



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
Фізико-технічний інститут

С. М. Пономаренко, В. В. Іванова

Оптика

Лабораторний практикум

КИЇВ 2021

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

Оптика

Лабораторний практикум

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського як навчальний
посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою
«Прикладна фізика» спеціальності 105 Прикладна фізика та наноматеріали*

КИЇВ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2021

Оптика: Лабораторний практикум [Електронний ресурс] : навч. посіб. для студ. спеціальностей 105 «Прикладна фізика та наноматеріали» / КПІ ім. Ігоря Сікорського; уклад. С. М. Пономаренко, В. В. Іванова ; КПІ ім. Ігоря Сікорського. — Електронні текстові дані (1 файл: 3.30 МБ). — Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021. — 38 с.

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол № 4 від 10.12.2021 р.) за поданням Вченої ради Фізико-технічного інституту (протокол №11/2021 від 26.11.2021 р.)

Електронне мережне навчальне видання

Оптика

Лабораторний практикум

Укладачі: *Пономаренко Сергій Миколайович*, к.ф.-м.н., доцент
Іванова Віта Вікторівна, к.т.н., доцент

Відповідальний редактор: к.ф.-м.н., доцент *Смирнов С. О.*

Рецензент: *Тараненко В. Б.*, д.ф.-м.н., директор міжнародний центр «Інститут прикладної оптики» НАН України

Розглянуто зміст, основні складові та порядок виконання лабораторних робіт з дисципліни «Оптика».

Для студентів фізико-технічного інституту КПІ ім. Ігоря Сікорського, які навчаються за спеціальністю 105 «Прикладна фізика та наноматеріали».

Зміст

I	Інтерференція світла	4
1	Означення	4
2	Різниця ходу хвиль	5
3	Інтерференційні схеми	6
3.1	Схема Юнга	6
3.2	Інтерференційні кільця	8
3.3	Довільне розташування екрану відносно джерел	9
4	Реальні схеми спостереження інтерференції	9
Робота 5.1: Вивчення інтерференції світла при відбиванні від товстої скляної пластини		11
Робота 5.2: Вивчення інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля		17
Робота 5.3: Кільця Ньютона		20
II	Дифракція світла	23
Робота 5.4: Дифракція світла від точкового джерела		28
III	Поляризація світла	30
Робота 5.5: Поляризація світла		35

I Інтерференція світла

Рекомендована література

- [1] С. А. Ахманов та С. Ю. Никитин. Физическая оптика. Рос. 2-е вид. М.: МГУ, 2004. 656 с.
- [2] Н. М. Годжаев. Оптика. Рос. 1977.

1. Означення

Під інтерференцією світла розуміють явища, в яких при накладенні двох або більше світлових хвиль відбувається просторовий перерозподіл їх енергії, при цьому виникають стійкі в часі світлі і темні ділянки, що чергуються в просторі — так звані інтерференційні смуги.

Нехай в деяку точку приходять дві гармонійні хвилі, напруженості поля яких змінюються згідно із законами:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01} \cos \omega_1 t, \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02} \cos(\omega_2 t + \varphi). \quad (1)$$

Відповідно до принципу суперпозиції напруженість результуючої хвилі дорівнює сумі напруженостей вихідних хвиль:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2,$$

А інтенсивність результуючої хвилі пропорційна усередненому за часом квадрату напруженості:

$$I \sim \langle (\mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2)^2 \rangle = \langle E_1^2 \rangle + \langle E_2^2 \rangle + 2 \langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle. \quad (2)$$

Доданок $\langle \mathbf{E}_1 \cdot \mathbf{E}_2 \rangle$ називається *інтерференційним*, оскільки саме він відповідає за існування інтерференційної картини. Цей доданок дорівнює нулю в наступних випадках:

1. напрямки коливань векторів $\mathbf{E}_1$ та $\mathbf{E}_2$ є взаємоперпендикулярними;
2. частоти коливань ω_1 та ω_2 є різними;
3. різниця фаз хвиль φ в будь-якій точці простору змінюється дуже швидко (в порівнянні з часом спостереження) і хаотично.

Отже, для спостереження інтерференційної картини необхідно, щоб всі попередні умови не виконувались.

Розглянемо дві хвилі, які поляризовані в одній площині, мають однакову частоту і сталу різницю фаз:

$$\mathbf{E}_1 = \mathbf{E}_{01} \cos \omega t, \quad \mathbf{E}_2 = \mathbf{E}_{02} \cos(\omega t + \varphi), \quad \mathbf{E}_{01} \parallel \mathbf{E}_{02}. \quad (3)$$

такі хвилі називаються *когерентними*. Підставляючи ці вирази в формулу (2), знайдемо, що результуюча інтенсивність таких хвиль дорівнюватиме:

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \varphi. \quad (4)$$

Крім того, якщо інтенсивності хвиль в певній точці простору однакові $I_1 = I_2 = I_0$, то результуюча інтенсивність дорівнюватиме:

$$I = 2I_0 (1 + \cos \varphi). \quad (5)$$

Отже, як видно з останньої формули, умовою того, що в даній точці буде спостерігатись максимум чи мінімум інтерференційної картини залежить від різниці фаз φ між хвилями, а саме:

$$\varphi = \begin{cases} 2m\pi, & \text{умова максимуму інтерференції,} \\ (2m + 1)\pi, & \text{умова мінімуму інтерференції,} \end{cases} \quad (6)$$

де $m \in \mathbb{Z}$.

2. Різниця ходу хвиль

Рівняння гармонічної хвилі має вигляд:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos(kr - \omega t),$$

де аргумент косинуса $kr - \omega t$, називається фазою хвилі, а $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число. Якщо дві монохроматичні хвилі приходять в одну точку простору, то цій точці різниця фаз між хвилями визначається за формулою:

$$\varphi = (k_2 r_2 - \omega t) - (k_1 r_1 - \omega t) = k_2 r_2 - k_1 r_1.$$

Хвилі можуть поширюватись в різних середовищах з різними показниками заломлення. Хоча хвилі мають однакову частоту, але в середовищах з різним

показником заломлення вони мають різну довжину хвилі, яка в n разів (n абсолютний показник заломлення) менша ніж у вакуумі $\lambda = \frac{\lambda_0}{n}$, а тому, хвильове число також буде різним. В оптиці прийнято використовувати саме довжину хвилі світла в вакуумі, а тому різниця фаз буде визначатись як:

$$\varphi = k_2 r_2 - k_1 r_1 = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 r_2 - n_1 r_1).$$

Величина

$$\Delta = n_2 r_2 - n_1 r_1 \quad (7)$$

називається оптичною різницею ходу хвиль, натомість величина $r_2 - r_1$ називається геометричною різницею ходу. Не важко зрозуміти, що у вакуумі ці величини співпадають. Крім цього, умови максимуму та мінімуму інтерференції (6) можна переписати для оптичної різниці ходу:

$$\Delta = \begin{cases} m\lambda, & \text{умова максимуму інтерференції,} \\ (2m + 1)\frac{\lambda}{2}, & \text{умова мінімуму інтерференції,} \end{cases} \quad (8)$$

де $m \in \mathbb{Z}$, $\lambda = \frac{v}{c}$ — довжина хвилі світла у вакуумі (індекс «0» для зручності не вказаний).

3. Ітерференційні схеми

Нехай у нас в розпорядженні є два точкових монохроматичних джерела (довжина хвилі λ , інтенсивність кожного I_0 і розташовані вони на відстані d один від одного. Знайдемо, як буде виглядати інтерференційна картина на екрані віддаленому від джерел на відстань $L \gg d$.

3.1. Схема Юнга

Площина екрану паралельна до лінії $\overline{S_1 S_2}$, що з'єднує два джерела (рис. 1). Дане розташування прийнято називати *схемою Юнга*. Знайдемо різницю ходу $\Delta = r_2 - r_1$ між променями, що йдуть від джерел S_1 і S_2 в точку P з координатою y . Початок координат помістимо в точці O , відносно якої джерела світла S_1 і S_2 розташовані симетрично.

Із геометрії рисунка

$$\begin{aligned} r_1^2 &= r^2 + \left(y - \frac{d}{2}\right)^2, \\ r_2^2 &= r^2 + \left(y + \frac{d}{2}\right)^2. \end{aligned}$$

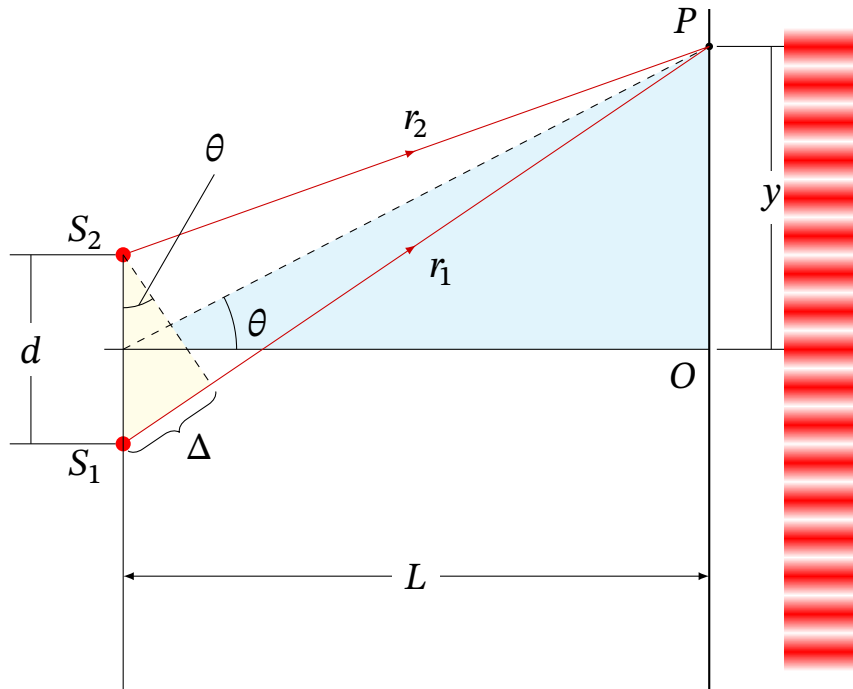


Рис. 1. Схема Юнга

Звідки випливає, що

$$r_2^2 - r_1^2 = 2yd,$$

або

$$(r_2 + r_1)(r_2 - r_1) = 2yd.$$

Відстань y , в межах якого утворюються інтерференційні смуги, також значно менше L . За цих умов можна вважати, що

$$r_2 + r_1 \cong 2L.$$

Тоді

$$r_2 - r_1 = \frac{yd}{L}.$$

В середовищі з показником заломлення $n \approx 1$ різниця дає оптичну різницю ходу Δ . Отже, можна написати:

$$\Delta = \frac{yd}{L}. \quad (9)$$

Різниця фаз хвиль φ , яка визначається як:

$$\varphi = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta \quad (10)$$

у випадку схеми Юнга дорівнює:

$$\varphi = \frac{2\pi yd}{\lambda L}.$$

Використовуючи умову максимуму інтерференції (для різниці ходу $\Delta = m\lambda$), отримаємо положення самих цих максимумів:

$$y_{\max} = \frac{mL}{d}\lambda. \quad (11)$$

Відстань між двома сусідніми максимумами інтенсивності називається відстанню між інтерференційними смугами. З останнього виразу випливає, що відстань між сусідніми максимумами матиме значення:

$$\Delta y = \frac{L}{d}\lambda. \quad (12)$$

3.2. Інтерференційні кільця

Площина екрану перпендикулярна до лінії $\overline{S_1S_2}$, що з'єднує два джерела (рис. 2). Знову ж знайдемо різницю ходу $\Delta = r_2 - r_1$ між променями, що йдуть від джерел S_1 і S_2 в точку P з координатою y .

