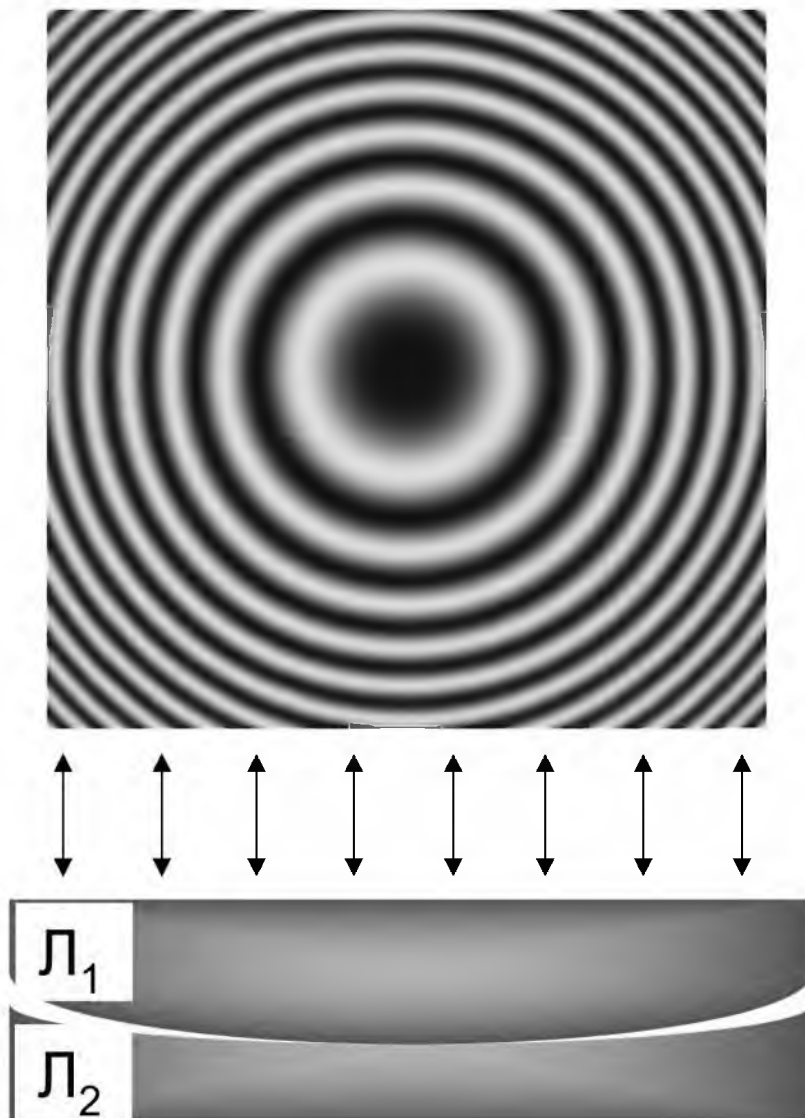


Р.М.Мельник

ІНТЕРФЕРЕНЦІЯ СВІТЛА методом поділу амплітуди

- Лінії рівного нахилу на оптичних елементах, контроль їх якості
- Лінії рівної товщини, експерименти з кільцями Ньютона



3.3.1 Інтерференційні лінії рівної товщини

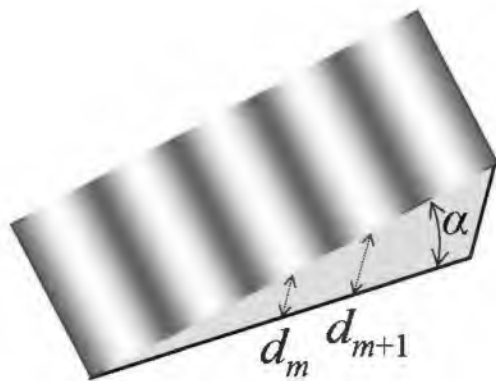


Рис. 3.18.

Інтерференційні смуги спостерігають біля поверхні тонкого клина, Рис. 3.18. Точки сходження хвиль розміщені на продовженні променів відбитих від обох поверхонь, інтерференційна картина утворюється у деякій площині ON , Рис. 3.19. Щоб отримати доволі широкі смуги помітні візуально, має бути малим двогранний кут клина $\alpha < 10^{-3}$ рад.

Спостерігають інтерференцію в нормальних променях до поверхонь клина. Різниця ходу променів для максимумів

$$\Delta_m = m\lambda \equiv 2d_m n \pm \frac{\lambda}{2}, \quad m - \text{ціле}, \quad (3.16)$$

дає синфазне підсилення хвиль при відставанні світлової хвилі 2 від хвилі 1 , Рис. 3.19, на відстань кратну цілій кількості довжин хвиль. Друга хвиля відстає на подвійний оптичний хід товщини клина $2d_m n$ від хвилі відбитої від передньої поверхні. Уздовж інтерференційної смуги товщина клина однакова. Кожному порядку інтерференції m відповідає своя різниця ходу променів $m\lambda$ проходження клина товщини d_m , Рис. 3.18.

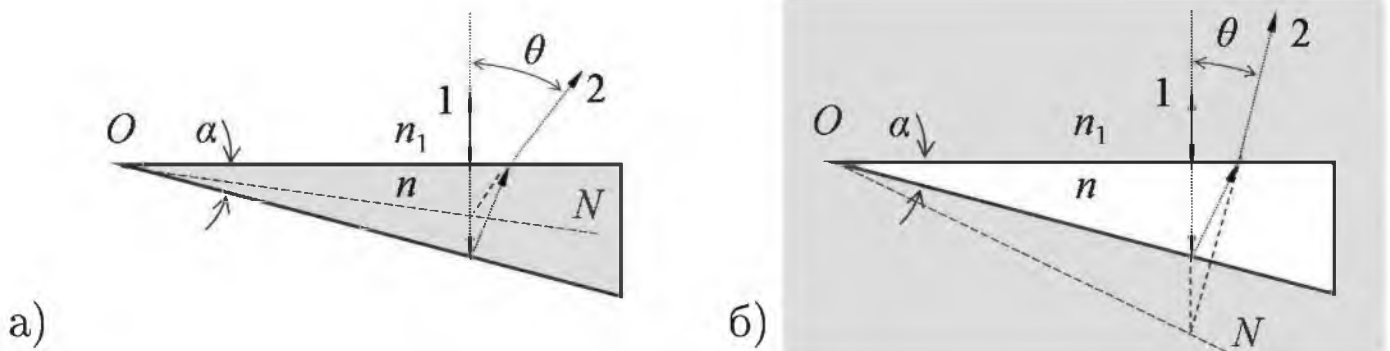


Рис. 3.19. Відбивання світла на клині: а) $n_1 < n$; б) $n_1 > n$. Площина перетину променів і утворення інтерференційної картини позначена пунктирною лінією ON .

В різницю ходу (3.16) входить доданок у пів довжини хвилі $\lambda/2$ зумовлений відбиванням від оптично густішого середовища. Цей доданок не впливає на ширину інтерференційних смуг. Оптична різниця ходу на "нульовій" товщині $d = 0$, $|\Delta| = \lambda/2$ — протифазні відбиті хвилі, відбите світло взаємно гаситься — темна інтерференційна смуга у відбитому світлі на краю клина, Рис. 3.18.

