

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ЧЕРКАСЬКИЙ ДЕРЖАВНИЙ ТЕХНОЛОГІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ
Факультет електронних технологій, транспорту та машинобудування

ОПТИКА

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ З ФІЗИКИ

Частина 2

для здобувачів освітнього ступеня “бакалавр”
з технічних спеціальностей

Черкаси 2024

УДК 535
ББК

*Затверджено вченою радою ФЕТАМ,
протокол №__ від __.04.2024 р.
згідно з рішенням кафедри
фундаментальних дисциплін та
прикладного матеріалознавства,
протокол №__ від _____ 2024 р.*

Упорядники:

Ващенко В.А., д.т.н., професор
Колінько С.О., к.ф.-м.н., доцент
Бутенко Т.І., к.т.н., доцент

Рецензент:

Яценко І.В., д.т.н., професор

Оптика: лабораторний практикум з фізики для здобувачів освітнього ступеня “бакалавр” з технічних спеціальностей (Частина 2). [Електронний ресурс] / [упоряд. : В.А. Ващенко, С.О. Колінько Т.І. Бутенко; М-во освіти і науки України, Черкас. держ. технол. ун-т. – Черкаси : ЧДТУ, 2024. – 42 с.

Лабораторний практикум містить теоретичні матеріали та методичні вказівки до виконання лабораторних робіт з дисципліни “ Фізика”, розділ «Оптика», які можуть бути використані для підготовки та виконання лабораторних робіт при вивченні навчальної дисципліни студентами.

Для студентів та викладачів вищих технічних навчальних закладів.

Навчальне електронне видання
**Оптика: лабораторний практикум
з фізики (Частина 2):**
для здобувачів освітнього ступеня “бакалавр”
з технічних спеціальностей

Упорядники:

Ващенко Вячеслав Андрійович,
Колінько Сергій Олександрович,
Бутенко Тетяна Іванівна

В авторській редакції.

© В.А. Ващенко, С.О.Колінько, Т.І.Бутенко упорядкування, 2024

ЗМІСТ

Лабораторна робота № 306	
ВИМІРЮВАННЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА ТВЕРДИМИ ТІЛАМИ	4
Лабораторна робота № 307	
ОДЕРЖАННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА	11
Лабораторна робота № 308	
ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СМУГ РІВНОЇ ТОВЩИНИ В СХЕМІ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА	19
Лабораторна робота № 313	
ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ВІД БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ	25
Лабораторна робота № 314	
ДОСЛІДЖЕННЯ СМУГ РІВНОГО НАХИЛУ НА ПРИКЛАДІ КІЛЕЦЬ	32
Лабораторна робота № 317	
ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПРОЗОРОЇ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ	38

ЗМІСТ

Лабораторна робота № 306

ВИМІРЮВАННЯ ІНТЕНСИВНОСТІ ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА ТВЕРДИМИ ТІЛАМИ

Мета роботи: дослідити явище поглинання світла і експериментально встановити залежність коефіцієнта поглинання світла від довжини хвилі.

Прилади і матеріали: універсальний фотометр ФМ-58, дослідні зразки, мікрометр.

Теоретичні відомості

Світловим потоком або **потужністю потоку світла** називається енергія, що проходить через дану поверхню за одиницю часу. Якщо площа поверхні одинична (1 м^2 в системі СІ), то ця величина має назву **густини потоку**.

Світловий потік, що падає на тіло, частково відбивається (розсіюється), частково пропускається і частково поглинається тілом. Частка світлового потоку, що бере участь у кожному із цих процесів, визначається за допомогою відповідних коефіцієнтів: відбивання (r), пропускання (t) і поглинання (k).

Кожний із вказаних коефіцієнтів залежить від довжини хвилі або частоти випромінювання. Ця залежність визначає спектральний склад відповідних потоків. Наприклад, тіло, у якого для червоних променів t (пропускання) великий, а r (відбивання) малий, для зелених променів, навпаки, – t малий, а r великий, буде спостерігатися червоним у прохідному світлі і зеленим – при відбиванні.

Коефіцієнт відбивання r визначають відношенням потоку Φ_r , (що відбивається) до Φ_i (що падає), тобто

$$r_{\lambda} = \frac{\Phi_r(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)}. \quad (306.1)$$

Коефіцієнт поглинання k дорівнює відношенню світлового потоку Φ_k , що поглинається тілом, до світлового потоку Φ_i , який падає на тіло:

$$k_{\lambda} = \frac{\Phi_k(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)}. \quad (306.2)$$

Коефіцієнт пропускання t дорівнює відношенню світлового потоку Φ_t , що пропускається тілом, до світлового потоку Φ_i , який падає на тіло, тобто:

$$t_{\lambda} = \frac{\Phi_t(\lambda)}{\Phi_i(\lambda)}. \quad (306.3)$$

Часто замість коефіцієнта пропускання t вводять величину D , яка називається **оптичною густиною**:

$$D = \log \frac{1}{t}.$$

Оптична густина D зручна при користуванні фотометричними приладами. Якщо, наприклад, оптична густина дорівнює 1, то це відповідає 10% пропускання світла, а якщо 2, то 1% пропускання світла. Згідно із законом збереження енергії

$$\Phi_i = \Phi_k + \Phi_r + \Phi_t.$$

На основі формул (306.1), (306.2) і (306.3) маємо

$$k + r + t = 1, \quad (306.4)$$

тобто сума коефіцієнтів поглинання, відбивання та пропускання дорівнює одиниці.

Поглинання (ослаблення) світла відбувається при проходженні його через речовину внаслідок перетворення світлової енергії в інші види: теплову, електричну, хімічну, вторинне випромінювання.

Всі речовини тією чи іншою мірою мають здатність до поглинання світла і за цією властивістю можуть бути розділені на дві великі групи:

- 1) речовини з малим коефіцієнтом поглинання (до них належать прозорі діелектрики, наприклад, скло);
- 2) речовини із надзвичайно великим коефіцієнтом поглинання (до них належать всі провідники – метали).

У діелектриках відсутні вільні електрони. Світлові хвилі, що проходять через діелектрик, можуть викликати лише коливання зв'язаних в атомах електронів. Тому втрати світлової енергії в діелектриках бувають дуже малі.

У провідниках знаходиться багато “вільних” електронів, що не пов'язані з окремими атомами внаслідок делокалізації свого місцезнаходження (квантовомеханічний ефект). Електромагнітна хвиля викликає коливання вільних електронів. Ця енергія частково перетворюється в теплову. Чим більша діелектрична провідність провідників, тим більше в них відбувається поглинання світла. Безколірні прозорі тіла характеризуються малим поглинанням видимих променів. Наприклад, скло в шарі товщиною 1 см поглинає лише близько 1% видимих променів, які проходять через нього. В той же час, скло інтенсивно поглинає ультрафіолетові і далекі інфрачервоні промені.

Кольорові прозорі тіла виявляють селективність щодо поглинання видимих променів, тобто по-різному поглинають промені різних довжин хвиль. Наприклад, червоним буде скло, яке слабо поглинає червоні промені, а інтенсивно поглинає зелені та фіолетові.

Якщо світло падає паралельним пучком нормально до поглинаючої речовини, то залежність між густиною потоку світлової енергії I_0 світла і потоком світла I , що пройшов через речовину, виражається законом Бугера:

$$I = I_0 \cdot e^{-kd}, \quad (306.5)$$

де I_0 – початкова густина потоку енергії; I – густина потоку енергії світла, яке пройшло через шар речовини товщиною d ; k – коефіцієнт поглинання світла.

Формула (306.5) справедлива тільки для монохроматичного світла, оскільки для кожної речовини інтенсивність поглинання залежить від довжини хвилі. При вимірюванні коефіцієнта поглинання необхідно врахувати, що частина світлового потоку відбивається від границі досліджуваної речовини.