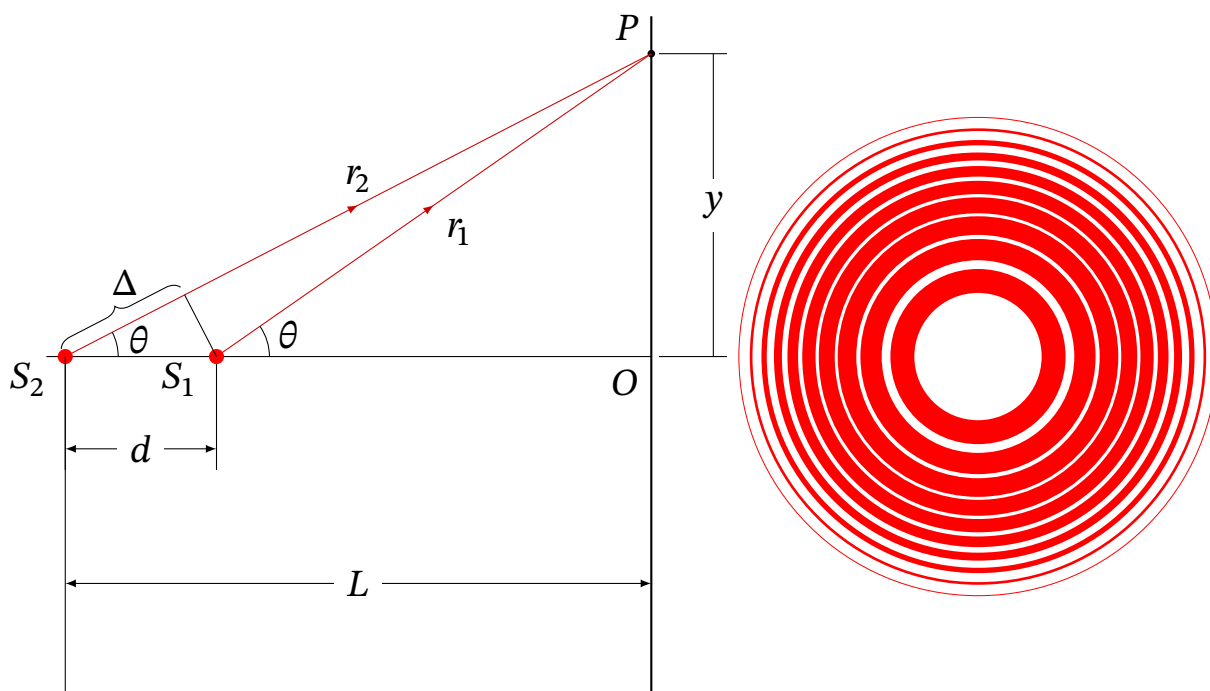


Рис. 2. Схема для спостереження інтерференційних кілець

Оскільки така схема симетрична щодо повороту навколо лінії $\overline{S_1S_2}$, то інтерференційна картина на екрані буде являти собою систему концентричних кіл (інтерференційних кілець).

Різниця ходу хвиль, як не важко розрахувати, використовуючи розкладання косинуса в ряд, дорівнюватиме:

$$\Delta \approx d \left(1 - \frac{\theta^2}{2} \right) \approx d \left(1 - \frac{y^2}{2L^2} \right). \quad (13)$$

Максимальний порядок інтерференції буде в центрі картини і дорівнює:

$$m_{\max} = \frac{d}{\lambda}$$

і по мірі віддалення від центру порядок інтерференції зменшується.

Оскільки $m_{\max}$ може приймати довільні значення, то в центрі може спостерігатися як темна, так і світла пляма. Знайдемо вираз для радіусів кілець. Нехай, наприклад, в центрі картини темна пляма, тобто:

$$d = \left(m_0 + \frac{1}{2}\right)\lambda = \Delta_0,$$

де $m \in \mathbb{Z}$. Для k -го темного кільця ($k = 1, 2, 3, \dots$) різниця ходу дорівнюватиме:

$$\Delta_i = \Delta_0 - k\lambda = d\left(1 - \frac{y_k}{2L^2}\right),$$

звідки

$$y_k^2 = \frac{2\lambda L^2}{d}k. \quad (14)$$

Цей вираз дозволяє знайти радіуси кілець y_k , порядок інтерференції яких дорівнює $m_{\max} - k$.

3.3. Довільне розташування екрану відносно джерел

У загальному випадку при довільному розташуванні екрану відносно точкових монохроматичних джерел інтерференційна картина буде являти собою систему дуг кіл (рис. 3).

4. Реальні схеми спостереження інтерференції

Для отримання когерентних світлових хвиль застосовують спеціальні експериментальні методи. Ці методи можна розділити на два класи:

- методи поділу хвильового фронту;
- методи поділу амплітуди.

Їх ідея полягає в тому, щоб використовувати випромінювання одних і тих самих атомів джерела.

В *методі поділу хвильового фронту* інтерферують хвилі, що йдуть від різних ділянок хвильового фронту. На цьому методі побудовано класичні інтерференційні схеми: дзеркало Ллойда, біпрізма Френеля, білінзи, бідзеркала, досвід Юнга тощо [2, §5, стор. 81].

В *методі поділу амплітуди* пучок ділиться на одній або декількох пропусках поверхнях, що частково відбивають світло. Амплітуда кожної з

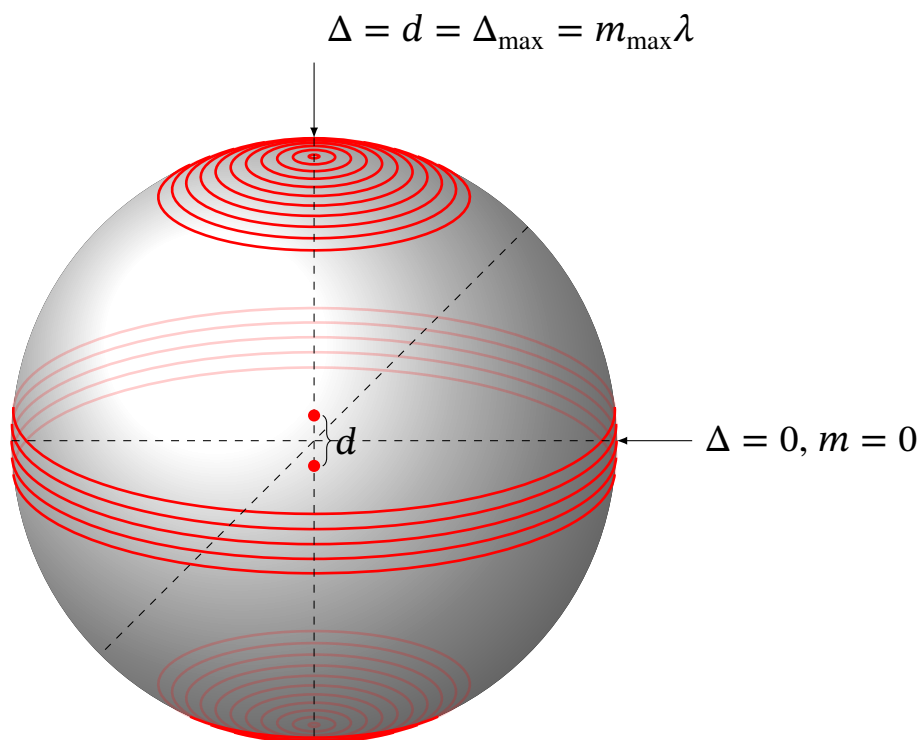


Рис. 3. Інтерференційні картини при різних положеннях екрану відносно двох точкових монохроматичності джерел

інтерферуючих хвиль менша ніж амплітуда вихідної хвилі. Даний метод використовується для спостереження інтерференційної картини в тонких плівках, інтерферометрі Майкельсона, інтерферометрі Фабрі-Перо [2, §6, стор. 85].

Якщо джерело світла точкове, то в результаті застосування оптичної схеми будь-якого з методів розподілу (хвильового фронту або амплітуди) виникнуть два точкових зображення джерела, які стануть новими когерентними джерелами. Випромінювання від цих нових джерел буде поширюватися, взагалі кажучи, не у всіх напрямках (це залежить від оптичної схеми). Інтерференція буде спостерігатися в області накладення світлових пучків від обох джерел (в області інтерференції) при будь-якому розташуванні екрану. У цьому випадку говорять, що інтерференційна картина не локалізована. Як вже зазначалося вище, вигляд інтерференційної картини залежить від взаємного розташування лінії, що з'єднує джерела, і площині екрану. Якщо лінія паралельна площині екрану (схема Юнга), то спостерігаються смуги. Якщо лінія перпендикулярна площині екрану, то спостерігається система кілець.

Вивчення інтерференції світла при відбиванні від товстої скляної пластини

Мета роботи

Вивчення явища інтерференції світла, дослідження інтерференційної картини, отриманої при відбиванні світла від товстої скляної пластини; визначення показника заломлення скляної пластини (довжини хвилі лазера, товщини пластини).

Ключові слова: когерентність, інтерференція світла, оптична довжина ходу хвилі, умова мінімуму та максимуму інтерференції

1. Теоретичне підґрунтя

У цій роботі вивчається інтерференційна картина, що виникає при освітленні єдиним світловим пучком товстої плоскопаралельної скляної пластини, тобто використовується *метод поділу амплітуди*. В цьому випадку світлові промені, що інтерферують формуються при відбиванні світла від граней пластини (див. рис. 5.1.1).

У будь-яку точку P , що знаходиться з тієї ж сторони від пластинки, що і джерело, приходять два променя (при малому коефіцієнті відбиття¹ та при малих кутах падіння, повторні відбивання від внутрішніх поверхонь пластинки можна не брати до уваги, оскільки енергія пучків, що зазнали двох та більшого числа відбивань дуже мала). Ці промені утворюють інтерференційну картину. Для визначення вигляду смуг можна уявити собі, що промені виходять з уявних зображень S_1 і S_2 реального джерела S . На віддаленому екрані, розташованому паралельно пластині, інтерференційні смуги мають вигляд концентричних кілець, центр яких знаходиться на осі, що перпендикулярна до пластини і про-

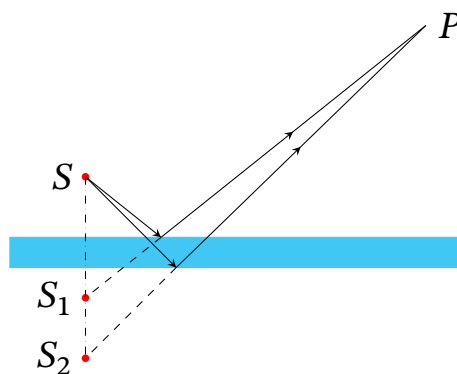


Рис. 5.1.1. Схема інтерференції методом поділу амплітуди

¹близько 4% для поширених сортів скла

ходить через джерело S .