Інтерференційні смуг на клині називають *лініями рівної товщини* методу поділу амплітуди або *інтерференцією на клині*. Назва "лінії" походить від часів утворення інтерференційних смуг окремими спектральними лініями дискретного спектру ламп інертних газів. Такі лампи використовувалися у інтерференційних схемах до винайдення лазерних випромінювачів. Лініями смуги ще також могли називати через їх невелику ширину.

3.3.2 Дослід: вимірювання радіуса кривини лінзи за допомогою кілець Ньютона

Кільця Ньютона

Якщо дві лінзи L_1 і L_2 близької кривини поверхонь накласти одна на другу, то щілина між ними буде мати клиноподібну форму, Рис. 3.20. У відбитому когерентному світлі спостерігають інтерференційні концентричні лінії рівної товщини навколо точки дотику поверхонь. Кожна смуга знаходиться над кільцем однакової відстані між поверхнями. Смуги мають різну ширину через радіальне збільшення товщини клина від точки дотику до країв лінзи. Ці смуги мають назву кілець Ньютона, вперше описані І. Ньютоном у 1675 році.

У досліді використовується лінза великого радіуса R на плоскій скляній поверхні. При нещільному приляганні сферичної поверхні до плоскої, Рис. 3.20, б, може бути малий зазор d_0 , або деформація поверхонь $d_0 < 0$ при сильному їх стисканні.

Нормально падаюче на поверхні світло частково відбивається від сферичної поверхні, частково від плоскої. У відбитих променях утворюється інтерференційна картина. Оптична рі-

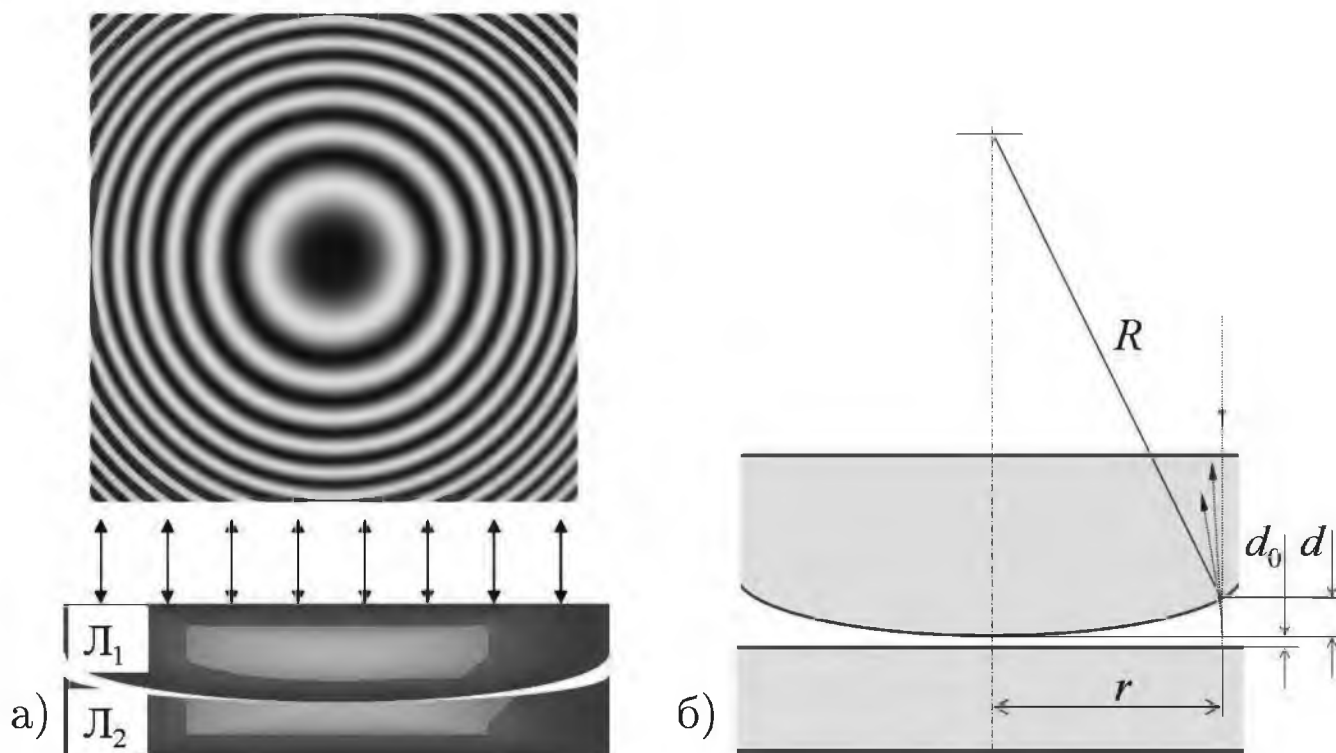


Рис. 3.20. а) Контроль лінзи L_1 на лінзі-матриці L_2 по кільцях Ньютона, вид зверху, у відбитому світлі. б) До розрахунку радіуса лінзи за параметрами кілець Ньютона.

зниця ходу світлової хвилі відбитої від обох поверхонь $2(d_m + d_0)n$, n — показник заломлення середовища між поверхнями, у повітрі $n = 1$. У тих місцях де різниця ходу кратна цілому числу довжин хвиль, відбиті хвилі будуть синфазні, підсилюють одна другу. Умова максимуму

$$m\lambda = 2(d_m + d_0)n + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.17)$$

$d = d_m$ — товщина, на якій відбиті хвилі синфазні і мають різницю ходу $m\lambda$. Справа є ще доданок, що враховує додатковий набіг у пів довжини хвилі $\lambda/2$ при відбиванні від оптично густішого за повітря середовища підкладки. Такий набіг завжди спостерігається на межі двох середовищ, коли друге середовище має більшу густину за перше.

Світло відбите від верхньої поверхні лінзи дає фонову засвітку інтерференційної картини, частково зменшує контраст смуг. Нижня поверхня підкладки покрита світлопоглинаючим матеріалом, не впливає на утворення інтерференційної картини.

Для кільця порядку інтерференції m радіуса r_m за теоремою Піфагора $R^2 - r_m^2 = (R - d_m)^2$, d_m — відповідна товщина зазору між поверхнями. Ширина смуг інтерференції оберненопропорційна куту сходження променів (це відношення досліджувалося у інтерференції методом поділу хвильового фронту). Кут сходження променів малий при малому куті між сферичною поверхньою лінзи і підкладкою, великому радіусі кривини лінзи R . Для малих кутів клина між поверхнями $r \gg d$, Рис. 3.20, б. Тому при розкритті квадрата правої частини нехтуємо доданком d_m^2 , також скоротиться R^2 по обидва боки рівності, зостанеться $2Rd_m = r_m^2$. Підстановкою d_m у (3.17)

$$m\lambda = \frac{r_m^2}{R}n + 2d_0n + \frac{\lambda}{2}. \quad (3.18)$$

Смуга вищого порядку інтерференції m має більший радіус r_m .