В даній роботі відбиття світла незначне (проценти за порядком величини), тому ми його не враховуємо. Прологарифмуємо формулу (306.5), щоб знайти коефіцієнт поглинання:

$$k = -\frac{1}{d} \ln \frac{I}{I_0}. \quad (306.6)$$

Оскільки в даному випадку

$$t = \frac{\Phi_t}{\Phi_i} = \frac{I}{I_0}, \quad \text{то} \quad \ln \frac{I}{I_0} = \ln t \quad \text{або} \quad \ln \frac{I_0}{I} = -\ln \frac{1}{t} = -D.$$

Тоді маємо:

$$k = \frac{D}{d}, \quad (306.7)$$

де D – оптична густина даної речовини; t – коефіцієнт пропускання.

Для різних речовин величина поглинання різна, причому вона змінюється в широких межах. Наприклад, коефіцієнт поглинання видимих променів для скла залежно від його сорту визначається величинами за порядком від $0,01 \text{ см}^{-1}$ до $0,03 \text{ см}^{-1}$, а для чистої води він становить $0,001 \text{ см}^{-1}$.

Опис установки

В даній роботі вимірювання інтенсивностей поглинання і відбивання світла твердими тілами здійснюється за допомогою універсального фотометра ФМ-58, який складається (рис. 306.1) із таких основних вузлів:

- 1 – фотометрична головка, у якій знаходяться оптичні деталі;
- 2 – револьверний диск з одинадцятьма світлофільтрами 2, номери яких вказані на круглому диску і встановлюються поворотом рукоятки;
- 3 – штатив предметного столика 4, який може переміщуватися за допомогою кремальєри 14;
- 6 – плоскі дзеркала з двома конденсорами.

Всі ці деталі змонтовані на масивній круглій підставці 13.

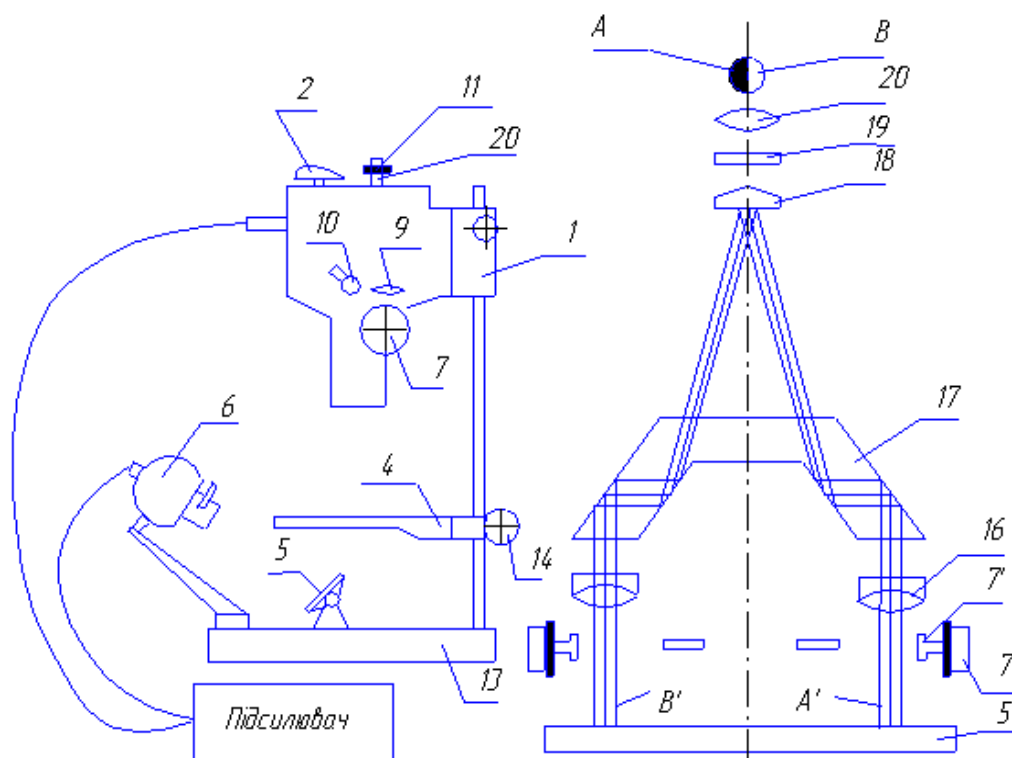
В основу будови приладу покладений принцип керування двома світловими потоками шляхом зміни одного з них за допомогою діафрагми. Два змінні паралельні світлові пучки А і В виходять із освітлювача 6, відбившись від дзеркала 5, і потрапляють у прилад через дві діафрагми 7', ступінь розкриття яких регулюється поворотом барабана 7. Далі світлові пучки А і В об'єднуються за допомогою об'єктивів 16 і ромбічних призм 17 і потрапляють на біпризму 18, яка зводить два пучки до осі окуляра, причому частина правого пучка потрапляє на ліву половину біпризми і створює яскравість лівої половини поля зору, а інша частина його, потрапляючи на праву половину біпризми, відхиляється вбік і поглинається всередині приладу. Лівий пучок проходить аналогічно.

Після біпризми промені проходять через один із світлофільтрів (19), що розміщений у револьверному диску 2, і потрапляють через окуляр 20 в око спостерігача. Окуляр для спостереження поля зору має кільце 11, за допомогою якого проводиться наведення на різкість лінії поділу поля зору.

Спостерігач бачить поле зору у вигляді круга, розділеного лінією на дві половини А і В. Яскравість правої частини поля визначається світловим потоком, що проходить через ліву діафрагму, а лівої – через праву.

Якщо при рівності яскравостей двох половин поля зору на шляху одного світлового потоку, наприклад А, помістити пластинку із якої-небудь речовини, що поглинає або відбиває світло, то фотометрична рівновага порушується, оскільки зменшується світловий потік через половинку А. Щоб зрівняти яскравість полів, необхідно за допомогою відповідної діафрагми зменшити світловий потік через половинку В.

На вимірювальних барабанах 7 нанесені дві шкали – чорна і червона. Чорна шкала показує у відсотках відношення площі отвору діафрагми S при даному її розкритті до площі S_0 при її максимальному розкритті. Оскільки світловий потік однорідного пучка, що проходить через діафрагму, пропорційний площі її розкриття, то відношення площ отворів діафрагми дає відношення світлових потоків А' і В'. В той же час покази чорної шкали барабана дають безпосередньо коефіцієнт пропускання t або відбиття r для даного зразка у відсотках. Червона шкала на барабані 7 відповідає оптичній густині зразка D . Для зручності шкали барабанів освітлюються освітлювачем 10 і забезпечені лупами 9. Відлік по барабану проводиться за допомогою покажчика.



Порядок виконання роботи

1. Фотометр приводять у робочий стан, для чого:

а) включають через трансформатор лампу освітлювача;

б) освітлювач встановлюють так, щоб світлові промені, які направляються дзеркалом знизу, давали б однакову освітленість отворів фотометра. При цьому барабани мають стояти на позначці 100, що відповідає однаковому ступеню розкриття діафрагм;

в) вводять зелений світлофільтр під номером 4, повертаючи револьверний диск 2, який розміщений у верхній частині приладу, а потім фокусують окуляр (за допомогою кільця 11) на лінію поділу поля зору для порівняння і спостерігають зображення спіралі лампи освітлювача, яка видима в кожній половині поля зору. Якщо зображення не різкі, то трохи переміщують конденсори освітлювача.

Для створення рівномірно освітленого фону спостережень у пази оправ конденсорів вставляють матові розсіювачі. Після цього включають світлофільтр №1 або 2.