1.1. Схема дослідної установки та робочі формули

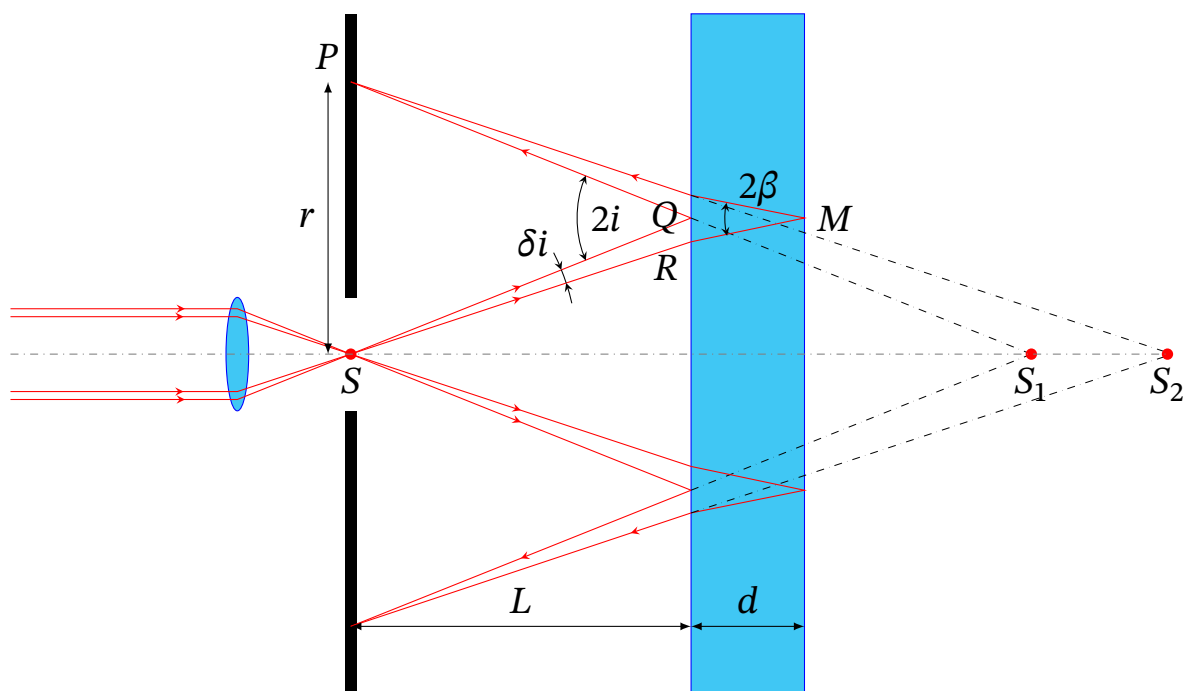


Рис. 5.1.2. Схема дослідної установки

В роботі використовується варіант побудови оптичної схеми, де пластина освітлюється світловим пучком від точкового джерела (яке моделюється фокусом лінзи, що освітлюється лазером, рис. 5.1.2). Для опису інтерференційної картини необхідно визначити, які промені сходяться в кожній точці екрану і яка оптична різниця ходу між ними.

На рис. 5.1.2 показаний хід двох інтерферуючих променів, що приходять в точку спостереження P . Для того, щоб промені зійшлися в одній точці, має виконуватися умова:

$$d \operatorname{tg} \beta = L(\operatorname{tg}(i + \delta i) - \operatorname{tg} i). \quad (5.1.1)$$

Оскільки кути дуже малі, то ми можемо скористатись наближеними формулами $\operatorname{tg} i \approx i$. Прості тригонометричні перетворення з урахуванням закону заломлення світла ($\frac{i}{\beta} = n$) призводять до наступного виразу для різниці кутів падіння цих променів:

$$\delta i = \frac{d}{nL} i. \quad (5.1.2)$$

Оптична різниця ходу між цими променями:

$$\Delta = 2(SR + nRM - SQ) - \frac{\lambda}{2} =$$

$$= 2 \left(\frac{nd}{\cos \beta} + \frac{L}{\cos i} - \frac{L}{\cos(i + \delta i)} \right) - \frac{\lambda}{2}. \quad (5.1.3)$$

Останній доданок $\frac{\lambda}{2}$ враховує зміну фази хвилі при відбиванні від середовища з більш високим показником заломлення («втрата напівхвилі»).

При використанні наближених виразів для функцій малих кутів ($i \approx \frac{r}{2L}$, $\frac{1}{\cos i} \approx 1 + \frac{i^2}{2}$, $\beta \approx \frac{i}{n}$, $\frac{1}{\cos \beta} \approx 1 + \frac{i^2}{2n^2}$) співвідношення (5.1.3) зводиться до:

$$\Delta = 2nd - \frac{d}{n} \frac{r^2}{4L^2} - \frac{\lambda}{2}. \quad (5.1.4)$$

З отриманого співвідношення видно, по-перше, що різниця ходу залежить тільки від кута i (кут заломлення β пов'язаний з кутом падіння i законом Снеліуса $\sin i = n \sin \beta$). Отже, вона буде однаковою для всіх точок екрану з однаковим i , тобто для кіл з центром в точці **S**. Це означає, що інтерференційна картина повинна складатися з концентричних кілець, приблизний вигляд яких показаний на рис. 5.1.3.

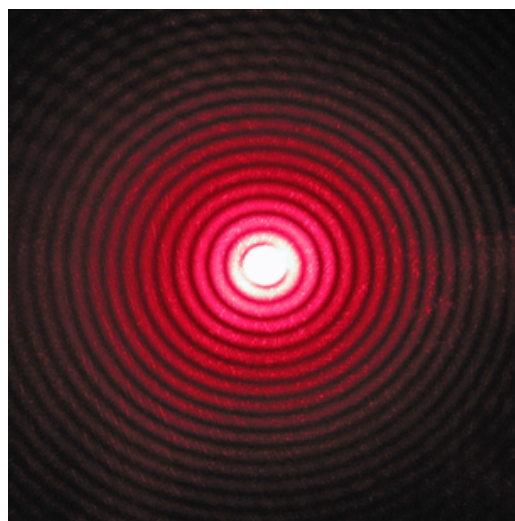


Рис. 5.1.3. Інтерференційна картина

По-друге, зі співвідношення (5.1.2) видно, що $\delta i \ll i$, тобто, інтерферуючі промені мають практично рівні кути падіння на пластину, рівні нахили. Тому смуги, що спостерігаються на інтерференційній картині називаються смугами рівного нахилу [2, §6, стор. 85].

Найбільшою оптична різниця ходу при нормальному падінні променів ($i = 0, r = 0$) і дорівнює $\Delta_{\max} = 2nd - \frac{\lambda}{2}$. Далі вона монотонно спадає з ростом r .

Мінімуми інтерференційної картини спостерігаються при таких значеннях r при яких оптична довжина ходу стає рівною:

$$\Delta = \left(m - \frac{1}{2}\right) \lambda. \quad (5.1.5)$$

де ціле число m ($m \in \mathbb{Z}$) – порядок інтерференції. Причому, слід зазначити, що порядок інтерференції зростає від периферії екрану до його центру.

Прирівняємо формули (5.1.4) та (5.1.5) і отримаємо вираз:

$$2nd - \frac{d}{n} \frac{r^2}{4L^2} = m\lambda$$

Запишемо цю формулу для двох темних кілець з номерами m_1 та m_2 :

$$\begin{cases} 2nd - \frac{d}{n} \frac{r_1^2}{4L^2} = m_1\lambda \\ 2nd - \frac{d}{n} \frac{r_2^2}{4L^2} = m_2\lambda. \end{cases}$$

Віднявши від другого рівняння системи перше виразимо звідси:

$$\frac{r_2^2 - r_1^2}{m_2 - m_1} = \frac{4nL^2\lambda}{d}.$$

Позначимо $m_2 - m_1 = \Delta m \in \mathbb{Z}$, і останню формулу перепишемо у вигляді:

$$\frac{\Delta r^2}{\Delta m} = \frac{4nL^2\lambda}{d}, \quad (5.1.6)$$

отже, побудувавши графік залежності $r^2 = f(m)$, можна визначити при фіксованому L будь-яку з величин λ , n або d , якщо відомі дві інші.

2. Опис робочої установки

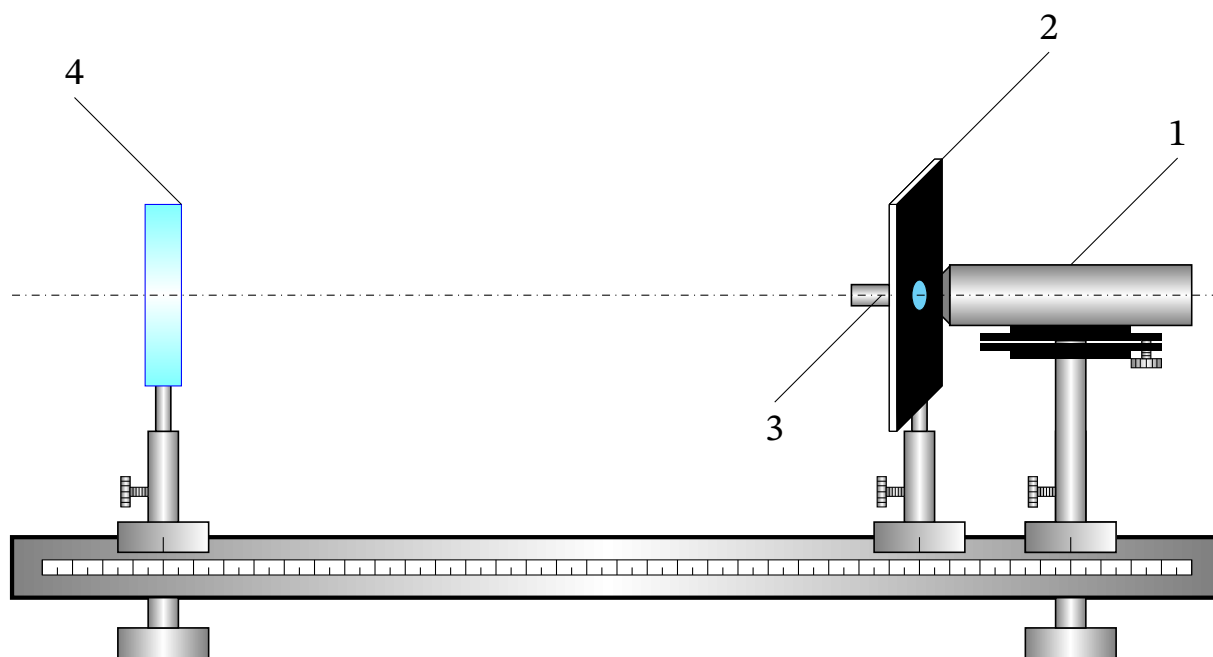


Рис. 5.1.4. Робоча установка

Схема установки показані на рис. 5.1.4. До складу установки входять: лазер **1**, короткофокусна оптична система **3** з екраном спостереження **2**, скляна плоскопаралельна пластина **4**. Ці вузли установки закріплені в рейтерах, встановлених на металеву основу. Пучок лазера падає на збиральну лінзу **3**, на оправі якої закріплений екран спостереження таким чином, що фокальна площину лінзи поєднана з площиною цього екрану. Екран спостереження має отвір для проходження світлового пучка. Сфокусований лінзою світловий пучок можна розглядати як точковий джерело світлової хвилі зі сферичним хвильовим фронтом. Цей пучок падає на непаралельну пластину, встановлену перпендикулярно осі пучка. Основна частина пучка проходить через пластину і затримується захисним екраном. світлові пучки, відбиті в зворотному напрямку від передньої

і задньої граней пластини, потрапляють на екран спостереження, утворюючи на ньому інтерференційну картину концентричних темних і світлих кілець. Слід зазначити, що симетрія інтерференційної картини визначається симетрією ходу променів в установці. В даному випадку це осьова симетрія пучка лазера і сферичної лінзи. На поверхню екрана нанесена міліметрова шкала для вимірювання розмірів інтерференційної картини.

3. Експериментальні подробиці

Відстані між об'єктами на оптичній лаві вимірюються за допомогою міліметрової шкали, що нанесено на лаві, і відраховуються від рисок, що нанесені на штативах. Довжина хвилі гелій-неонового лазера, що використовується в експерименті, дорівнює 632.85 нм. Фокусна відстань збиральної лінзи, розташованої в центрі екрана, дорівнює $f = 13 \pm 1$ мм. Показник заломлення скла, з якого зроблена пластинка, наближено дорівнює 1.5.