Щоб позбутися доданків спільних для всіх порядків m , доцільно розглядати різницю оптичних ходів різних порядків m_1 , m_2 відповідних радіусів r_{m_1} , r_{m_2} ,

$$\Delta m\lambda = m_2\lambda - m_1\lambda = \frac{n}{R}(r_{m_2}^2 - r_{m_1}^2).$$

Радіус лінзи

$$R = n \frac{1}{\lambda} \frac{r_{m_2}^2 - r_{m_1}^2}{m_2 - m_1}. \quad (3.19)$$

Оптична головка ОГМЭ-ПЗ

Для наступних дослідів із кільцями Ньютона використовується оптична головка ОГМЭ-ПЗ. По принципу роботи цей прилад є мікроскопом невеликої кратності збільшення. Має велике поле зору (2,4-36,8 мм), об'єктивом є лінза великого діаметра з фокусною відстанню $f' = 90$ мм. Кратність збільшення ОГМЭ-ПЗ $\times 4,6 \div \times 100$. Такі прилади у використанні оптичних засобів заповнюють нішу між лупами і мікроскопами. Використовуються для спостереження мікроелектроніки у процесі мікрозварювання, пайки чи контролю на технологічних лініях виготовлення мініатюрних деталей, мікросхем.

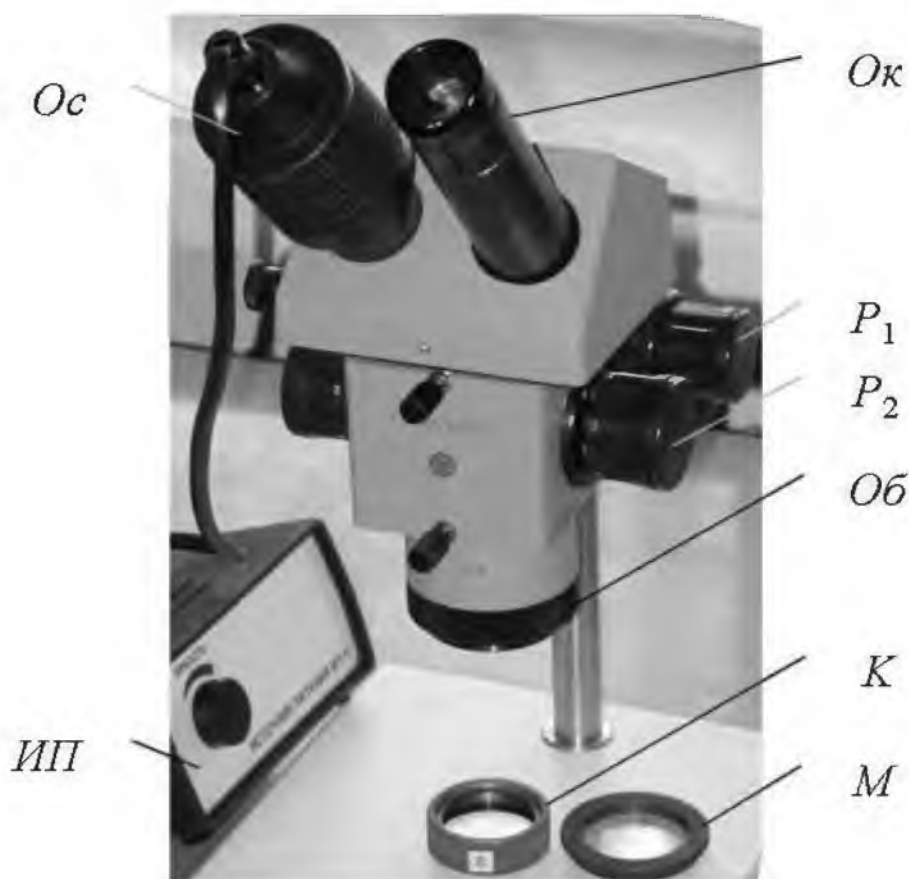


Рис. 3.21. Оптична головка ОГМЭ-ПЗ: *ИП* — джерело живлення освітлювача, *Ос* — освітлювач, *Ок* — окуляр, *P₁* — ручка вертикального переміщення головки на штативі і налаштування на чітке зображення предмета, *P₂* — ручка кратності збільшення, *Об* — об'єктив, *К* — кювета для спостереження кілець Ньютона, *М* — мірна шкала-еталон з ціною поділки 0,2 мм.

У біокулярі ОГМЭ є два оптичні шляхи променів, через дві окулярні трубки. На лабораторному стенді ОГМЭ адаптована для спостереження кілець Ньютона, Рис. 3.21, використовується як монокуляр з одним каналом для візуального спостереження. Друга трубка викручена, замість неї встановлена насадка з освітлювачем *Ос*. Освітлювач — галогенна лампа (12В, 20Вт), під'єднана до блоку живлення *ИП*, з регулюванням світлового потоку на передній панелі *ИП*. У насадку під освітлювач вставляють матове скло або світлофільтр з матовим склом. Матове скло усуває накладання зображення світильника на інтерференційні кільця, дає рівномірний потік світла в оптичних каналах. Довжину хвилі пропускання світлофільтра вказано на його оправі. Випромінювання від освітлювача потрапляє через головку і об'

ектив *Об* на зразок, відбивається від нього частково назад, а частково — в другу окулярну трубку, через яку провадимо спостереження. В окулярній трубці окуляр *Ож* має мірну шкалу.

ОГМЭ-ПЗ закріплений на штативі гвинтом позаду оптичної головки. Відстань об'єктива від зразка ≈ 95 мм. Налаштування чіткого зображення виконуємо поворотом ручки P_1 . При її обертанні в один чи другий бік, головка піднімається або опускається. Така ж ручка є з другого боку головки. Потрібно користуватися однією з них. Ні в якому разі не можна крутити обидві одночасно і в різні сторони, щоб не поламати механізм наведення.

Ручка P_2 слугує для зміни кратності збільшення. При повороті ручки відбувається крок повороту револьверного механізму, у оптичному каналі змінюється телескопічна система. Кожному положенню ручки відповідає збільшення: $\times 0,63$; $\times 1$; $\times 2$; $\times 4$; $\times 7$. Ручок P_2 також дві з обох боків мікроскопа, користуватись потрібно однією з них, а не обома разом.

Визначення ціни поділки шкали окуляра

Окуляр у фокусній площині має шкалу для вимірювання об'єктів в полі зору мікроскопа. Для кожної кратності збільшення буде своя ціна поділки, як потрібно знати до вимірювання розмірів спостережуваних у мікроскоп об'єктів. Визначення ціни поділки мірної сітки окуляра є стандартною первинною процедурою налаштування роботи приладу.

Для визначення ціни поділки використовують еталон з шкалою і паспортним значенням ціни поділки цієї шкали. ОГМЭ має малу кратність збільшення, тому використовується еталон з відносно великою ціною поділки 200 мкм.

1. Включають блок живлення світильника. Ручкою на передній панелі блоку встановлюють мінімальне випромінювання. У насадку під освітлювач вставляють матове скло для отримання рівномірного світлового потоку і уникнення зображення світного елемента у полі зору окуляра.

2. На столику штатива під об'єктивом поміщають еталон шкалою вгору. Налаштовують чітке зображення поділок шкали предметного скла в полі зору мікроскопа. При потребі, збільшують освітленість поворотом ручки на блоці живлення.
3. Зміщують предметне скло, встановлюють накладання початкових позначок шкал предметного скла і окуляра. Ціна поділки шкали еталона 200 мкм. Вибирають якомога більшу кількість поділок p предметного скла і відповідну їй кількість поділок q окуляра. Дійсна ширина еталона за його шкалою $p \cdot 200$ мкм має бути рівною ширині $q \cdot C \pm C/2$ по шкалі окуляра. Врахуванням точності у пів-ціни поділки

$$200 \cdot p \text{ (мкм)} = q \cdot C \pm \frac{C}{2} \Rightarrow C \pm \frac{C}{2q} = \frac{200 \cdot p}{q} \text{ (мкм)}.$$

Точність знаходження ціни поділки $\Delta C \approx C \frac{1}{2q}$ мкм.