2. Правий барабан встановлюють на поділку 100 (за чорною шкалою), що відповідає густині потоку енергії падаючого світла $I_0=100$, а лівим барабаном встановлюють рівновагу полів зору фотометра за яскравістю. Таку дію повторюють 3-5 разів і обчислюють середнє положення фотометричної рівноваги для лівого барабана. Встановлюють лівий барабан у це положення на весь час вимірювань.

3. Мікрометром вимірюють товщину досліджуваного зразка із прозорого матеріалу. Вимірювання проводять у кількох точках і беруть середнє значення.

4. Досліджуваний зразок кладуть на предметний столик під лівою діафрагмою. При цьому права половина поля зору темніє.

Обертаючи правий вимірювальний барабан, досягають рівності яскравостей обох половинок і беруть відлік $D=\ln 1/t$ за червоною шкалою правого барабана. Встановлення рівності яскравостей поля зору проводять 3-5 разів і з одержаних відліків беруть середнє арифметичне значення.

Оскільки яскравість полів освітлення визначається величиною світлових потоків, то можна вважати, що значення коефіцієнта пропускання дорівнює відношенню густин потоків енергії I_0/I .

5. За формулою (316.7) обчислюють коефіцієнт поглинання досліджуваного зразка в білому світлі.

6. Вимірюють коефіцієнт поглинання прозорих кольорових зразків (із синього, червоного, зеленого скла) для різних довжин хвиль. Для цього кожний із досліджуваних зразків кладуть на столик під лівою діафрагмою, вмикають послідовно світлофільтри від №1 до №8, повертаючи диск 2, і для кожного

світлофільтра проводять відлік оптичної густини D зразка (за червоною шкалою).

За формулою (316.7) обчислюють значення коефіцієнтів поглинання. Кожного разу при вмиканні нового світлофільтра проводять виставлення фотометра на фотометричну рівновагу.

Результати вимірювань і розрахунків заносять до таблиць запису результатів:

Для білого світла

№п/п	Назва зразка	α	D	k
1	Безкольоровий			
2				
3				
4				
5				
Середнє значення				
Червоний				
Синій				
Зелений				

Таблиця запису результатів вимірювань

№ ф.	Маркування фільтра	λ , нм	Червоний зразок	Зелений зразок	Синій зразок
1	М-72	726			
2	М-66	665			
3	М-61	619			
4	М-57	574			
5	М-53	533			
6	М-50	496			
7	М-47	465			
8	М-43	435			
9	К-2	633			
10	К-4	550			
11	К-6	478			

Примітки: 1. Фільтр пропускає випромінювання певної ефективної довжини хвилі ($\lambda_{\text{еф}}$).

2. Для визначення k використовуємо світлофільтри від №1 до №2. Світлофільтри №9, 10, 11 вмикають для визначення тільки коефіцієнта відбивання.

7. Будують графіки залежності коефіцієнта поглинання від довжини хвилі $k=f(\lambda)$ для червоного, зеленого і синього зразків.

Уздовж осі абсцис відкладають довжину хвилі λ , а на осі ординат – знайдене значення k . Довжини хвиль світла, що пропускаються кожним світлофільтром, наведено в таблиці запису результатів.

Контрольні запитання

1. Від чого залежить колір предметів? Поясніть це на прикладах.
2. Що називається коефіцієнтом відбивання, пропускання, поглинання?
3. Як пов'язані між собою коефіцієнти k , t , r ?
4. Поясніть будову і принцип дії фотометра.
5. Поясніть механізм поглинання світла.
6. Запишіть закон Бугера. Виведіть із нього формулу для визначення коефіцієнта поглинання світла.

ОДЕРЖАННЯ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗОВАНОГО СВІТЛА

Мета роботи: ознайомитися з методом одержання лінійного поляризованого світла і деякими його властивостями.

Прилади і матеріали: оптична лава, освітлювач, чорне дзеркало, два поляроїди, фотоеlement із затримуючим шаром, мікромметр, джерело живлення ПП-1 для регулювання сили світла освітлювача.

Теоретичні відомості

Будь-яка плоска електромагнітна хвиля у вакуумі або газі виявляється поперечною. У найпростішому випадку плоскої поляризації вона є процесом розповсюдження взаємно перпендикулярних коливань електричної та магнітної складових: вектора напруженості електричного поля $\vec{E}$ і вектора напруженості магнітного поля $\vec{H}$ (рис.307.1, а). Вектор $\vec{E}$ називається світловим і всі міркування ми обмежимо розглядом цього вектора, оскільки саме від нього залежить більшість фізичних світлових явищ. Вектор $\vec{H}$ при цьому завжди буде наявним.

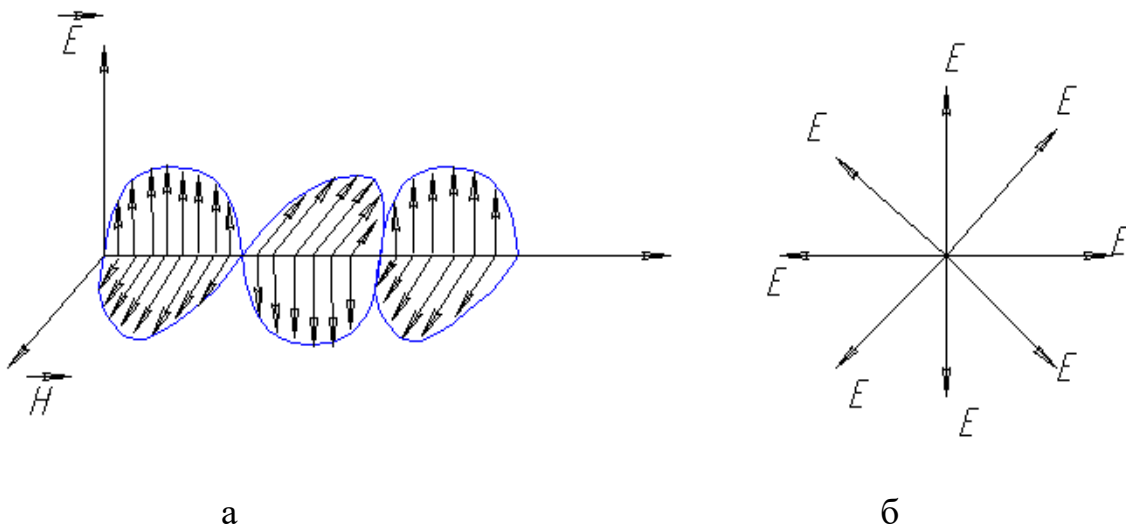


Рисунок 307.1 – Плоска монохроматична хвиля у просторі (а) та напрями світлового вектора природного монохроматичного світла у поперечній до напрямку хвилі площині (б)

Світловий пучок, у якому різні орієнтації вектора $\vec{E}$ в поперечній до напрямку розповсюдження хвиль площині рівноймовірні, називається **природним**. У природному світлі коливання різних напрямів $\vec{E}$ швидко і безладно змінюють один одного (рис.307.1, б), що відображає хаотичність процесу випромінювання хвильових цугів різними атомами джерела світла.

Світло, в якому напрями коливань вектора E упорядковані яким-небудь чином і підкоряються деякій закономірності, називається **поляризованим**. Якщо коливання вектора E можуть здійснюватися тільки в одному напрямку, то таке світло називається **лінійно-** або **плоскополяризованим** (рис. 307.2, а).

Якщо коливання вектора E здійснюються так, що його кінець описує коло або еліпс, то світло називається, відповідно, поляризованим по колу чи еліптично поляризованим (рис.307.2, б, в). При лінійній поляризації площина, в якій знаходиться вектор E , називається площиною коливань або площиною поляризації світлової хвилі.