4. Хід роботи

1. Встановіть плоскопаралельну пластину **4** на відстані $l = 50 - 70$ см від екрану **2**, зорієнтувавши її межі перпендикулярно осі світлового пучка.
2. Виміряйте радіуси не менше шести темних кілець (для кожного кільця треба отримати 4 значення, що визначені по взаємно-перпендикулярним шкалам екрану **2** і усереднити). Кільцям приписують номери m в порядку зростання їх радіусів (для зручності). Номер $m = 1$ приписують першому темному кільцю, поблизу отвору в екрані.
3. Повторіть п. **2.** ще 5 разів, зменшуючи щоразу відстань l від екрану **2** до пластини **4** приблизно на 5 см.
4. Для кожного значення l побудуйте графіки $r^2(m)$. Врахуйте, що в формулу (5.1.6) входить відстань до пластини **4** визначається не від самого екрану **2**, а від фокусу лінзи **3**, тому $L = l - f$, де f — фокусна відстань лінзи **3**.
5. Знайдіть кутові коефіцієнти $\frac{\Delta r^2}{\Delta m}$ прямих, що апроксимують ці залежності.
6. Знайдіть показник заломлення скляної пластинки, знаючи довжину хвилі лазера $\lambda = 632.816$ нм та товщину пластинки d , яка зазначена на ній.
7. Обчислити похибку цієї величини.

Контрольні запитання

1. Які критерії мінімумів та максимумів інтерференції?
2. Чому інтерференційна картина має вигляд концентричних кілець?

3. За яким законом зменшується ширина інтерференційних кілець із зростанням їх радіусу?
4. Навіщо в вираз для оптичної різниці ходу інтерферуючих хвиль вводять доданок, рівний за модулем половині довжини хвилі світла?
5. Чому в якості джерела світла в роботі використовується лазер? Що буде, якщо лазер замінити колімованим пучком світла, що проходить крізь світлофільтр?
6. Скільки довжин хвиль укладається в оптичній різниці ходу для центру інтерференційної картини?
7. Вивести формули (5.1.2) та (5.1.3).

Вивчення інтерференції світла за допомогою біпризми Френеля

Мета роботи

Вивчення явища інтерференції світла; дослідження інтерференційної картини отриманої за допомогою біпризми Френеля; визначення відстані між уявними джерелами в інтерференційному досліді; визначення заломлюючого кута призми; довжини світлової хвилі

Ключові слова: когерентність, інтерференція світла, оптична довжина ходу хвилі, інтерференційна схема

1. Теоретичне підґрунтя

У цій роботі вивчається інтерференційна картина, що отримується *метод поділу хвильового фронту*.

Для отримання інтерференції джерело світла S розташовують симетрично відносно призми, що створюють біпризму. Кути падіння променів на поверхні призми малі, тому всі промені, що відхиляються нею на однаковий кут

$$\varphi = (n - 1)\beta, \quad (5.2.1)$$

де n – показник заломлення матеріалу, з якого виготовлена призма, а β – заломлюючий кут призми (див. рис. 5.2.1).

В результаті такого заломлення утворюються два когерентних пучка світла, вершини яких S_1 і S_2 можна розглядати, як точки розташування уявних зображень джерела S . На екрані когерентні промені від джерел S_1 і S_2 перекриваються і формують інтерференційну картину, що являє собою набір світлих і темних смуг, що чергуються (рис. 5.2.2).

В експериментах з біпризмою Френеля інтерференційні смуги спостерігаються в області перекриття пучків на екрані при будь-якій відстані від екрана до біпризми. Про такі смуги кажуть, що вони не локалізовані.

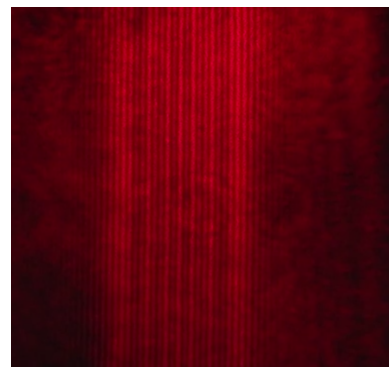


Рис. 5.2.2. Інтерференційна картина

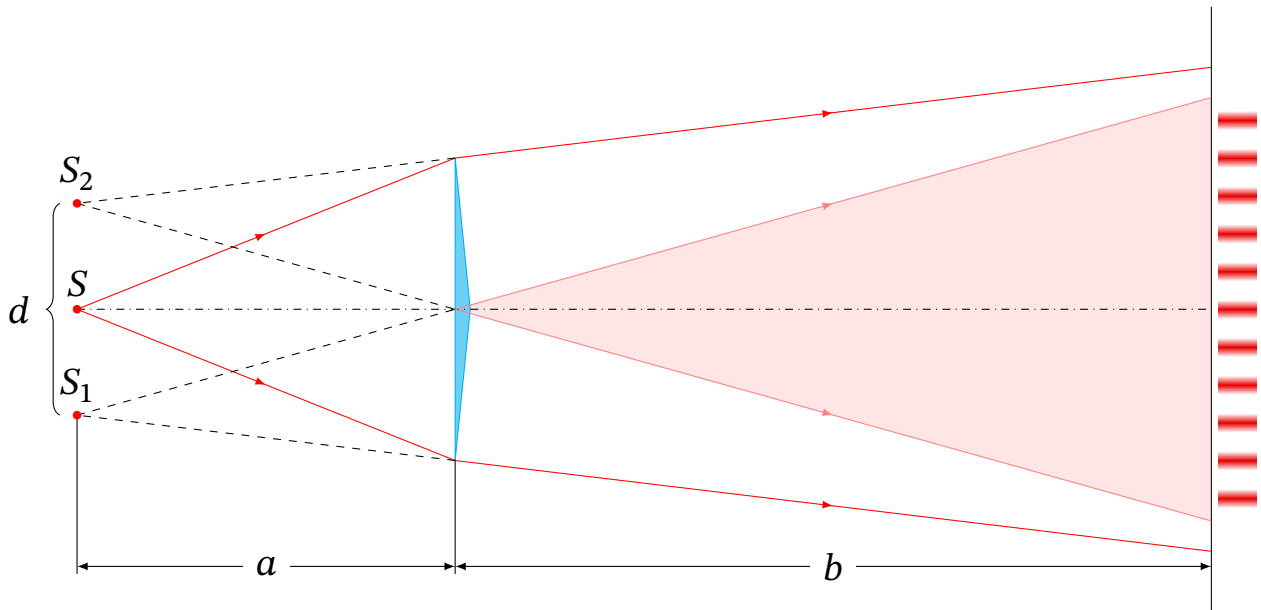


Рис. 5.2.1. Схема інтерференції на біпризмі

1.1. Схема досліду та робочі формули

З рис. 1 видно, що

$$\frac{d}{2} = b \operatorname{tg} \varphi \cong (l - a)(n - 1)\beta.$$

Звідки

$$\beta = \frac{d}{2(L - a)(n - 1)},$$

а

$$\Delta y = \frac{L\lambda}{2(L - a)(n - 1)\beta}. \quad (5.2.2)$$

Отже, вимірюючи відстань між інтерференційними смугами Δx , відстань від лінзи до біпризми a та відстань від лінзи до інтерференційної картини L , можна визначити одну з трьох величин λ , β , або n , якщо відомі дві інші.

2. Опис робочої установки

Промені лазера 1 направляються на збиральну лінзу 2, фокусуються на її оптичній осі, а потім потрапляють на біпризму Френеля 3. Фокус збиральної лінзи є моделлю точкового джерела когерентного монохроматичного світла. При такій оптичній схемі збільшується яскравість інтерференційних смуг. Для спостереження інтерференційних смуг використовується, або телескопічна система з мікрометричним окуляром, або екран 4 (в якості екрана можна вибрати стінку лабораторії).

Використання телескопічної системи в лабораторній роботі, вимагає деякого уточнення формули (5.2.2).

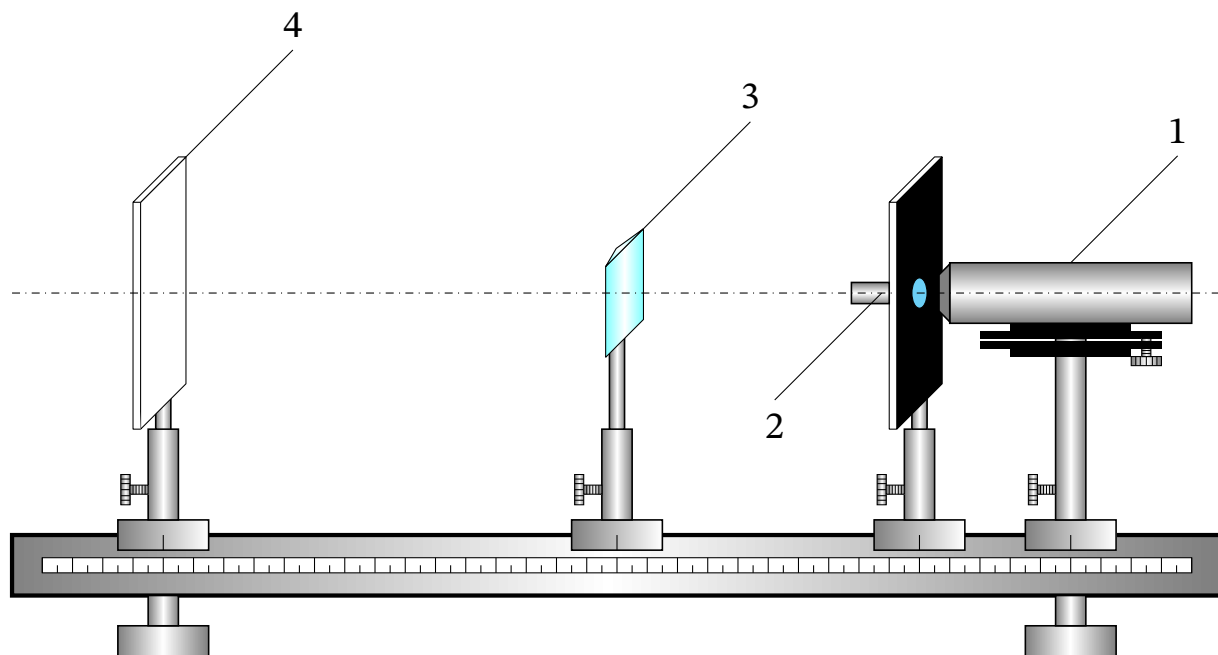


Рис. 5.2.3. Робоча установка

3. Хід роботи

1. Зберіть установку відповідно до рис. 5.2.3. Біпризму розташуйте на відстані не меншою ніж 10 см від лінзи.
2. Визначте відстань від лінзи до біпризми a .
3. Визначте відстань від біпризми до екрану, на якому спостерігається інтерференційна картина b .
4. Визначте кутову відстань між інтерференційними смугами $\text{tg } \varphi = \frac{\Delta x}{b}$. Досліди проведіть для 10 відстаней.
5. За формулою (5.2.2) розрахуйте для кожного досліду заломлюючий кут біпризми. Френеля.

Контрольні запитання

1. Які критерії мінімумів та максимумів інтерференції?
2. Чому інтерференційна картина має вигляд концентричних кілець?
3. За яким законом зменшується ширина інтерференційних кілець із зростанням їх радіусу?
4. Навіщо в вираз для оптичної різниці ходу інтерферуєючих хвиль вводять доданок, рівний за модулем половині довжини хвилі світла?
5. Чому в якості джерела світла в роботі використовується лазер? Що буде, якщо лазер замінити колімованим пучком світла, що проходить крізь світлофільтр?

Кільця Ньютона

Мета роботи

Ознайомлення з явищем інтерференції в тонких плівках (смуги рівної товщини) на прикладі кілець Ньютона і з методикою інтерференційних вимірювань кривизни скляної поверхні.

Ключові слова: когерентність, інтерференція світла, оптична довжина ходу хвилі, інтерференційна схема

1. Теоретичне підґрунтя

Кільця Ньютона утворюються при інтерференції світлових хвиль, відбитих від границь тонкого повітряного прошарку, який знаходиться між опуклою поверхнею лінзи і плоскою скляною пластинкою (рис. 5.3.1). Спостереження ведеться у відбитому світлі.

Нехай на систему згори падає монохроматичний паралельний пучок променів. Частина променів (промінь 1 на рис. 5.3.1) відбивається від верхнього краю пластини, а інша частина (промінь 2 на рис. 5.3.1) від нижнього краю лінзи.

