у лабораторній роботі.

22. Розкажіть порядок виконання роботи та обробки результатів вимірювань.

23. Наведіть приклади інтерференції електромагнітних хвиль у природі та техніці. Розкажіть про застосування явища інтерференції.

24. Пояснити явище «втрати півхвилі» при відбиванні хвиль від перешкоди.

Таблиця

світлофільтр:	червоний	зелений
N		
n		
$x_i, \text{мм}$		
$x = \langle x_i \rangle, \text{мм}$		
$d', \text{мм}$		
$d' = \langle d' \rangle, \text{мм}$		
$F, \text{мм}$		
$a, \text{мм}$		
$\lambda, \text{мкм}$		
$\Delta\lambda, \text{мкм}$		
$U(\lambda), \text{мкм}$		
запис кінцевого результату визначення довжини хвилі, мкм		

Література

- 1.Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Фізика (Фізика для інженерів): Підручник /: — Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.—513с. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/19035>.
- 2.Кучерук І.М., Горбачук І.І. Загальний курс фізики. Оптика. Квантова фізика.Том 3, §3.1-§3.6. - К: Техніка, 1999р. – 511с.
- 3.Скіцько І.Ф., Скіцько О.І. Обробка результатів фізичних вимірювань. [Електронний ресурс]: навч. посіб./ КПІ ім .Ігоря Сікорського/: —Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2018. – 88 с. - Доступ: <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/25320>.
- 4.Бурдаков А.В., Жабітенко М.К., Оліх О.Я., Подолян А.О. Лабораторний практикум з курсу «Оптика» для студентів природничих факультетів. – К.: Видавничо - поліграфічний центр «Київський університет», 2006.—74с.

ЗАТВЕРДЖЕНО

на засіданні кафедри загальної фізики

Протокол №12 від 17.10. 2023р.

Протокол до даної лабораторної роботи підготували
доцент І.Ф.Скіцько і старший викладач Н.М.Бруква.