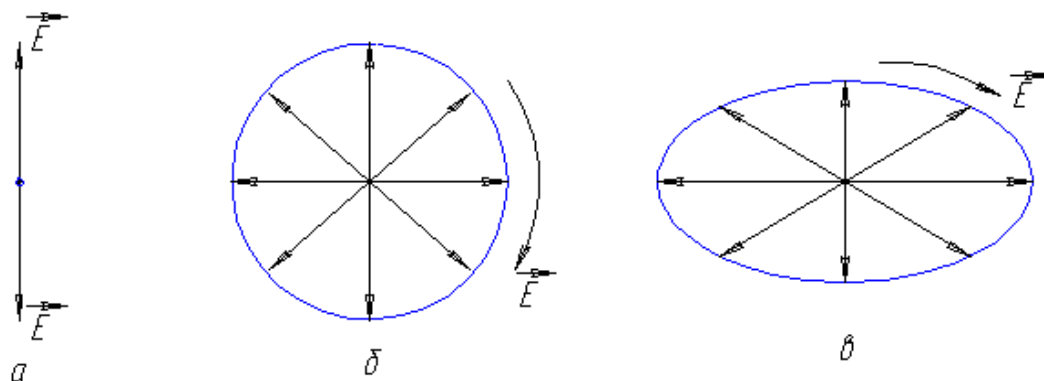


Рисунок 307.2 – Види поляризації електромагнітних хвиль

Для одержання лінійно поляризованого світла застосовують спеціальні оптичні пристрої – **поляризатори**. Площина коливань електричного вектора у хвилі, що пройшла через поляризатор, називається площиною поляризатора.

Будь-який поляризатор може бути використаний для дослідження поляризованого світла як аналізатор. В цьому випадку площина коливань світлової хвилі, що пройшла через аналізатор, буде збігатися з площиною аналізатора.

Інтенсивність I лінійно поляризованого світла після проходження через аналізатор залежить від кута α , утвореного площиною коливань падаючого на аналізатор променя з площиною аналізатора, відповідно до **закону Малюса**:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \quad (307.1)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого на аналізатор світла.

На рис. 307.3 PP'' – площина коливань падаючого на аналізатор світла, $A'A''$ – площина аналізатора.

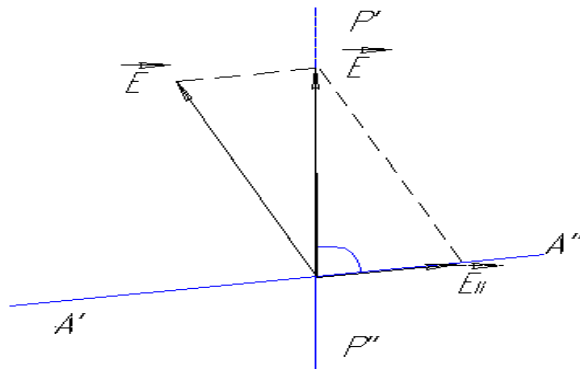


Рисунок 307.3 – Переріз площинами поляризатора та аналізатора поперечної до напрямку розповсюдження хвилі площини

Розглянемо деякі методи одержання плоскополяризованого світла.

1. Відбиття світла від поверхні діелектрика

Відбитий від діелектрика світловий промінь завжди частково поляризований, що можна описати за допомогою рівнянь Максвелла. На рис. 307.4 чорні крапки відповідають коливанням вектора E , перпендикулярним площині падіння, а риски – коливанням в площині падіння.

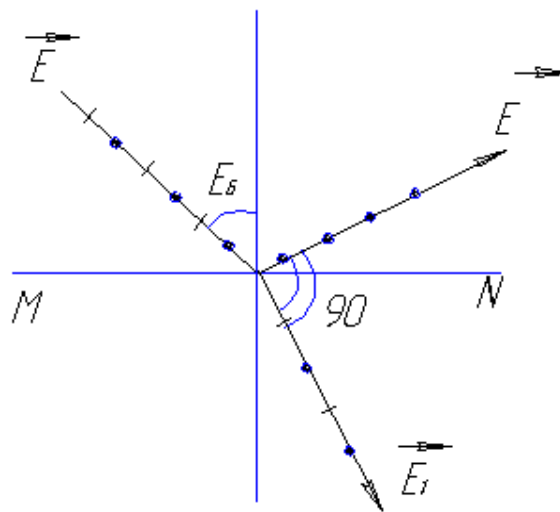


Рисунок 307.4 – Поляризація світла при відбитті від плоскої поверхні прозорого діелектрика

Міра поляризації відбитого променя залежить від відносного показника заломлення $n_{1,2}$ та від кута падіння ϵ . При падінні променя E на площину MN під кутом Брюстера ϵ_0 відбитий промінь $E_{\perp}$ буде повністю поляризований. Заломлений промінь E поляризований частково. Співвідношення

$$\tan \epsilon_0 = n_{1,2} \quad (2)$$

називається **законом Брюстера**.

При цьому площина коливань електричного вектора у відбитому світлі перпендикулярна площині падіння (рис. 307.4).

2. Заломлення світла в подвійно заломлюючих кристалах

Деякі кристали мають властивості подвійного променезаломлення. Заломлюючись у такому кристалі, світловий промінь розділяється на два лінійно поляризовані промені із взаємно перпендикулярним напрямом коливань. Один із цих променів називається звичайним і позначається буквою О, другий – незвичайний і позначається буквою І.

Звичайний промінь задовольняє закону заломлення і лежить в одній площині з падаючим променем та нормаллю. Для **незвичайного** променя відношення синусів кута падіння і заломлення не залишається постійним при зміні кута падіння. Крім того, незвичайний промінь, як правило, не лежить у площині падіння і відхиляється від променя О навіть при нормальному падінні світла.

Видаливши один із променів, можна одержати плоскополяризований промінь. Так побудована, наприклад, поляризаційна призма Ніколя або просто Ніколь (рис. 307.5). Дві природні грані кристала ісландського шпату зрізуються так, щоб зменшити кут між поверхнями до 68° . Потім кристал розрізається на дві частини по площині ВД під кутом 90° до нових граней. Після полірування поверхні зрізу склеюються канадським бальзамом, який має показник заломлення n_6 , що задовольняє умову

$$n_I < n_6 < n_O,$$

де n_O і n_I - показники заломлення ісландського шпату для звичайного і незвичайного променів.

Падаючи під кутом, більшим за граничний, на площину ВД, звичайний промінь зазнає повного внутрішнього відбивання на межі шпат-бальзам. Незвичайний промінь, для якого $n_I < n_6$, виходить із призми лінійно поляризованим.

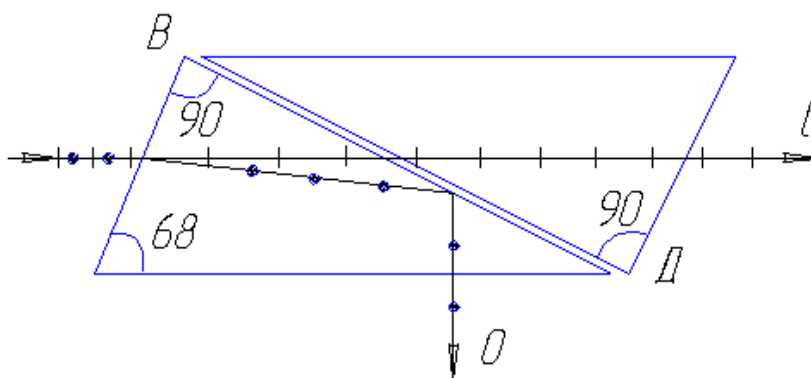


Рисунок 307.5 – Поляризація світла у призмі Ніколя

3. Поглинання світла в дихроїчних пластинках

У деяких двозаломних кристалах (наприклад, турмаліну) коефіцієнт поглинання світла для двох взаємно перпендикулярних поляризованих променів відрізняється настільки сильно, що вже при невеликій товщині кристала один із променів поглинається практично повністю. При цьому із кристала виходить лінійно поляризований пучок світла. Таке явище називається **дихроїзмом**.