Промені 1' та 2' когерентні, але між ними виникає різниця ходу. Роль тонкої плівки виконує повітряний проміжок між пластиною та лінзою. Нехай на систему згори падає монохроматичний паралельний пучок променів. Частина променів (промінь 1 на рис. 5.3.1) відбивається від верхнього краю пластини, а інша частина (промінь 2 на рис. 5.3.1) від нижнього краю лінзи. Промені 1' та 2' когерентні, але між ними виникає різниця ходу. В першому наближенні, як що знехтувати невеликим нахилом променів у повітряному зазорі, геометрична

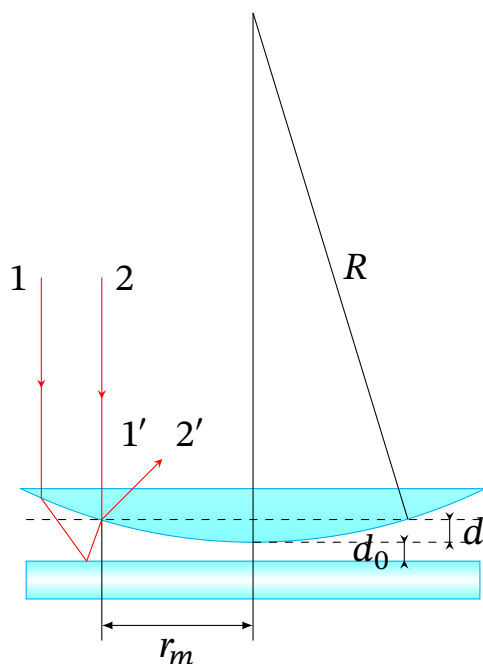


Рис. 5.3.1. Утворення кілець Ньютона

різниця ходу дорівнює:

$$\delta' = 2(d + d_0) \quad (5.3.1)$$

де d_0 — товщина зазору в місці контакту лінзи та пластини, яка може бути як додатною, наприклад, за наявності часток пилу між лінзою та пластиною, який викликає деформацію; $d_0 + d$ — товщина повітряного зазору на відстані r_m від центру лінзи. Для того, щоб визначити повну різницю ходу d треба прийняти до уваги зміну фаз світлової хвилі під час відбиття від гранці поділу скло-повітря, коли показник заломлення першого середовища більше за показник заломлення другого, та під час відбиття від гранці повітря-скло, коли навпаки показник заломлення першого середовища менше за показник заломлення другого. Відомо, що для електричного вектора у першому випадку відбиття відбувається без зміни фаз, а в другому призводить до зміни фаз на π ; фаза магнітного вектора, навпаки, змінюється на π тільки під час першого відбиття. Таким чином, промені 1 і 2 набувають різниці фаз π , що відповідає додатковій різниці ходу $\lambda/2$, а повна різниця ходу:

$$\delta = 2(d + d_0) + \lambda/2. \quad (5.3.2)$$

Якщо форма лінзи близька до сферичної з радіусом кривизни $R \gg r_m$, то геометричного міркувань $r_m^2 = 2Rd$, і

$$\delta = r_m^2/R + 2d_0 + \lambda/2. \quad (5.3.3)$$

Якщо повна різниця ходу дорівнює $\lambda(m + 1/2)$, то промені 1 і 2 гаситимуть один одного і спостерігатимуться темні плями(кільця). Радіус цих кілець $r_{\text{тем}}$ легко розрахувати за формулою:

$$r_{\text{тем}}^2 = R(\lambda m - 2d_0) \quad (5.3.4)$$

Аналогічно, для радіуса світлих кілець $r_{\text{світ}}$ маємо:

$$r_{\text{світ}}^2 = R(\lambda m - 2d_0 - \lambda/2) \quad (5.3.5)$$

Отже, за графіком залежності r_m^2 від номеру кільця можна визначити радіус кривизни лінзи, а також величину проміжку в місці контакту.

2. Експериментальні подробиці

В даній лабораторній роботі кільця Ньютона досліджується за допомогою мікроскопа. На столику мікроскопа розташоване держак, на якому розміщується досліджувана лінза з пластиною. В одному з окулярів мікроскопа встановлюється освітлювач, що генерує пучок променів, паралельних тим, що падають в околі спостерігача. Для монохроматизації пучка перед освітлювачем встановлюють фільтр. В комплект входять 7 фільтрів, що створюють монохроматичні пучки, довжини хвилі яких наведені в таблиці 5.3.1.

Колір	Довжина хвилі λ , нм
Фіолетовий	404 ± 10
Синій	434 ± 10
Блакитний	486 ± 10
Зелений	546 ± 10
Жовтий	586 ± 10
Оранжевий	656 ± 10
Червоний	706 ± 10

Таблиця 5.3.1. Довжини хвиль

На початку експерименту рекомендуються знайти кільця Ньютона в білому світлі (без фільтра) і сфокусувати мікроскоп під своє око. Перехрестя шкал мікроскопа повинно проходити через центр кільця. Після цього можна встановити фільтр і переходити до безпосередніх вимірювань радіусу кільця. Для вимірювань на окулярі мікроскопа нанесено спеціальну шкалу з поділками. Ціну поділки для кожного значення збільшення вказано в інструкції до мікроскопа.

Вимірювати радіус кільця слід від центру системи до середини кільця. Для збільшення точності рекомендуємо після першої серії вимірів із заданим фільтром повернути лінзу на 90° навколо вертикальної осі і повторити виміри. Якщо робота виконується двома студентами, то рекомендуємо провести виміри кожному з студентів, а потім порівняти й усереднити одержані результати.

Контрольні запитання

1. Від чого залежить кількість спостережуваних кілець?
2. Чому кільця, що спостерігаються мають райдужне забарвлення?
3. Чому по мірі віддалення від центру кільця розташовуються ближче один до одного?
4. Що станеться з кільцями Ньютона, якщо проміжок між лінзою і пластинкою заповнити рідиною?
5. Чи можна при спостереженні кілець Ньютона у відбитому світлі отримати в центрі не темне, а світле кільце? Якщо так, то сформулюйте умови, які для цього необхідні.

II

Дифракція світла

Рекомендована література

- [1] С. А. Ахманов та С. Ю. Никитин. Физическая оптика. Рос. 2-е вид. М.: МГУ, 2004. 656 с.
- [2] Н. М. Годжаев. Оптика. Рос. 1977.

1. Означення

Дифракція світла — це сукупність фізичних явищ, обумовлених хвильовою природою світла і спостерігаються при його поширенні в середовищі з різко вираженою оптичною неоднорідністю (наприклад, при проходженні через отвори в екранах, поблизу меж непрозорих тіл тощо). У більш вузькому сенсі під дифракцією розуміють огинання світлом різних перешкод, тобто відхилення від законів геометричної оптики. Точна теорія дифракції навіть для простих випадків є собою досить складною в математичному відношенні. Серед багатьох методів наближеного розв'язання задачі історично першим, найбільш простим і наочним, був метод, який в даний час прийнято називати *принципом Гюйгенса-Френеля*. Гюйгенс, вперше обґрунтував хвильову теорію світла, запропонував наступну побудову: кожна точка довільного хвильового фронту стає джерелом елементарних сферичних вторинних хвиль, при цьому хвильовий фронт в будь-який інший момент є огибаючою цих вторинних хвиль. Френель доповнив принцип Гюйгенса твердженням про когерентність джерел вторинних хвиль, що дозволило йому розглядати основні дифракційні явища як результат інтерференції вторинних хвиль. Це поєднання побудови Гюйгенса з принципом інтерференції Френеля отримало назва *принципу Гюйгенса-Френеля*, який, хоча і є наближеним, дозволяє кількісно описати дифракційні явища, які спостерігаються на простих об'єктах.

Математичне обґрунтування принципу Гюйгенса-Френеля було в подальшому дано Кірхгофом, який, зокрема, показав, що в якості поверхні вторинних джерел може бути вибрана не тільки поверхня хвильового фронту, але і будь-яка замкнута поверхня, всередині якої знаходиться точка спостереження. Пояснимо далі ідею Кірхгофа.

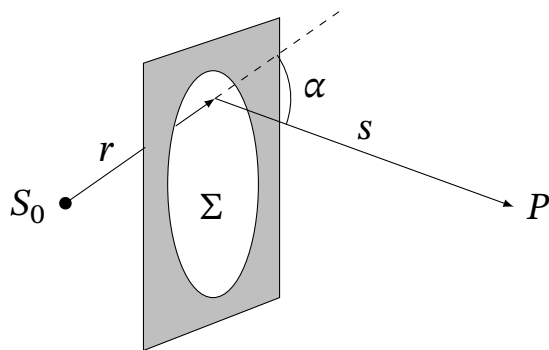


Рис. 5.3.2. Ілюстрація

Нехай на шляху сферичної монохроматичної світлової хвилі, що виходить із точкового джерела S_0 , знаходиться плоский непрозорий об'єкт з отвором Σ , розміри якого великі в порівнянні з довжиною хвилі (рис. 5.3.2). Відповідно до принципу Гюйгенса-Френеля напруженість поля в точці P за об'єктом визначається суперпозицією хвиль від вторинних джерел, розташованих в площині отвору Σ . При цьому амплітуда і фаза вторинних сферичних

хвиль, що приходять в точку P , залежать як від відстані r (від джерела S_0 до відповідних ділянок хвильового фронту, що лежить на поверхні Σ), так і від відстані s (від цих ділянок до точки P).

У загальному випадку комплексна амплітуда поля E_P може бути знайдена з допомогою інтегральної формули Френеля-Кірхгофа:

$$E_P = \iint_{\Sigma} \frac{Ae^{ikr}}{r} K(\alpha) \frac{e^{iks}}{s} dS, \quad (5.3.6)$$

де $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ — хвильове число, α — кут між напрямками r та s , $K(\alpha)$ — фактор Френеля, що описує залежність амплітуди вторинних хвиль від кута α між напрямками поширення падаючої і вторинної хвилі, dS — елемент площі в площині отвору Σ , A — константа. Інтегрування ведеться по «відкритій» в об'єкті поверхні Σ .

У цій формулі множник $\frac{e^{ikr}}{r}$ описує сферичну хвилю, що поширюється від точки S_0 до довільного вторинного джерела, розташованого на поверхні Σ , множник $\frac{e^{iks}}{s}$ — сферичну хвилю, що йде від вторинного джерела до точки спостереження P .

Найбільш цікавим для розгляду є випадок, коли характерний лінійний розмір отвору малий у порівнянні з відстанями r і s від точок S_0 і P до об'єкта. У цьому випадку як фактор $K(\alpha)$, так і множник $\frac{1}{rs}$ незначно змінюються при інтегруванні по отвору Σ і основну роль в обчисленні дифракційної картини за формулою (5.3.6) відіграє інтеграл від швидко множника вигляду $e^{ik(r+s)}$, який швидко осцилює. Розкладання в ряд цього множника дозволяє істотно спростити формулу (5.3.6). Явища, які описуються в рамках такого наближення, носять назва дифракції Френеля, або дифракції в ближній зоні. При $r \rightarrow \infty$

фронт падаючої хвилі можна вважати плоским. Якщо $s \rightarrow \infty$, то і вторинні хвилі, поширюються під деяким кутом α до початкового напрямку, утворюють плоский хвильовий фронт. Дифракційні явища, які спостерігаються при цих умовах, носять назву дифракції Фраунгофера, або дифракції в далекій зоні. Кількісний критерій, що дозволяє розрізняти наближення Френеля і Фраунгофера, буде наведено нижче після введення поняття зон Френеля.