4. Вимірювання проводяться при різних збільшеннях мікроскопа, заносять у Табл. 3.1. Здебільшого для всіх наступних дослідів достатньо визначити ціну поділки при кратностях збільшення $\times 2$, $\times 4$, $\times 7$.

Табл. 3.1. Ціна поділки окуляра оптичної головки ОГМЭ-ПЗ при різних кратностях збільшення.

Маркування збільшення	p	q	Ціна поділки окуляра C , мкм	ΔC , мкм
0,63×				
1×				
2×				
4×				
7×				

Знаходження радіуса кривини лінзи

Кювета з міткою 45 містить плоско-випуклу лінзу, що лежить випуклим боком на скляній пластині з рівною поверхнею. Нижня поверхня пластини покрита світлопоглинаючим матеріалом для зменшення фонового світла, більшого контрасту інтерференційної картини у відбитому світлі.

Поміщають кювету під оптичну головку. Об'єктив мікроскопа виставляють на висоту 90 – 100 мм над кюветою, центрують з нею, щоб світло потрапляло на середину кювети, у точку дотику лінзи з основою. Ручкою P_2 задають достатнє збільшення зручне для спостереження кілець Ньютона, частіше це $\times 4$ або $\times 7$ збільшення, рідше $\times 2$. Ручкою P_1 регулюють чіткість зображення. Положення кювети має бути таким, щоб центр інтерференційних кілець був на перехресті мірної сітки окуляра.

Між насадкою і джерелом світла встановлюють дихроїчний світлофільтр з пропусканням $\lambda \approx 0,55$ мкм. Довжина хвилі світла λ , яку пропускає світлофільтр, вказана на його оправі. На оправі вказана довжина хвилі максимуму пропускання λ_0 у нанометрах (1 мкм=1000 нм), в дужках знаходиться ширина спектру пропускання $\Delta\lambda$ у нанометрах. Дихроїчний світлофільтр має вузький діапазон пропускання випромінювання $\Delta\lambda \approx 10 - 20$ нм.

1. Налаштовують положення оптичної головки над кюветою до максимального контрасту кілець Ньютона. Встановлюють кратність збільшення таку, щоб у полі зору окуляра бачити не менше 10-ти кілець. Кювету поправляють до співпадання лінії мірної сітки з діаметром кілець.
2. За допомогою шкали окуляра проводять вимірювання діаметрів $2r_m$ шести кілець Ньютона починаючи від $m = 1$ чи $m = 2$. Зручнішим для вимірювань напевне є положення центру темних смуг мінімуму інтерференції. Дані параметрів кілець заносять у Табл. 3.2. За даними Табл. 3.1 переводять отримані дані діаметрів $2r_m$ виражених у кількості поділок шкали окуляра у системні одиниці в мікрометрах.

Для темних смуг $\Delta r_{m_1} = \Delta r_{m_2} = C$.

3. Для різних радіусів r_m 1-го і 2-го, 1-го і 3-го, ..., 1-го і 6-го кілець обчислюють за формулою (3.19) радіус кривини лінзи R у повітрі $n = 1$, і точність обрахунків ΔR .

Застосуванням часткового диференціювання формули (3.19)

$$dR = d \left(\frac{1}{\lambda} \frac{r_{m_2}^2 - r_{m_1}^2}{m_2 - m_1} \right) = \frac{1}{\lambda} \frac{2r_{m_2} dr_{m_2} - 2r_{m_1} dr_{m_1}}{m_2 - m_1};$$

з рівністю $\Delta r = \Delta r_{m_1} = \Delta r_{m_2}$

$$\Delta R = \frac{\sqrt{(2r_{m_1} \Delta r_{m_1})^2 + (2r_{m_2} \Delta r_{m_2})^2}}{\lambda (m_2 - m_1)} = \frac{2 \Delta r \sqrt{r_{m_1}^2 + r_{m_2}^2}}{\lambda (m_2 - m_1)}.$$

Табл. 3.2. Визначення радіуса лінзи за розмірами кілець Ньютона.

m	$2r_m$	Δr_m	r_m , МКМ	Δr_m , МКМ	$m_2 - m_1$	R , м	ΔR , м
1							
2							
...							

4. Роблять висновки про рівність значень R обрахованих для різних радіусів кілець Ньютона. Обчислюють усередненням отриманих значень R і випадкову похибку експериментну для невідтворюваних умов.

Втрата когерентності зі зміною ширини спектру випромінювання при спостереженні кілець Ньютона

1. Встановлюють кратність збільшення $\times 2$ або $\times 1$, налаштовують чітке зображення кілець Ньютона в полі зору окуляра. Підраховують приблизно кількість чітких смуг інтерференції.
2. Встановлюють замість дихроїчного світлофільтра адсорбційний (ширина спектру пропускання 100-150 нм) і матову пластинку. Зручнішими будуть спостереження інтерференційної картини з $\times 2$ або $\times 4$. Підраховують кількість чітких смуг інтерференції.
3. Прибирають світлофільтр, залишають матову пластинку

і налаштовують чітке зображення кілець Ньютона в полі зору окуляра. Підраховують кількість чітких чорнобілих смуг інтерференції.

4. Роблять висновки про втрату когерентності, зменшення кількості і контрасту смуг інтерференції.

Знаходження параметрів інтерференції кілець Ньютона

На клині з кутом α , Рис. 3.18, ширина смуг

$$\Delta x = \frac{|d_{m+1} - d_m|}{\alpha} = \frac{\Delta d}{\alpha}.$$

Два сусідні порядки інтерференції m і $m + 1$ відрізняються різницею ходу на довжину хвилі. Із (3.16)

$$\lambda = |\Delta_{m+1} - \Delta_m| = 2n|d_{m+1} - d_m| = 2n\Delta d.$$

При накладанні плоских фронтів з кутом θ між ними, ширина інтерференційних смуг $\Delta x = \lambda/\theta$, (3.5). Значення періоду інтерференції Δx і кута інтерференції θ залежать від значень двогранного кута клина і показника заломлення матеріалу

$$\Delta x = \frac{\lambda}{2n} \frac{1}{\alpha}, \quad \theta = 2n\alpha \quad (3.20)$$

Для клина з сферичною поверхнею значення двогранного кута α відмінне на різній відстані від точки дотику плоскої і сферичної поверхонь. Відповідно різняться кути інтерференції і періоди інтерференції.

Табл. 3.3.

m	r_m , МКМ	Δx_m , МКМ	α_m , рад	θ_m , рад
1				
2				
...				

1. За даними попередніх дослідів, Табл. 3.2, заповнюють значення Табл. 3.3 відносного порядку інтерференції m і радіуса кільця Ньютона r_m . Ширина інтерференційної смуги $\Delta x_m = r_{m+1} - r_m$. Значення кутів α_m і θ_m обчислюють по формулі (3.20), $n = 1$. Роблять висновки про параметри інтерференційної картини і її формування.