Нині дихроїчні пластинки виготовляються у вигляді тонких плівок – поляроїдів, які мають широке застосування. В більшості випадків вони складаються з великої кількості маленьких (товщиною до 0,3 мм) паралельно орієнтованих кристалів сірчанокислового йодного хініну герпатиту, що знаходяться всередині зв'язуючого середовища – прозорої плівки.

Опис установки

Установка збирається на оптичній лаві (рис. 307.6). До неї входять: 2 – фотоелемент із затримуючим шаром для вимірювання фотоструму за інтенсивністю світла; 3 і 4 – поляроїди, вставлені в оправу з лімбами, які дозволяють обертати їх навколо горизонтальної осі. Ціна поділки лімба – 1° ; 5 – освітлювач; 6 – чорне дзеркало із молібденового скла. Воно закріплюється в оправі, яка дозволяє обертати дзеркало відносно вертикальної осі. Для відліку кутів повороту дзеркала оправа має лімб з ціною поділки 1° . 7 – фотоелемент із затримуючим шаром для вимірювання фотоструму за інтенсивністю відбитого від дзеркала світла; 8 – мікроамперметр для вимірювання фотоструму; 9 – джерело живлення ПП-1 для регулювання сили світла освітлювача за допомогою перемикача 10; а і б – затискачі для установлення і закріплення приладів на рейтерах С.

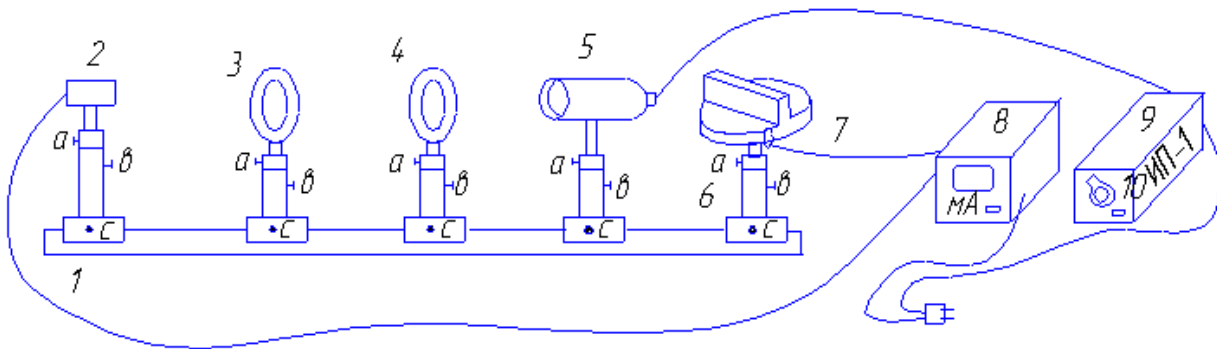


Рисунок 307.6 – Схема дослідної установки

Всі деталі мають бути закріплені на рейтерах С, які дозволяють переміщувати їх вздовж оптичної лави. При проведенні вимірювань відлік кутів проводяться з точністю до половини ціни поділки шкали. **УВАГА!** Щоб не порушити юстування оптичної осі системи, при виконанні роботи не слід торкатися до затискачів а і б!

Порядок виконання роботи

Завдання 1. Визначення напрямку коливань вектора E в поляроїді і показника заломлення матеріалу чорного дзеркала

Для виконання завдання 1 розташувати прилади на оптичній лаві так, як зображено на рис. 307.7.

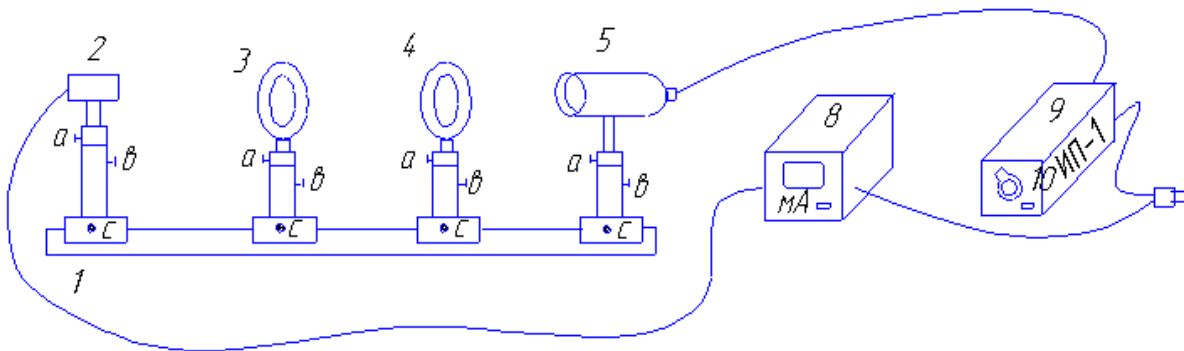


Рисунок 307.7 – Схема розташування приладів до завдання 1

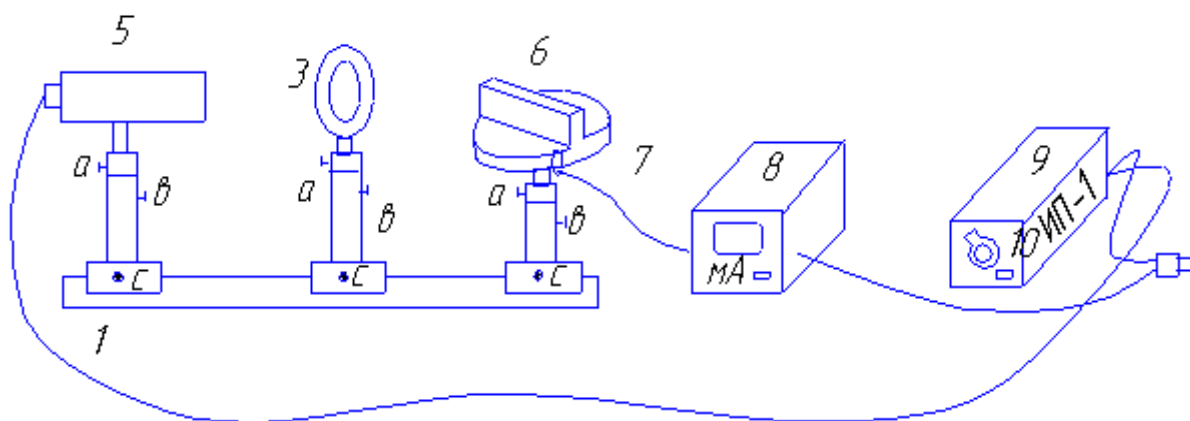


Рисунок 307.8 – Схема розташування приладів до завдання 2

1. Встановити на оптичній лаві 1 освітлювач 5, поляроїд 3, чорне дзеркало 6 з фотоелементом 7. Освітлювач 5 ввімкнути до джерела живлення 9. Перемикач 10 для регулювання сили світла на джерелі струму 9 встановити на точку 7, обертаючи ручку перемикача за годинниковою стрілкою. Фотоелемент 7 з'єднати з мікроамперметром 8. Ціну поділки шкали мікроамперметра встановити на 1, натиснувши відповідну кнопку на правому боці лицевої панелі мікроамперметра. Увімкнути в мережу мікроамперметр і джерело живлення.