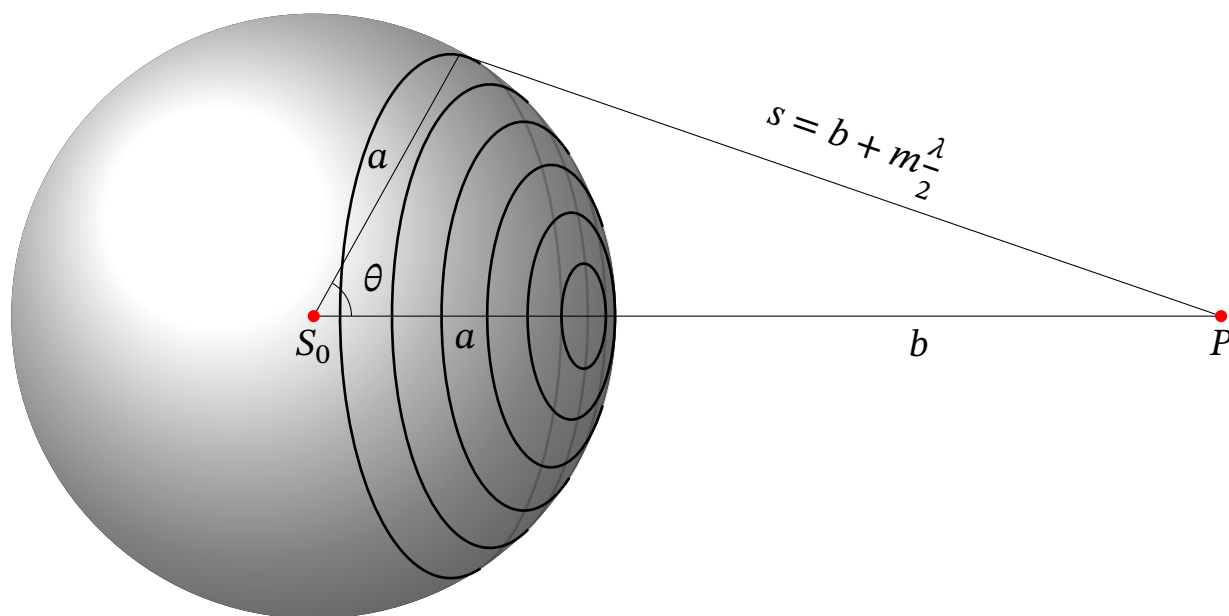


Рис. 5.3.3. Ілюстрація методу зон Френеля

Розглянемо надалі круглий отвір на який падає сферичний фронт хвилі. Оскільки інтегрування буде вестись по поверхні фронту, що увійшов в отвір, то $r = a$ змінюватись при інтегруванні не буде. Крім того, елемент поверхні фронту матиме вигляд:

$$dS = 2\pi a^2 \sin \theta d\theta = 2\pi \frac{a}{a+b} s ds$$

а тому, інтеграл (5.3.6) матиме вигляд:

$$E_P = \frac{2\pi A e^{ika}}{a+b} \int K(\alpha) e^{iks} ds. \quad (5.3.7)$$

Точне обчислення інтегралу (5.3.7), звичайно, неможливо без знання виду функції $K(\alpha)$. Однак Френель, використовуючи той факт, що довжини світлової хвилі, дуже мала, дав метод наближеного обчислення подібних інтегралів, який називається *методом зон Френеля*. Розіб'ємо сферичний фронт на кільцеві області таким чином, щоб відстань від границь цих областей до точки спостереження дорівнювала $b, b + \frac{\lambda}{2}, \dots, b + m \frac{\lambda}{2}, \dots$ (рис. 5.3.3). Ці кільцеві області називаються *зонами Френеля*. Зважаючи на малість довжини хвилі, функція $K(\alpha)$ в межах однієї зони може вважатися постійною. У цьому наближенні інтеграл (5.3.7) по

m -й зоні буде дорівнювати:

$$E_m = \frac{2\pi A e^{ika}}{a+b} \cdot K_m \int_{r+(m-1)\frac{\lambda}{2}}^{r+m\frac{\lambda}{2}} e^{iks} ds = \frac{2\pi A e^{ika}}{a+b} \cdot (-1)^{m+1} K_m \frac{e^{ikb}}{ik}, \quad (5.3.8)$$

де K_m — фактор Френеля для m -ї зони.

Результат дії усіх зон в точці P є сумою амплітуд усіх зон:

$$E_P = \sum_m E_m = \frac{2\pi \frac{A}{a+b} e^{ik(a+b)}}{ik} \sum_m (-1)^{m+1} K_m \quad (5.3.9)$$

Те, що знаки сусідніх доданків в сумі (5.3.9) протилежні, означає, що коливання, що вносяться сусідніми зонами Френеля, протилежні по фазі, це слід було очікувати, оскільки вже із самої побудови зон Френеля видно, що коливання сусідніх зон запізнюються одне відносно одного на половину довжини хвилі.

Отже, якщо на шляху хвильового фронту поставити перешкоду у вигляді отвору, наприклад, який відкриває N зон Френеля, то неважко показати, що результуюча амплітуда в точці P буде дорівнювати:

$$E = \begin{cases} E_1 + |E_N|, & N = 2m \\ E_1 - |E_N|, & N = 2m + 1, \end{cases} \quad (5.3.10)$$

Тобто, якщо отвір відкриває парне число зон $N = 2m$, то в точці P спостерігатиметься максимум (світла пляма), а якщо отвір відкриває непарне число зон $N = 2m + 1$, то в точці P спостерігатиметься мінімум (темна пляма), а навколо цієї точки чергуватимуться темні та світлі кільця. Однак, оскільки $|E_1| > |E_2| > \dots > |E_N|$, то у випадку, якщо отвір відкриває багато зон Френеля $N \gg 1$, то $|E_1| \gg |E_N|$, тому амплітуда $E \approx \frac{1}{2}E_1$, що означатиме що в центрі буде завжди світла пляма.

Таким чином за умов дифракції на круглому отворі діаметру D від точкового джерела, інтенсивність світла обумовлюється кількістю відкритих зон N пов'язаних таким співвідношенням:

$$\frac{D}{2} = r_m = \sqrt{m\lambda \frac{ab}{a+b}}, \quad (5.3.11)$$

де r_m — радіус m -ї зони Френеля.

Оскільки сумарна амплітуда (5.3.9) є знакозмінним рядом, то закривши парні, або непарні зони, можна значно підвищити амплітуду в точці P . Для цього треба виготовити екран, який для деяких конкретних значень a та b відкривав би

тільки парні або непарні зони. Тоді хвилі від відкритих зон надходили б у точку синфазно і інтерференційно підсилювали одну одну. Такий екран називають *зонною платівкою Френеля*. Переписавши формулу (5.3.11) в вигляді

$$\frac{1}{b} + \frac{1}{a} = \frac{m\lambda}{r_m^2} \quad (5.3.12)$$

отримаємо формулу для радіусів кілець зонної платівки Френеля. Порівнявши (5.3.12) з формолою тонкої лінзи $\frac{1}{b} + \frac{1}{a} = \frac{1}{f}$, можна зробити висновок, що зонна платівка працює як лінза з фокусною відстанню

$$f = \frac{r_m^2}{m\lambda}. \quad (5.3.13)$$

Для того, щоб визначити характер дифракції користуються критерієм. Оскільки, вигляд дифракційної картини залежить від того скільки відкрито зон Френеля, то для визначення умов дифракції зручно ввести параметр, який є числом відкритих зон

$$m = \frac{1}{D} \sqrt{\lambda \frac{ab}{a+b}} \quad (5.3.14)$$

де D — характерні розміри отвору. За умови $m \gg 1$ дифракційні ефекти незначні, і розподіл інтенсивності можна описати на основі геометричної оптики. Для $m \approx 1$, отвір або екран перекривають декілька зон Френеля, і має місце дифракція Френеля. Для $m \ll 1$ відкрита лише незначна частина першої зони Френеля — можна вважати хвильовий фронт плоским, тобто має місце дифракція в паралельних променях, або *дифракція Фраунгофера*.

Дифракція світла від точкового джерела

Мета роботи

Вивчення законів дифракції від точкового джерела світла на отворі, екрані, щілині та зонній плівці.

Ключові слова: Дифракція Френеля, принцип Гюйгенса-Френеля, зони Френеля, векторна діаграма, інтеграл Френеля

1. Експериментальні подробиці

Схема експериментальної установки показана на рисунку (рис. 5.5.1). Когерентний паралельний промінь світла від лазера проходить крізь короткофокусну лінзу 2 або систему лінз. Процес розсіювання світла можна розглядати як утворення уявного точкового джерела випромінювання S_0 . Випромінювання від джерела S_0 розсвіюється на дифракційному елементі 3. Картина дифракції спостерігається на екрані 5.

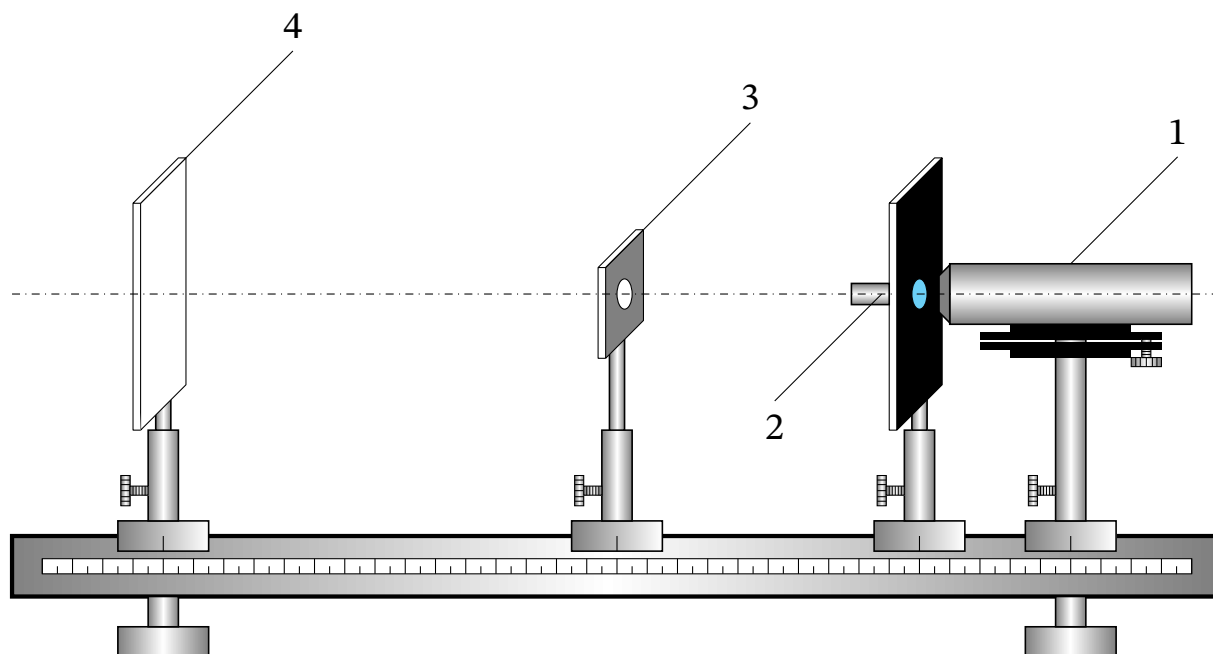


Рис. 5.4.1. Робоча установка

2. Хід експерименту

2.1. Визначення радіуса отвору

1. Вводьте в розширений пучок світла транспаранти з різними розмірами отворів.
Пересуваючи уздовж оптичної лави транспарант 3, поспостерігайте на екрані 4 характерні дифракційні картини, які змінюють одна одну.
2. Фотографуйте дифракційну картину. Фіксуючи положення (a , b) транспаранту, коли чітко спостерігається темна та світла плями. Перевірте формулу (5.3.11).

2.2. Спостереження плями Пуассона

1. Вводьте в розширений пучок світла транспаранти з різними розмірами непрозорих круглих дисків. Зверніть увагу на те, що в центрі дифракційної картини спостерігається світна пляма (пляма Пуассона).
2. Сфотографуйте дифракційну картину. Занотуйте результати експерименту.