Спостереження кілець Ньютона для лінзи великої кривини у видимому світлі

Елемент "Кільця Ньютона" складається з скляних плоскоопуклої лінзи і плоскопаралельної пластинки, Рис. 3.20, б. Їх поверхні дотикаються, $d_0 = 0$. Радіус R кривини лінзи становить сотні метрів. Кут клина між поверхнями настільки малий, що інтерференційні смуги видимі неозброєним оком.

У точці дотику пластини і лінзи для всіх довжин хвиль нема відбитого видимого світла. Це зумовлено додатковим набігом фази на π (оптичного ходу на $\lambda/2$) при відбиванні від оптично густішого середовища верхньої поверхні нижньої пластини. Відбиті хвилі протифазні, гасяться (не відбиваються), порядок інтерференції $1/2$. Світло по центру проходить без відбивання.

Навколо точки дотику концентричні кола різних довжин хвиль (кольорів) мають різний радіус. Відповідно формулі (3.18), більша довжина хвилі буде мати більший радіус інтерференційної смуги.

1. Вибирають певну довжину хвилі світла, наприклад зелену смугу $\lambda \approx 0,54$ мкм. Різниця ходу (3.16) у першому $m = 1$ максимумі $\lambda = 2d_1 + \lambda/2$, отже $d_1 = \lambda/4$, $\Delta m = 1 - 1/2 = 1/2$. Міряють діаметр $2r_1$ овалу першого максимуму лінійкою в напрямку найбільшої осі, у центрі $r_{1/2} = 0$. Обчислюють (3.19) радіус кривини лінзи у повітрі $n = 1$

$$R = 2 \frac{r_1^2}{\lambda}.$$

Оцінюють точність $\Delta R = 2 r_1 \Delta r_1 / \lambda$.

2. Міряють діаметр $2r'_1$ того ж овалу в напрямку меншої осі, обчислюють радіус кривини R' . Оцінюють відношення R'/R . Параметр $R'/R - 1$ дає оцінку сферичного астигматизму лінзи.

Контрольні запитання

1. Якщо лінза щільно прилягає до скляної пластинки, то світла чи темна пляма буде в центрі кілець Ньютона у відбитому світлі, у світлі, що проходить наскрізь?
2. Чим відрізняються кільця Ньютона в світлі відбитому і в світлі, що пройшло?
3. Чому підкладка кювети для спостереження кілець Ньютона, має знизу поглинаюче світло покриття? Чи може відсутність покриття вплинути на контрастність інтерференційних смуг у відбитому світлі?
4. Чому для спостереження інтерференційних кілець у видимому світлі перед світильником встановлюють матове скло? Що зміниться за відсутності матової пластинки?
5. Як зміняться кільця Ньютона, їх радіус, якщо простір між лінзою і підкладкою заповнити водою?
6. Як зміниться картина інтерференції смуг рівної товщини при заміні сферичної лінзи циліндричною?
7. Чому при розгляді кілець Ньютона беруть до уваги тільки промені, відбиті від нижньої поверхні лінзи і пластини під нею і не беруть до уваги промені відбиті від передньої поверхні лінзи? Зверніть увагу на глибину різкості зображення в мікроскопі.
8. Чи будуть помітні кільця Ньютона для лінзи з малим радіусом кривизни? Чому?

3.3.3 Форма інтерференційних смуг

На схематичному Рис. 3.22 точкові монохромні синфазні (когерентні) випромінювачі S_1 і S_2 , розташовані на відстані a один від другого. Вся область навколо них буде інтерференційною зоною. Світні точки оточені екраном у вигляді сфери радіуса L . Центр сфери-екрана, Рис. 3.22, співпадає з центром вторинних джерел S_1, S_2 . У такому разі однаковий хід променів від джерел до центрального перерізу сфери, "екватор" з т. K на ньому є смугою нульового максимуму. Вся сфера розділена на світлі і темні зони синфазного і протифазного накладання хвиль. Смуги інтерференції перетинають сферу концентричними колами.

На поверхні сфери поряд з "екватором" x_0 є перший порядок максимуму з координатою x_1 такою, що різниця ходу хвиль $\Delta l = |l_2 - l_1| = \lambda$. Відстань від S_2 до x_1 на одну довжину хвилі λ менша від відстані $S_1 x_1$. Між координатами x_0 та x_1 — темна смуга протифазного накладання хвиль. Далі чергуються максимумами і мінімумами наступних порядків. У протилежну сторону йде чергуватися смуг від'ємних порядків інтерференції.

У околі точки K утворюються інтерференційні смуги паралельні "екватору" однакової ширини при умові $a \ll L$. Фронти хвиль F_1 і F_2 перетинаються під кутом θ , кутом сходження променів l_1 і l_2 . На "полюсі" N фронти хвиль F_{N1} і F_{N2} мають різну кривизну поверхні, утворюються інтерференційні смуги концентричної форми навколо осі S_1 - S_2 . Ще інша форма смуг в проміжних випадках, окіл точки M . Форма смуг залежить від взаємного розташування джерел світла і екрана.

Кут θ сходження променів на сфері буде максимальним для "екватора", найменша ширина смуг на сферичному екрані. В околі точки K , при умові $a \ll L$, $\theta = a/L$. В точці N кут сходження променів рівний нулю, при $L \mapsto \infty$ радіуси кривизни фронтів F_1 і F_2 нескіченні, тоді буде нескіченним радіус інтерференційної смуги на полюсі. На "полюсі" найбільша ширина смуг. Через малий кут сходження хвиль, інтерференцію на полюсі також розглядають в наближенні перетину плоских фронтів.