2. Обертаючи поляроїд 3 навколо напрямку променя, а дзеркало 6 – навколо вертикальної осі, домогтися мінімальної яскравості зображення освітлювача.

Спостерігач повинен розташуватися так, щоб бачити зображення освітлювача близько від вертикальної осі обертання дзеркала. Положення поляроїда і дзеркала уточнити декілька разів, домагаючись, щоб система, що складається із поляроїда та чорного дзеркала, практично не пропускала світло. В цьому випадку дзеркало встановлено під кутом Брюстера, а в падаючій на нього світловій хвилі коливання світлового вектора E відбуваються в площині падіння (горизонтальній площині).

3. Виміряти кут падіння променя на чорне дзеркало (кут Брюстера). Вимірювання кута проводять за шкалою лімба від 0° до показника фотоелемента 7. Установлення чорного дзеркала і поляроїда повторити 5 разів і результати занести до таблиці.

4. За середнім значенням кута Брюстера, використовуючи формулу (2), визначити показник заломлення молибденового скла, із якого виготовлено чорне дзеркало.

5. Накреслити схематично хід променів, використовуючи на рисунку 6 позначення напрямів коливань світлового вектора.

Завдання 2. Перевірка закону Малюса

Встановити на оптичній лаві прилади, як зображено на рис. 307.8.

1. Підключити фотоелемент 2 до мікроамперметра 8. Увімкнути освітлювач 5 через джерело живлення 9 (ІІІ-1). На мікроамперметрі встановити ціну поділки шкали ІХ, а перемикач 10 встановити на точку 7, як і в попередньому завданні 1.

2. Поляроїд 3 встановити на 0° . Потім, обертаючи поляроїд 4, досягти максимального відхилення стрілки мікроамперметра. В цьому випадку площини пропускання коливань поляроїдів збігаються. Відповідно до формули (2) для цього положення $\alpha=0$, а $I=I_0$.

3. Обертаючи поляроїд 3 в межах одного оберту і через кожні 30° , занести показання мікроамперметра до таблиці.

α	0°	30°	60°	90°	120°	150°	180°	210°	240°	270°	300°	330°	360°
I_1													
I_2													
I_3													
$I_{\text{сер}}$													

Вимірювання повторити три рази і знайти середнє значення показань фотоструму мікроамперметра.

4. Побудувати графік експериментальної залежності $\frac{I}{I_0} = f(\alpha)$ в полярних координатах, для чого на кожному промені, проведеному із центра 0

під кутом α , у вибраному масштабі відкласти значення величин $\frac{I}{I_0}$, які відповідають даному куту α . Точки з'єднати плавною кривою лінією. На тому ж графіку аналогічно побудувати теоретичну залежність $\frac{I}{I_0} = \cos^2 \alpha$ і порівняти їх.

Контрольні запитання

1. Яке явище називають поляризацією світла?
2. Чим відрізняється природний монохроматичний промінь від плоскополяризованого?
3. Які види хвиль – поперечні чи поздовжні - можуть бути плоскополяризованими і чому?
4. У чому полягає явище подвійного променезаломлення і яка його фізична природа?
5. За допомогою яких приладів можна отримати плоскополяризоване світло?
6. Що таке оптична вісь кристала?
7. Яка площина в кристалі називається головною?
8. Сформулюйте закон Малюса.
9. Сформулюйте закон Брюстера.

Лабораторна робота № 308

ВИВЧЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СМУГ РІВНОЇ ТОВЩИНИ В СХЕМІ КІЛЕЦЬ НЬЮТОНА

Мета роботи: вивчити інтерференцію смуг рівної товщини в схемі кілець Ньютона, визначити довжину світлової хвилі та оцінити відхилення від правильної сферичної форми поверхні лінзи.

Прилади та обладнання: мікроскоп МБС-10 з освітлювачем – вертикальним ілюмінатором для роботи у відбитому світлі, гвинтовий окулярний мікрометр, плоско-опукла сферична лінза, чорна молібденова плоска скляна пластинка.

Теоретичні відомості

Розділення одного променя на два когерентні можна здійснити шляхом його відбивання від поверхонь тонкого прозорого шару. На рис. 308.1 у точці А клиновидного шару падаючий промінь 1 розділяється на два – відбитий 2 і заломлений 3. Заломлений промінь 3, у свою чергу, відбивається від другої поверхні шару в точці В. Одержані таким чином два когерентні промені 2, 4 дають інтерференційний ефект поблизу верхньої поверхні шару в точці Д. При малому куті клина ε і малому куті падіння променя α точка Д буде близька до точки А і практично буде знаходитись на поверхні шару.

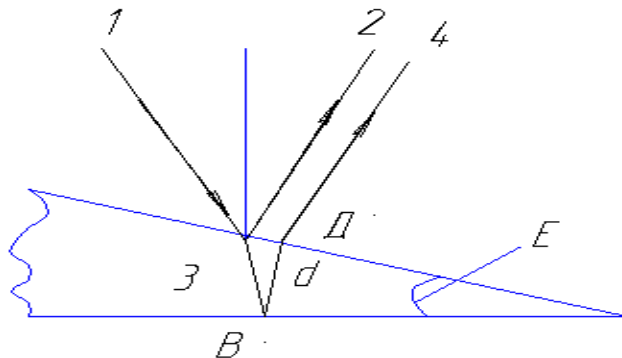


Рисунок 308.1 – Інтерференційна схема утворення смуг рівної товщини

Оптична різниця ходу Δ в даному випадку буде дорівнювати:

$$\Delta = (AB + BD)n \pm \lambda/2 \quad \text{або} \quad \Delta = 2dn \pm \lambda/2, \quad (308.1)$$

де d – товщина клина в точці А; n – показник заломлення матеріалу клина.

Втрата $\lambda/2$ виникає при відбитті світла від шару діелектрика з більшою оптичною густиною відповідно в результаті "втрати" фази на π . Знак "+" або "-" береться залежно від того, де відбувається вказане відбиття. В даному випадку необхідно взяти знак "-" (відбиття від середовища з більшою густиною відбувається в точці А, отже, "втрачає" фазу перший відбитий промінь 2).

Інтерференційні максимуми і мінімуми будуть мати такий вигляд:

$$2dn - \lambda/2 = \pm k\lambda \quad (\text{максимум});$$

$$2dn - \lambda/2 = \pm (2k - 1) \lambda/2 \quad (\text{мінімум}), \quad (308.2)$$

де $k = 0, 1, 2, 3, \dots$ – порядок інтерференційного максимуму і мінімуму.

Із формули (308.2) видно, що інтерференційні максимуми і мінімуми відповідають певним товщинам шару, утворюючи інтерференційні смуги. Тому цей вид інтерференції називається *інтерференцією рівної товщини*. У випадку клиноподібного шару смуги будуть паралельні до ребра клина (рис. 308.2).

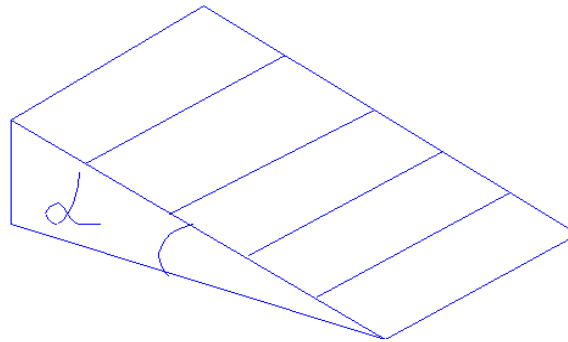


Рисунок 308.2 – Інтерференційний клин

Якщо накласти сферичну лінзу на плоске скло (рис. 308.3), то одержимо повітряний шар ($n=1$), а інтерференційні смуги утворюють концентричні кола з темною плямою (мінімумом) всередині, в області контакту лінзи і плоского скла (точка O).