2.3. Фокусування світла за допомогою зонної платівки

1. Вводьте в розширений пучок світла зонну платівку Френеля. Пересуваючи на лаві екран 4 зафіксуйте положення, яке відповідає фокусуючій дії платівки. Знайдіть максимальну фокусну відстань платівки та радіус першої зони платівки. Перевірте формулу (5.3.12).
2. Сфотографуйте дифракційну картину. Занотуйте результати експерименту.

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція. На які типи вона поділяється? Який критерій для цього використовується?
2. Сформулюйте принцип Френеля.
3. Запишіть інтеграл Френеля.
4. Поясніть принцип дії зонної платівки Френеля.
5. Виведіть формули (5.3.8), (5.3.11), (5.3.12).

III

Поляризація світла

Рекомендована література

- [1] С. А. Ахманов та С. Ю. Никитин. Физическая оптика. Рос. 2-е вид. М.: МГУ, 2004. 656 с.
- [2] Н. М. Годжаев. Оптика. Рос. 1977.

1. Означення

Світлові хвилі є електромагнітними, тому вони поперечні. Наприклад, радіохвилі, що випромінюються штирровою антеною у хвильовій зоні мають вигляд, зображений на рис 5.4.2.

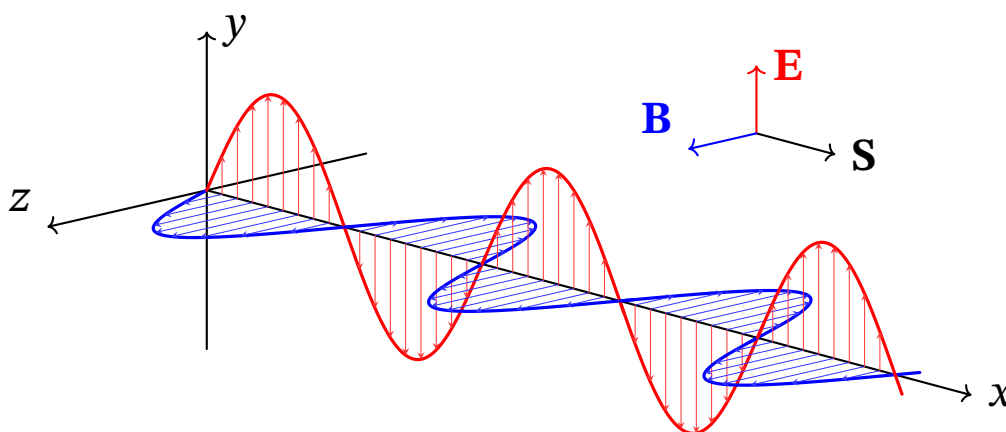


Рис. 5.4.2. Лінійно поляризоване світло

При розгляді таких явищ, як поляризація світла, зазвичай всі міркування пов'язують з площиною коливань вектора напруженості електричного поля $\mathbf{E}$ — світлового вектора, так як хімічний, фізіологічний та інші види впливу світла на речовину обумовлені головним чином електричними коливаннями. Однак

при цьому слід пам'ятати про обов'язкове існування перпендикулярного йому вектора напруженості магнітного поля **B**.

На відміну від електромагнітної хвилі, що випромінюється антеною, світло випромінюється тілами і складається з хвиль, які випускають його окремі атоми. Випромінювання окремого атома триває близько 10^{-8} с і являє собою, як кажуть, цуг хвиль довжиною в середньому близько 3 м. Випромінюючи, атом через деякий час, прийшовши в збуджений стан, випромінює знову і так повторюється знову. Одночасно випромінює безліч атомів. Породжені ними цуги хвиль, накладаючись один на одного, утворюють світлову хвилю. Напрями коливань для кожного цуга орієнтовані випадковим чином. Тому в результуючій світловій хвилі коливання світлового вектора відбуваються в різних напрямках з однаковою ймовірністю. Це треба розуміти так, що при проходженні світлової хвилі через деяку точку коливання світлового вектора швидко і безладно змінюють один одного. Але в межах деякого короткого часу ми маємо справу зі світловим вектором, напрямок коливань якого зберігається, потім напрямок коливань змінюється на інший і т. д.

При це модуль світлового вектора залишається незмінним. Таке світло називають *природним*. Умовно це зображують як на рис. 5.4.3. Світло, в якому напрям коливань світлового вектора упорядкований якимось чином, називають поляризованим. Якщо коливання світлового вектора відбуваються тільки в одній площині, світло називають плоско (або лінійно) поляризованим, так, як це показано на рис. 5.4.2. Якщо кінець світлового вектора описує еліпс, то такий світло називають еліптично-поляризованим (зокрема, поляризованим по колу, рис. 5.4.4).

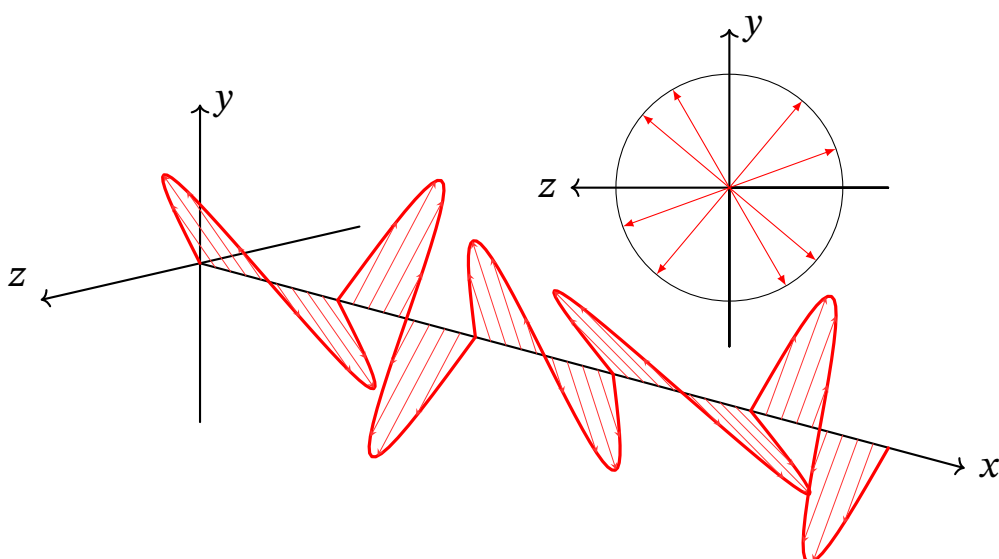


Рис. 5.4.3. Неполаризоване (природне) світло

З природного світла можна отримати плоскополяризоване за допомогою приладів, які називаються поляризаторами. Ці прилади вільно пропускають коливання світлового вектора, паралельні площині, яку ми будемо називати площиною пропускання поляризатора. Коливання ж, перпендикулярні до цієї

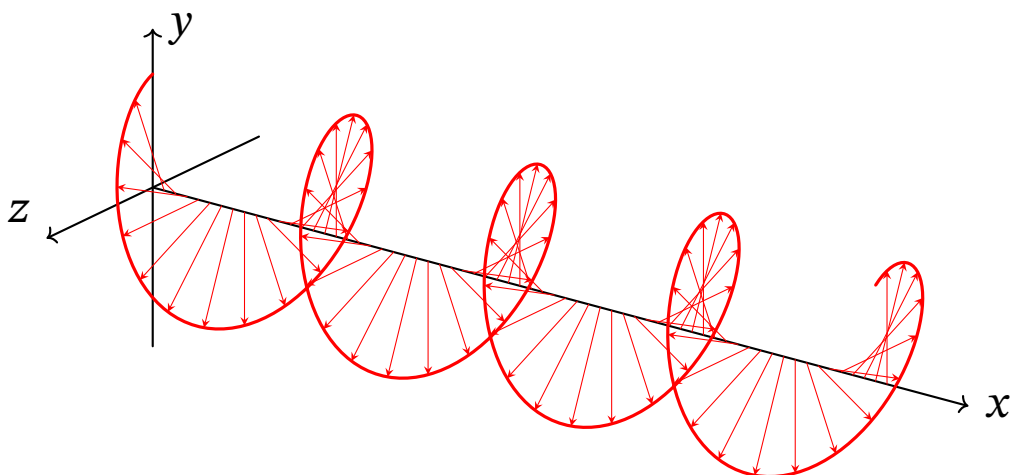


Рис. 5.4.4. Світло, поляризоване по колу

площини, затримуються повністю або частково. У першому випадку поляризатор є ідеальним.

Крім плоскополяризованого і природного світла існує ще «проміжний» випадок — це частково-поляризоване світло. Частково-поляризоване світло, як і природне, можна представити у вигляді накладення двох некогерентних плоскополяризованих хвиль з взаємно перпендикулярними площинами поляризації, але різними за інтенсивністю. Його також можна розглядати як суміш природною і плоскополяризованого складових.

Частково-поляризоване світло характеризують ступенем поляризації P , яку визначають як:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} = \frac{I_{\text{пол}}}{I_0}, \quad (5.4.1)$$

де $I_0 = I_{\max} + I_{\min}$ — інтенсивність падаючого на аналізатор світла, $I_{\text{пол}}$ — інтенсивність поляризованої компоненти світла.

Для плоскополяризованого світла $I_{\text{пол}} = I_0$, а тому ступінь поляризації $P = 1$, для природного світла $I_{\text{пол}} = 0$, тому $P = 0$. Це два крайніх випадки. Однак, що для еліптично-поляризованого світла поняття «ступінь поляризації» не застосовне, а тому і формула (5.4.1) також не застосовна.

1.1. Закон Малюса

Поляризатори можна використовувати і в якості аналізаторів — для визначення характеру і ступеня поляризації світла. Нехай на аналізатор падає лінійно-поляризоване світло, вектор $\mathbf{E}$ якого становить кут φ з площиною пропускання поляризатора. Аналізатор пропускає тільки ту складову вектора $\mathbf{E}$, яка паралельна площині пропускання, тобто $\mathbf{E}_0 \cos \varphi$ (рис. ??). Інтенсивність пропорційна квадрату модуля світлового вектора, тому інтенсивність світла, яке пройшло аналізатор визначається за формулою:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi. \quad (5.4.2)$$

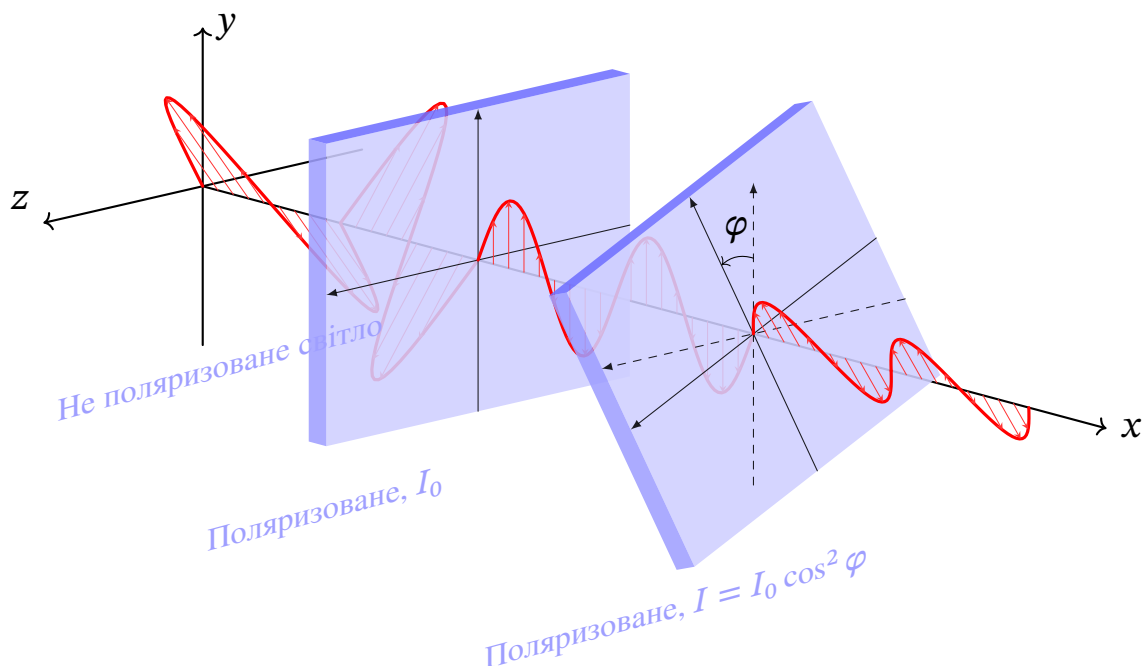


Рис. 5.4.5. Проходження світла через систему «поляризатор-аналізатор».