Ширина інтерференційних смуг пропорційна довжині хвилі

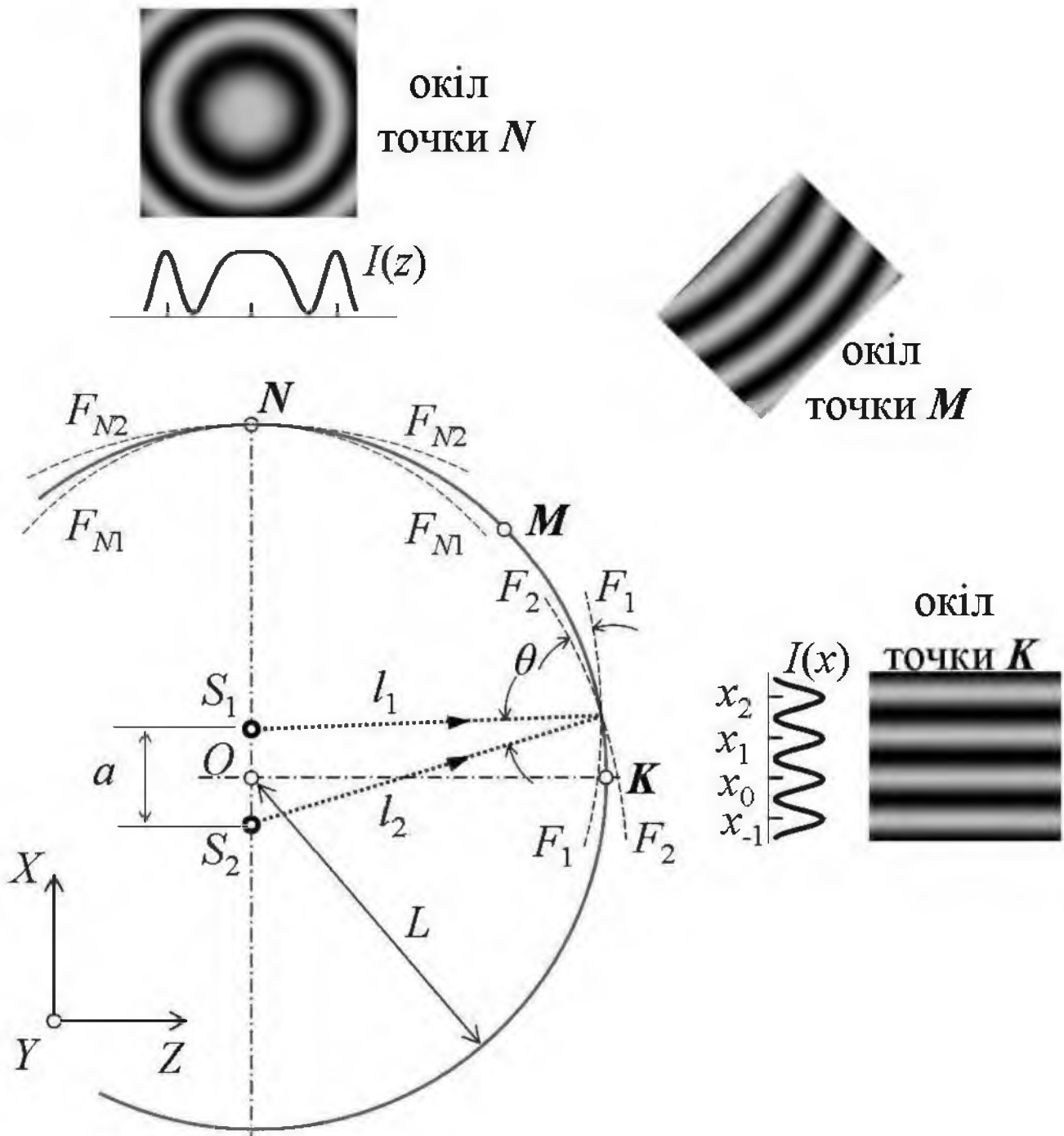


Рис. 3.22. Схематичне зображення двох точкових джерел гармонійних хвиль однакової початкової фази і частоти S_1, S_2 із координатами $\frac{a}{2}, -\frac{a}{2}$ по осі Oz та сфери радіуса $L \gg a$ із центром посередині між S_1, S_2 . Пунктирними лініями зображені хвильові фронти F_1 і F_2 хвиль відповідних джерел. Геометричне місце точок однакової різниці ходу $\Delta l = l_2 - l_1$ на поверхні сфери — це її перетин інтерференційними смугами-колами з віссю симетрії Oz . Вигляд смуг на поверхні сфери в околах точок K, M, N показано на винесених зображеннях. Для околів N і K приведено діаграми розподілу інтенсивності.

λ і обернено пропорційна куту сходження хвиль. Для видимого світла λ настільки мале, що для застосування інтерференції з можливістю розрізняти смуги, повинна виконуватися умова малих кутів інтерференції. Тому спостерігають інтерференційну картину на відстані набагато більшій за відстань між вторинними джерелами, $\lambda < a \ll L$, у *параксіальних* променях. Параксіальні (гр. *para* — біля, лат. *axis* — вісь) пучки світла, що накладаються, мають малий кут інтерференції.

При вимірюваннях фізико-хімічних параметрів по значенню оптичної густини n у плечах двопроменевого інтерферометра використовують паралельні смуги на "екрані" рівновіддаленому від джерел S_1 і S_2 . Контроль якості сферичних поверхонь оптичних деталей часто проводять за порушеннями концентричних смуг інтерференції на осі розташування точкових когерентних джерел випромінювання.

3.3.4 Інтерференційні лінії рівного нахилу

В основі методу поділу амплітуди розрізняють два способи отримання інтерференційної картини методом ділення амплітуди. Один з них — лінії рівної товщини або інтерференція на клині. Цей метод є основою спостереження кілець Ньютона для сферичних поверхонь. Другий — утворення *ліній рівного нахилу* або *інтерференція на плоскопаралельній пластині*. Плоскопаралельну пластинку можна розглядати як клин з двограним кутом, рівним нулю. Інтерференція у лініях рівного нахилу і рівної товщини не має чіткого розмежування. Їх відмінність на практиці: лінії рівної товщини спостерігають на поверхні клина, рівного нахилу — на великій відстані від світлоподільних поверхонь.

У світлі відбитому від пластини утворюються смуги з порядком інтерференції m залежним від кута падіння φ променів на поверхню, Рис. 3.23, а. Для різних кутів падіння φ своя різниця ходу променів і порядок інтерференції $m(\varphi)$. Звідси походження назви інтерференційних ліній рівного нахилу. Через те, що хвилі одного кута падіння (одного порядку інтерференції) де-що рознесені, Рис. 3.23, а, інтерференцію на них спостерігають або на великій відстані від пластини (на нескінченності), або у фокальній площині лінзи.

Хвиля, що падає на пластину у т. M , Рис. 3.23, б, ділиться на заломлену і відбиту. Заломлена хвиля долає оптичний шлях

$$(|MK| + |KL|) n = \frac{2d}{\cos \varepsilon} n,$$

$|MK| = |KL|$. Відбита хвиля проходить відстань

$$|MN| n_0 = 2d n_0 \operatorname{tg} \varepsilon \sin \varphi,$$

і ще випереджає заломлену на оптичну різницю ходу

$$\Delta = \frac{2dn}{\cos \varepsilon} - 2d n_0 \operatorname{tg} \varepsilon \sin \varphi \pm \frac{\lambda}{2}.$$

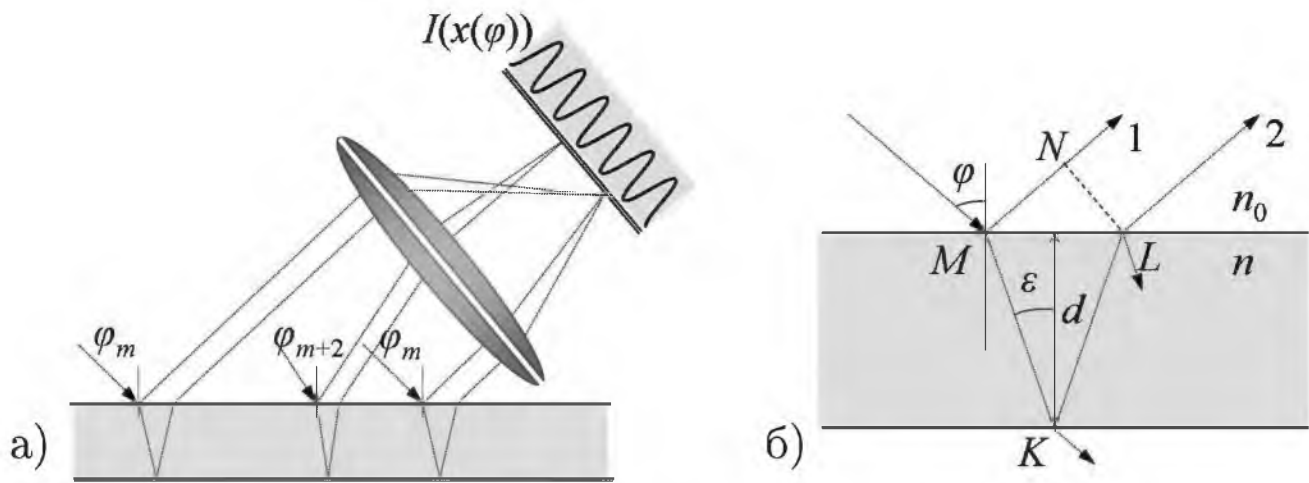


Рис. 3.23. а) Геометричні побудови ходу променів при утворенні інтерференційних ліній рівного нахилу в плоскопаралельній пластинці. б) Збільшений фрагмент пластинки.