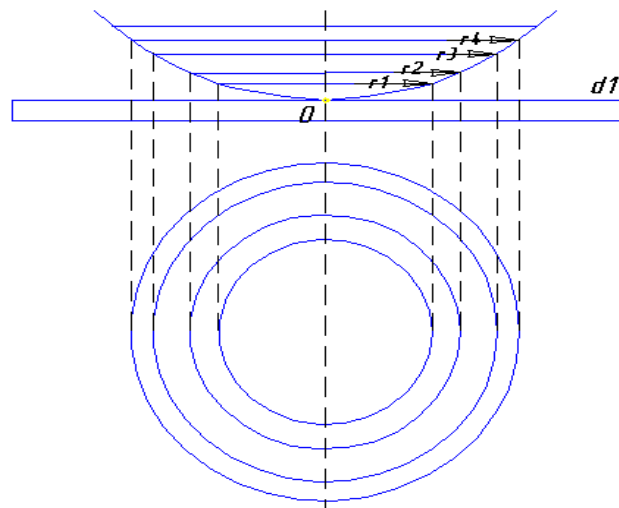


Рисунок 308.3 – Схема утворення кілець Ньютона

Ця інтерференційна картина є схемою кілець Ньютона. Формула (308.1) відповідно перетворюється так:

$$\Delta = 2d + \lambda/2. \quad (308.3)$$

Враховуючи умови (308.2), одержимо товщину d для максимумів та мінімумів інтерференції порядку k :

$$d_k = \pm \frac{(2k-1)}{2} \frac{\lambda}{2} \quad (\text{максимум});$$

$$d_k = \pm k \frac{\lambda}{2} \quad (\text{мінімум}) \quad 308.(4)$$

(очевидно, максимуму нульового порядку не буде).

Умови (308.4) показують, при яких значеннях d виникають світлі і темні інтерференційні кільця в даній схемі.

Якщо падаючий світловий потік немонохроматичний і має спектральний інтервал $\lambda - (\lambda + \Delta\lambda)$, то кількість m видимих інтерференційних кілець буде обмежено, оскільки при великих m інтерференційні максимуми і мінімуми накладаються один на одного і картина буде розмита.

Максимальна кількість інтерференційних смуг m визначається умовою

$$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}, \quad (308.5)$$

де $\Delta\lambda$ – ширина спектрального інтервалу.

Відповідно товщина шару d для області інтерференції буде мати граничне значення:

$$d_n = m \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda^2}{2\Delta\lambda}. \quad (308.6)$$

Довжина світлової хвилі λ може бути визначена на основі рисунка 3, якщо прийняти, що товщина d невелика і член, який містить множник d^2 , є величиною другого порядку малості. З рисунка випливає, що

$$r_k^2 = k\lambda R, \quad \text{звідки} \quad \lambda = \frac{r_k^2}{kR}, \quad (308.7)$$

де r_k – радіус інтерференційного кільця мінімуму k -го порядку; R – радіус кривизни поверхні лінзи.

Оскільки забезпечити контакт у точці О (рис. 308.3) важко внаслідок попадання пилинок, то користуються іншою формулою, в яку входить комбінація із двох значень радіусів інтерференційних кілець r_k і r_n , що дозволяє виключити можливий проміжок d_0 у точці О:

$$\lambda = \frac{r_n^2 - r_k^2}{(n-k)R}, \quad (308.8)$$

де k і n – порядки інтерференційних кілець. Формула (308.8) залишається однією і тією ж як для інтерференційних мінімумів, так і для максимумів. Відхилення від правильної сферичної форми, тобто наявність мікронерівностей, виражається у викривленнях інтерференційних смуг. Глибина мікронерівності Δx наближено визначається за формулою

$$\Delta x = \frac{\Delta b \lambda}{2b}, \quad (308.9)$$

де Δb – висота викривлення; b – ширина тієї ж інтерференційної смуги.

Формула (308.9) є наближеною і може застосовуватися тільки для малих величин Δx , при яких $\Delta b < b$.

Опис установки

Як установка в даній роботі використовується стереоскопічний мікроскоп МБС-10. Основні вузли і деталі мікроскопа зображені на рисунку 4.

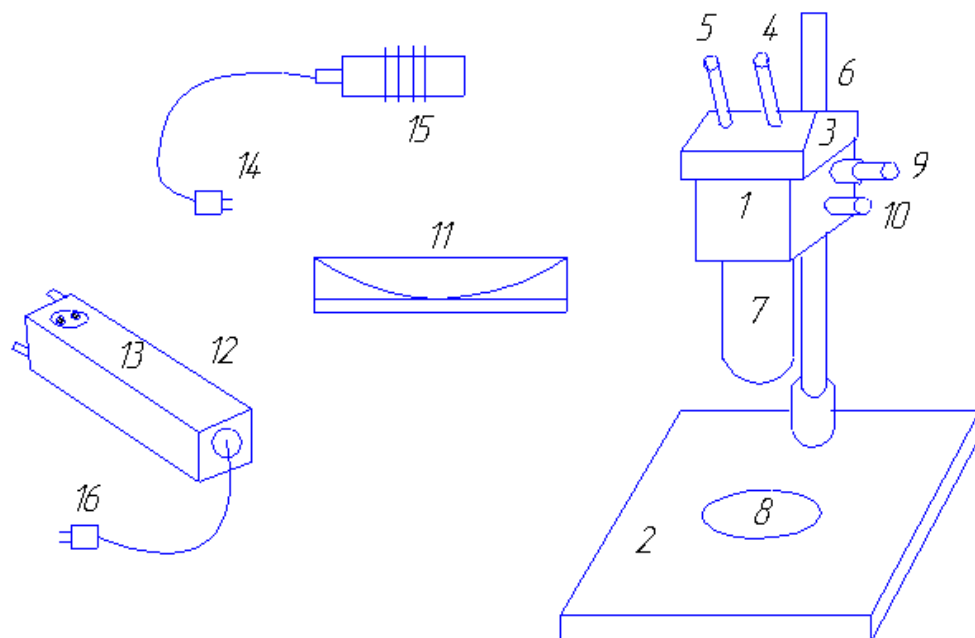


Рисунок 308.4 – Схема установки

1 – корпус мікроскопа; 2 – столик для роботи при відбитому світлі; 3 – бінокулярна насадка; 4 – трубка для установлення освітлювача; 5 – окулярна трубка; 6 – стійка для закріплення мікроскопа; 7 – об'єктив ($F=90$ мм); 8 – предметне скло; 9 – ручка фокусування; 10 – ручка переключення збільшень; 11 – прилад для спостереження кілець Ньютона; 12 – блок живлення; 13 – роз'єм для підключення вилки; 14 – вилка освітлювача; 15 – освітлювач; 16 – вилка для вмикання в мережу блока живлення.

На бокових стінках блока живлення встановлено тумблер для вмикання блока живлення та ручка регулятора напруги лампи освітлювача.

Підготовка установки до роботи

1. На чорну поверхню предметного скла 8 встановлюють прилад для спостереження кілець Ньютона 11.

2. Освітлювач 15 поміщують у трубку 4. Вилку 14 - у роз'єм 13 на 8 В! Вилку 16 блока живлення 12 вмикають в електромережу (220 В).

Після включення тумблера блока живлення, ручкою регулятора регулюють поступово напругу лампи до необхідного освітлення.

3. Рукояткою 10 встановлюють збільшення 4-х. В окулярну трубку 5 вставляють окуляр 8-х із шкалою.