1.2. Поляризація при відбиванні та заломленні світла. Кут Брюстера

Якщо кут падіння природного світла на межу розділу двох прозорих діелектриків відмінний від нуля, то відбитий і заломлений пучки виявляються частково-поляризованими. У відбитому світлі переважають коливання вектора **E**, перпендикулярні до площини падіння, а в переломленому світлі — паралельні площині падіння. Ступінь поляризації обох хвиль (відбитої і заломленої) залежить від кута падіння. При деякому значенні кута падіння відбите світло стає повністю поляризованим, і його площина поляризації (площина коливань вектора **E**) виявляється перпендикулярною до площини падіння. Цей кут задовольняє наступній умові:

$$\operatorname{tg} i_{\text{Б}} = \frac{n_2}{n_1} \quad (5.4.3)$$

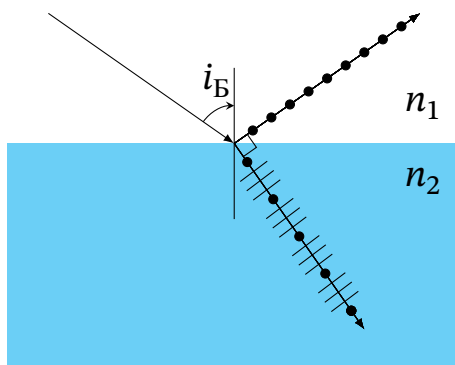


Рис. 5.4.6. Падіння світла на границю розділу двох діелектриків

Можна переконатися, що при падінні світла під кутом Брюстера відбитий

і заломлений промені взаємно ортогональні. При падінні природного світла під кутом Брюстера на межу розділу двох прозорих діелектриків заломлена хвиля стає частково-поляризованою, причому ступінь поляризації її виявляється максимальною.

Закон Брюстера є наслідком формул Френеля, які дають змогу розрахувати інтенсивності відбитого світла від межі розділу:

$$I'_{\perp} = I_{\perp} \frac{\sin^2(i - r)}{\sin^2(i + r)}, \quad (5.4.4)$$

$$I'_{\parallel} = I_{\parallel} \frac{\operatorname{tg}^2(i - r)}{\operatorname{tg}^2(i + r)}, \quad (5.4.5)$$

де i — кут падіння, r — кут відбивання, $I_{\perp}$, $I_{\parallel}$ — інтенсивності падаючого світла, $I'_{\perp}$, $I'_{\parallel}$ — інтенсивності відбитого світла, індекси $\perp$ та $\parallel$ відповідають поляризації, перпендикулярній (s -поляризація) і паралельній (p -поляризація) площині падіння, відповідно.

Поляризація світла

Мета роботи

Дослідити експериментально ефекти, пов'язані з поляризацією світла. Перевірити закон Малюса і закон Брюстера.

Ключові слова: ДПоляризація світла, закон Малюса, кут Брюстера, формули Френеля

1. Експериментальні подробиці

Схема експериментальної установки показана на рисунку (рис. 5.5.1). Когерентний паралельний промінь світла від лазера проходить крізь короткофокусну лінзу 2 або систему лінз. Процес розсіюння світла можна розглядати як утворення уявного точкового джерела випромінювання S_0 . Випромінювання від джерела S_0 розсвіюється на дифракційному елементі 3. Картина дифракції спостерігається на екрані 5.

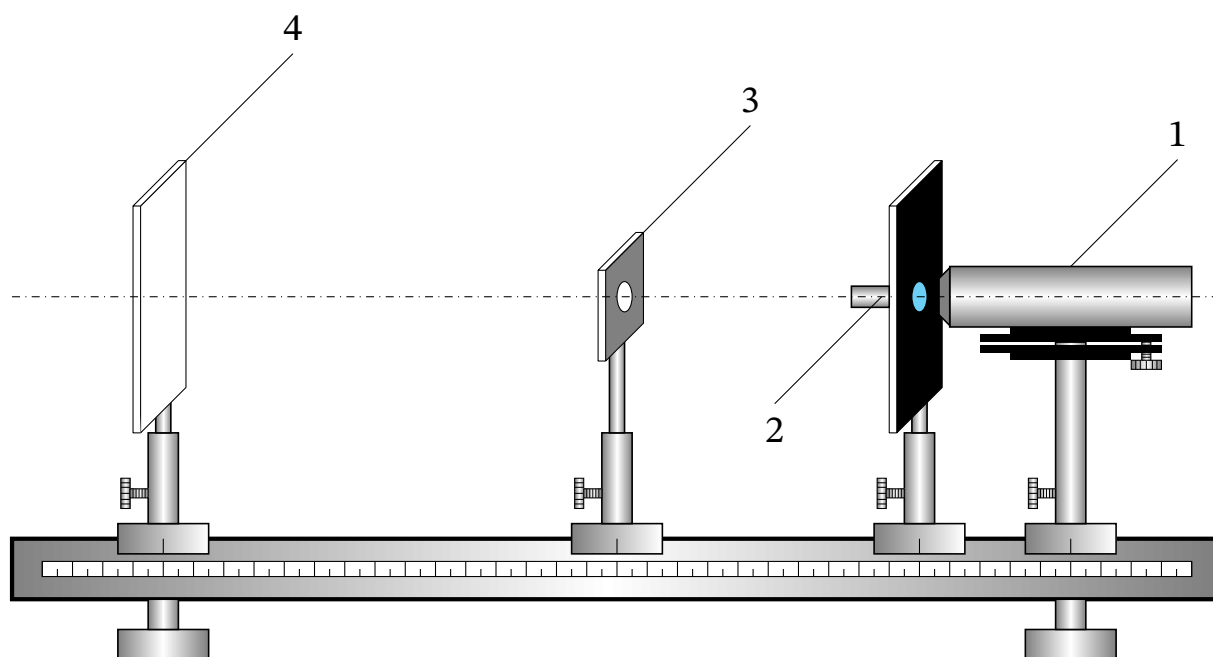


Рис. 5.5.1. Робоча установка

Для реальних поляризаторів вводиться параметр V , що має назву ефективності поляризатора. Ця величина визначається як відношення інтенсивності компоненти світла, поляризованого у дозволеному напрямку, до інтенсивності компоненти з ортогональним до дозволеного напрямком поляризації на виході з поляризатору при падінні на останній неполяризованого світла. Параметр V характеризує якість поляризаційного пристрою.

2. Експериментальні подробиці

Дозволений напрям обох поляроїдів не співпадає з нулем відліку кута і визначається у експерименті з кутом Брюстера. Множник при переключенні шкали міліамперметра може відрізнитись від 10 і потребувати експериментального визначення. При встановленні чорного дзеркала під кутом Брюстера впевніться, що кут падіння дорівнює куту відбивання (наближено — за шкалою, точно — за максимумом інтенсивності відбитого світла).

Зверніть увагу на те, що фотодатчик є дуже чутливим до фонового освітлення. Рекомендується звести до мінімуму вплив світла зовнішніх джерел.

3. Хід експерименту

3.1. Перевірка закону Малюса

1. Змонтуйте на оптичній лаві освітлювач із лампою розжарення. Впевніться, що пучок світла після лінзи є близьким до паралельного. У разі необхідності відрегулюйте положення лінзи. Встановіть на лаві фотодатчик, під'єднайте міліамперметр.
2. Зафіксуйте, на скільки зменшується інтенсивність світла, що потрапляє у фотодатчик, якщо між освітлювачем та фотодатчиком встановити поляризатор. Перевірте, чи залежить інтенсивність світла від кута встановлення поляризатору.
3. Встановіть другий поляризатор і зніміть залежність інтенсивності світла від кута повороту одного з поляризаторів (при фіксованому куті другого).

3.2. Дослідження світла, відбитого від чорного Дзеркала

1. Спрямуйте світло від освітлювача на чорне дзеркало (поліровану діелектричну платівку) через поляризатор. Поверніть чорне дзеркало під кутом $30 \dots 60^\circ$ до напрямку розповсюдження світла. Обертаючи поляризатор, добийтеся мінімальної інтенсивності світла, що відбивається від дзеркала. Таким чином, використовуючи дзеркало в якості аналізатора, знайдіть дозволені напрями поляризатора.

2. Встановіть поляризатор так, щоб його дозволений напрям лежав у площині падіння для чорного дзеркала (тобто горизонтально). Обертаючи чорне дзеркало і вимірюючи інтенсивність світла, що відбивається від нього, знайдіть кут падіння, при якому ця інтенсивність буде мінімальною (кут Брюстера). Зафіксуйте цей кут.
3. Встановіть чорне дзеркало під кутом Брюстера. За допомогою приладу для вимірювання фотоструму виміряйте залежність інтенсивності світла, що відбивається від чорного дзеркала, від кута повороту поляризатора (аналогічно до п. 2 експерименту, але в якості аналізатора виступає чорне дзеркало).

3.3. Дослідження світла, що відбивається і проходить крізь стопу Столетова

1. Встановіть поляризатор так, як в п. 1. Обертаючи стопу і вимірюючи інтенсивність світла, що відбивається від неї та проходить, знайдіть кут Брюстера.
2. Встановіть стопу під кутом Брюстера. За допомогою приладу для вимірювання фотоструму виміряйте залежність інтенсивності світла, що пройшло крізь стопу, переконайтесь, що воно лінійно поляризоване. Зніміть залежність інтенсивності від кута повороту поляризатора (аналогічно до п. 2 експерименту, але в якості аналізатора виступає стопа).

4. Обробка результатів експерименту

1. Користуючись даними, отриманими в пункті 3 лабораторної роботи, побудуйте графік залежності інтенсивності світла, що пройшло через систему двох поляризаторів, від квадрату косинуса кута між їх дозволеними напрямками. (Оскільки поляризатори не є ідеальними, при апроксимації використовуйте варіант МНК для прямої з вільним членом.) Перевірте вірність закону Малюса. Визначте з графіку ефективність поляроїду.
2. Користуючись даними, отриманими в пункті 2 лабораторної роботи, побудуйте графік залежності інтенсивності світла, що відбилась від чорного дзеркала, від кута повороту дзеркала. Апроксимуйте її формулою (5.4.5) і визначте показник заломлення n . Порівняйте отриманий результат з табличним значенням n .
3. Побудуйте графік залежності інтенсивності від кута повороту для системи «поляроїд — чорне дзеркало» (п. 3 експерименту). Перевірте вірність закону Малюса. Визначте з графіку ефективність чорного дзеркала як поляроїда.

Контрольні запитання

1. Яке світло називають лінійно поляризованим? Поляризованим по колу?
2. Як розрахувати інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор, аналізатор?
3. Які типи поляризаторів ви знаєте?
4. Яку величину називають ступенем поляризації?
5. Як змінюється ступінь поляризації відбитого світла при зміні кута падіння від 0 до 90° ?
6. Чим поляризатор відрізняється від аналізатора?
7. Що являє собою стопа Столетова і для чого вона служить?
8. Як отримати світло, поляризоване по колу? Що таке пів- та чвертьхвильова платівка?
9. Що таке дихроїзм? Наведіть приклади двопроменезаломлюючих кристалів.
10. Чи можна виготовити поляризатор з металу?
11. У чому полягає явище обертання напрямку поляризації?
12. Які речовини називають оптично активними?
13. Як влаштований цукрометр?