Доданок $\pm \frac{\lambda}{2}$ зумовлений приростом різниці фаз $\pm \pi$ хвилі відбитої від оптично густішого середовища. Знак залежить від співвідношення між показниками заломлення середовищ. Набіг фази $\pm \pi$ виявляється у дослідах, має математичне обґрунтування (формули Френеля).

Підстановкою із закону Снела $n_0 \sin \varphi = n \sin \varepsilon$,

$$\frac{n}{\cos \varepsilon} - n_0 \operatorname{tg} \varepsilon \sin \varphi = n \cos \varepsilon = \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi},$$

оптична різниця ходу хвиль

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - n_0^2 \sin^2 \varphi} \pm \frac{\lambda}{2}. \quad (3.21)$$

Для повітря $n_0 = 1$, умова максимуму $\Delta = m \lambda$, m — ціле,

$$m \lambda = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_m} \pm \frac{\lambda}{2}; \quad (3.22)$$

умова мінімуму $\Delta = (m + 1/2) \lambda$,

$$\left(m + \frac{1}{2}\right) \lambda = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \varphi_{m+1/2}} \pm \frac{\lambda}{2}. \quad (3.23)$$

Порядок інтерференції зменшується при збільшенні кута падіння φ променів (3.21). Максимальна різниця ходу у разі $\varphi \rightarrow 0$

$$\Delta_{\max} = m_{\max} \lambda \approx 2dn. \quad (3.24)$$

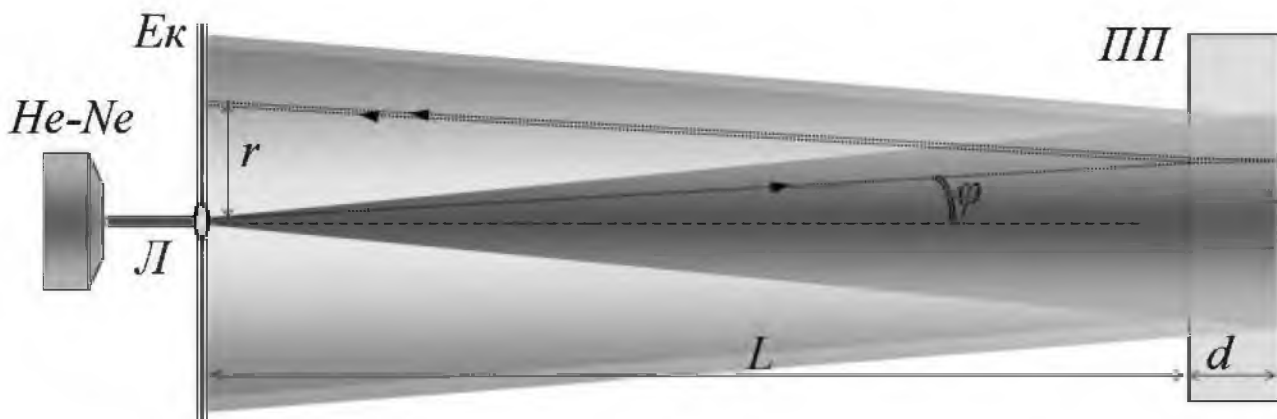


Рис. 3.24. Випромінювання He-Ne-лазера розходитьсЯ за лінзою L , відбивається від обох поверхонь плоскопаралельної пластини III товщини d . На екрані Ek навколо лінзи утворюються інтерференційні радіальні смуги. L — відстань між екраном і пластинкою.

3.3.5 Дослідження інтерференції на плоскопаралельній пластинці у лазерному випромінюванні

Установка, Рис. 3.24, розташована на оптичній лаві. Оптичні елементи установки кріпляться на штативах. Штативи встановлюються у рейтерах кріплення до лави.

Платформа лазера має з боків і знизу юстувальні гвинти. Бічні гвинти дозволяють провадити юстування у горизонтальній площині. Нижні гвинти направляють у вертикалі лазерний промінь. Для користування нижніми гвинтами потрібно попустити бічні.

Лазерний He-Ne випромінювач ($\lambda = 0,6328$ мкм) на краю оптичної лави, світловий пучок направлений паралельно лаві. Плоскопаралельна пластинка на протилежному кінці лави навпроти випромінювача.

Екран має міліметрові вертикальну і горизонтальну шкали. Короткофокусна лінза вмонтована в екран, фокус лінзи співпадає з площиною екрана. Шкала екрана має бути повернута в напрямку пластини. Екран з лінзою потрібно розташувати якомога ближче до лазера так, щоб лазерний пучок проходив через лінзу, розходився і попадав на пластинку, відбивався на екран, а

центр світної плями відбитої від пластини накладався на лінзу. Потрібно юстувати положення лінзи і при потребі підюстувати лазерний пучок.

На екрані отримують інтерференційні смуги рівного нахилу у вигляді кілець, зумовлених накладанням хвиль з фронтами різного радіуса кривизни від двох уявних випромінювачів S_1 і S_2 — зображень фокуса лінзи у поверхнях пластини.

Якщо освітленість інтерференційної картини на екрані недостатня, потрібно перемістити пластину ближче до екрана. Контраст збільшиться, будуть меншими радіуси інтерференційних смуг, їх ширина. Можливе зменшення фонового світла додатковим драпіруванням вікон лабораторії.

На Рис. 3.25 показано схематично хід променів відбитих від поверхонь пластини хвиль. Промінь 1 хвилі відбитої від передньої поверхні пластини. Промінь 2 хвилі, яка заломлюється, відбивається від задньої поверхні, заломлюється на передній поверхні, має хід паралельний променю 1. Хід другої хвилі ідентичний ходу уявної хвилі в повітрі вздовж пунктирних ліній з відбиванням від уявного дзеркала на відстані d' від передньої поверхні пластини.

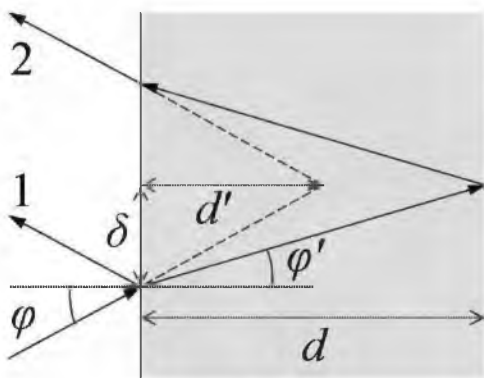


Рис. 3.25.

Із закону Снела для малих кутів і геометричних співвідношень, Рис. 3.25, випливає $n\varphi' = \varphi$, $\delta = d'\varphi = d\varphi'$, отже $d' = d/n$. Поблизу кутів $\varphi \rightarrow 0$ відстані геометричного ходу хвиль 1 і 2 від фокуса лінзи становлять $2L$ і $2(L + d/n)$. Ці відстані є радіусами кривизни хвильових фронтів хвиль. Радіус кривизни фронту

другої хвилі більший на $2d/n$. Оптична різниця ходу становить $2(L + dn) - 2L = 2dn$.

Інтерференційні лінії мають концентричну форму. Означимо r_m — радіус кільця інтерференційного максимуму з порядком інтерференції m . З метою достатньо широких смуг видних візуально у експерименті необхідно забезпечити умову $r_m \ll 2L$.

Застосовне наближення плоского фронту з шириною інтерференційної смуги

$$\Delta r_m = \frac{\lambda}{\theta_m}, \quad (3.25)$$

θ_m — кут інтерференції. Між двома джерелами віддаленими на $2L$ і $2(L + d/n)$ від екрану інтерференційний кут сходження променів

$$\theta_m = \frac{r_m}{2L} - \frac{r_m}{2(L + d/n)} = \frac{r_m d/n}{2L(L + d/n)}.$$

При умові $d \ll L$,

$$\theta_m = \frac{r_m d}{2nL^2}. \quad (3.26)$$

Формула для різниці ходу хвиль у пластині (3.22) спрощується розкладом в ряд по малому $\varphi_m = \text{tg } \varphi_m = \frac{r_m}{2L} \ll 1 < n$

$$\sqrt{n^2 - \varphi_m^2} = n - \frac{\varphi_m^2}{2n} = n - \frac{r_m^2}{8nL^2}.$$

Через те, що порядок інтерференції m невідомий, зручно застосувати (3.22) для різних порядків інтерференції m_1 і m_2 із застосуванням розкладу по φ_m , $m_2 \lambda - m_1 \lambda = \frac{d}{n} (\varphi_{m_1}^2 - \varphi_{m_2}^2)$. Позначимо $\Delta m = m_2 - m_1$,

$$\Delta m \lambda = \frac{d}{4nL^2} (r_{m_1}^2 - r_{m_2}^2). \quad (3.27)$$

У випадку $\Delta r_m = r_{m-1} - r_m \ll r_m$, $r_{m-1}^2 - r_m^2 = 2r_m \Delta r_m$. Для сусідніх смуг $\Delta m = 1$ із (3.27) $\Delta r_m = \frac{\lambda}{2n} \frac{2nL^2}{d}$. Таке ж співвідношення буде підстановкою θ_m із (3.25) у (3.26).

Знаходження показника заломлення плоскопаралельної пластини.

1. Налаштовують обладнання на максимальну чіткість інтерференційних концентричних смуг на екрані з лінзою.

2. По шкалі екрана визначають діаметр $2r_m$ двох кілець m_1 і m_2 , з різницею порядків інтерференції $\Delta m \geq 3$. Потрібно вибирати смуги мінімального радіуса близькі до центру концентричних кілець, вони тут мають більшу ширину.
3. Підраховують різницю порядків Δm , знаходять відстань L від екрана до пластини по шкалі оптичної лави. Товщина пластини d вказана на оправі або міряють штангенциркулем. За формулою (3.27) обчислюють показник заломлення n пластини, оцінюють точність обчислень.

Оцінка параметрів інтерференції

1. За формулою (3.24) оцінюють максимальний порядок інтерференції у центрі інтерференційної картини.
2. Знаходять ширину Δr_m , і радіус r_m смуги поряд з центром інтерференційної картини. Оцінюють значення інтерференційного кута θ (3.26), обчислюють ширину смуги за формулою (3.25). Співставляють обчислене значення з вимірним, перевіряють справедливість застосування наближення плоских хвиль.

Контроль клина скляної пластини

Контроль якості оптичних елементів іноді потрібно проводити з високою точністю. Механічні засоби тут здебільшого не підходять, низька точність, можливе пошкодження поверхонь. Інтерференційні методи дозволяють знаходити відхилення рівні довжини хвилі або й менші. Також інтерференційними методами проводять контроль однорідності матеріалів всередині оптичних середовищ.

Плоскопаралельні пластини часто використовуються в оптичних схемах. Контролювати якість пластини можна за формою інтерференційних смуг отриманих на ній. Іноді виникає потреба зумисно надати малий клин між поверхнями пластини і виміряти його величину.

Пластина використана у роботі має невелику трапецевидність поверхонь з малим клином α між поверхнями — центр інтерференційних кілець не співпадає з фокусом лінзи. Якщо промінь вздовж головної осі падає на передню поверхню пластини нормально, то на іншій відбивається під кутом 2α , Рис. ??, заломлюється на кут $2n\alpha$. Спільні вершини сферичних фронтів, а значить і центр інтерференційних смуг, знаходяться на прямій під кутом $2n\alpha$ до оптичної осі. Центр смуг знаходиться на відстані $y = 2n\alpha(L + d') = 2n\alpha(L + d/n)$ від осі. З врахуванням $d \ll L$,

$$y = 2nL\alpha. \quad (3.28)$$

Якщо виконувати невеликі повороти пластини, центр інтерференції залишається на місці. Відхилення y центру інтерференційних ліній від фокусу розходження світла зумовлено клином між поверхнями, а не орієнтацією пластини. При повороті пластини на кут малий кут i , хвиля вздовж оптичної осі падає на передню поверхню під кутом i , відіб'ється під кутом $-i$, заломиться на кут i/n до оптичної осі. Падає заломлена хвиля на задню поверхню під кутом $\alpha - i/n$, кут відбивання по модулю рівний куту падіння. На передню поверхню кут падіння $2\alpha - i/n$, рівний сумі кутів $\alpha - i/n$ та кута клина α . Промінь заломленої на цій поверхні хвилі виходить під кутом $2n\alpha - i$. Кут між променями хвиль відбитих від передньої і задньої поверхонь той самий $2n\alpha$.

1. Міряють значення y розходження центру інтерференційних ліній і фокусу розбіжності джерела світла. Обчислюють (3.28) "дефект" клина α пластини, оцінюють точність. Виконують невеликі повороти пластини відносно осі рейтера, щоб переконатися у природі розходження центрів.
2. Заміняють плоскопаралельну пластинку на іншу із лабораторного комплексу, так щоб на екрані утворилися інтерференційні смуги. Аналізують викривлення смуг, дотримання товщини пластинки, паралельності поверхонь.
3. Встановлюють замість пластини кювету для дослідів з кільцями Ньютона з великим радіусом (десятки чи навіть

стонті метрів) кривини сферичної поверхні. Аналізують зміну інтерференційної картини, нотують висновки.

Спостереження смуг для пластин різної якості

1. Перед (або замість) плоскопаралельної пластини встановлюють елемент "Кільця Ньютона" з отриманням на екрані смуг інтерференції. Видимі візуально кільця на поверхні достатньо малого клина можна спостерігати одночасно на екрані у відбитому світлі і на клині.
2. Замініть елемента встановлюють плоскопаралельні пластини малої товщини. По формі інтерференційних кілець у відбитому світлі на екрані роблять висновки про їх якість.

Контрольні запитання

1. Що розуміють під інтерференцією поділом амплітуди? Які має переваги метод поділом амплітуди перед методом поділу хвильового фронту?
2. У чому різниця спостереженням інтерференційної картини на плоскопаралельній пластині і клинові?
3. Чому лінії рівного нахилу і рівної товщини вважають належними до одного методу?
4. Чому незброєним оком спостерігаємо інтерференцію тільки у тонких плівках мильних бульбашок, нафтопродуктів?
5. Як залежить ширина ліній рівного нахилу від відстані до джерела, товщини пластинки, її показника заломлення?