Переміщуючи прилад 11, отримують у полі зору мікроскопа кільця Ньютона. Обертаючи рукоятку фокусування 9, досягають чіткого зображення кілець Ньютона.

Порядок виконання роботи

Завдання 1. Визначення граничної товщини шару d_n та спектрального інтервалу $\Delta\lambda$

1. Налаштувати установку в білому світлі без світлофільтра й отримати в полі зору кольорові інтерференційні кільця Ньютона. Обертаючи рукоятку 9, досягти чіткої видимості інтерференційних кілець.
2. Підрахувати видиму кількість m інтерференційних кілець. При цьому прийняти зелене кільце як основне ($\lambda=550$ нм).
3. За формулами (5) і (6) визначити спектральний інтервал $\Delta\lambda$ і d_n шару.
4. Повторити вимірювання пунктів 2 і 3 для червоних та жовтих кілець і визначити для кожного із них $\Delta\lambda$ і d_n .

Завдання 2. Визначення довжини хвилі пропускання світлофільтра

1. Налаштувати установку (завдання 1, пункт 1), помістивши в освітлювач світлофільтр.
2. Виміряти діаметри або радіуси 3 – 4-х світлих інтерференційних кілець, починаючи з 3-го порядку.
3. Обчислити квадрати радіусів виміряних кілець, враховуючи, що ціна поділки шкали мікроскопа – 0,025.
4. За формулою (8) визначити три значення довжин хвиль λ для різних пар квадратів радіусів кілець Ньютона.

Дані вимірювань занести до таблиці

№	Номер кільця, k	Радіус кільця, r_k	Квадрати радіусів кілець, r_k^2	Довжина хвилі, λ , А
1				
2				
3				

Завдання 3. Вимірювання глибини мікронерівності інтерференцій-ним методом

1. Провести налагодження установки (завдання 1, пункт 1).
2. Відшукати в полі зору мікронерівність на лінзі по викривленню інтерференційних кілець.

3. Виміряти діаметр двох сусідніх інтерференційних кілець із використанням, наприклад, 3-го та 4-го порядків і визначити b .
4. Виміряти глибину Δb викривлення інтерференційного кільця даного порядку, що відповідає мікронерівності.
5. За отриманими даними і формулою (9) визначити глибину мікронерівності Δx .

Контрольні питання

1. Що таке інтерференція світла?
2. Які джерела світла називаються когерентними?
3. Дайте пояснення умови максимуму та мінімуму інтерференції.
4. Як одержуються кільця Ньютона?
5. Який вигляд мають кільця Ньютона для білого світла і чому?
6. Чому у відбитому світлі в центрі – темна пляма, а в прохідному – світла?
7. Де густіше розташовані кільця: в центрі чи на периферії і чому?
8. Великий чи малий має бути радіус кривизни лінзи в приладі для спостереження кілець Ньютона?
9. У результаті яких причин виникають викривлення інтерференційних кілець?

Лабораторна робота № 313

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ СВІТЛА ВІД БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ

Мета роботи: ознайомитись із класичним прикладом інтерференційної схеми, в якій застосована біпризма для визначення довжини хвилі джерела високої когерентності.

Прилади та обладнання: оптичний квантовий генератор ЛГ-72 (лазер), джерело живлення, регульована щілина, біпризма Френеля, збираючі лінзи, екран.

Теоретичні відомості

Інтерференція – це явище накладання хвиль від двох або більшої кількості когерентних джерел, внаслідок чого спостерігається збільшення та зменшення амплітуди результуючого коливання у відповідних областях простору. При інтерференції світла по чергово спостерігаються світлі та темні області внаслідок просторового перерозподілу енергії джерел. Світло від одного джерела максимально підсилюється іншим при різниці ходу Δ їх променів до точки спостереження, яка дорівнює парній кількості півхвиль, і повністю гаситься при непарній кількості півхвиль. Таким чином, для інтерференційних максимумів маємо (рис.313. 2):

$$\Delta = 2k \frac{\lambda}{2} = k\lambda ,$$

а для мінімумів відповідно: $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2} ,$

де k – ціле число, тобто $k = 0, \pm 1, \pm 2, \pm 3, \dots$

У досліді з біпризмою Френеля когерентні хвилі отримують, розділяючи світловий пучок шляхом заломлення на подвійній симетричній призмі з дуже гострими заломлюючими кутами θ (рис. 313.1). Джерелом світла є вузька щілина 2, розміщена паралельно до ребра тупого кута біпризми 5 та освітлювана монохроматичним світлом від джерела 1.

Внаслідок заломлення на призмі утворюються дві когерентні циліндричні хвилі (оскільки кожний хвильовий цуг ділиться на два), що йдуть від двох уявних джерел 3 та 4. Зрозуміло, що їх фази збігаються. Хід променів є таким, що внаслідок їх перекриття утворюється зона інтерференції, в області якої розміщують екран 6. На екрані при виконанні умов просторової та часової когерентності спостерігаються смуги інтерференційних максимумів, між якими знаходяться відповідні мінімуми (рис. 313.2).

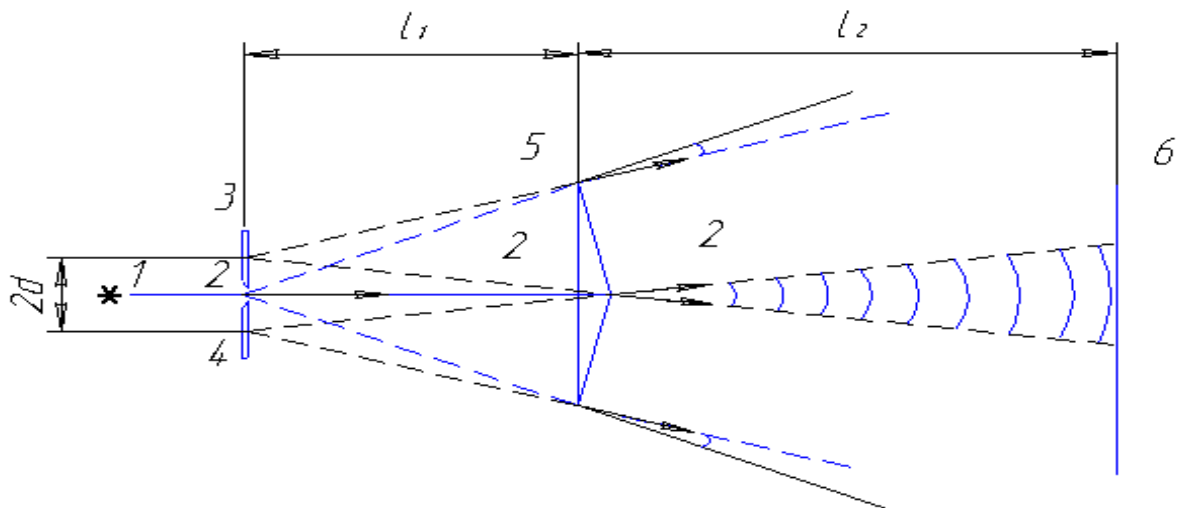


Рисунок 313.1 – Загальна картина інтерференції світла від біпризми Френеля

Якщо головний кут біпризми близький до 180° , а кут падіння променів на призму малий, то кут відхилення δ нею для всіх променів майже однаковий і дорівнює (див. додаток А):

$$\delta = (n - 1)\theta ,$$

де n – показник заломлення скла біпризми. Кут 2δ називають кутовою шириною зони інтерференції (апертура інтерференції). Відстань між сусідніми максимумами (мінімумами) на екрані називають шириною смуги b . При малих кутах δ неважко одержати наближене значення ширини смуги (див. рисунок 2) із рівнянь:

$$\frac{\Delta}{2d} = \frac{OP}{l}; \quad \frac{k\lambda}{2d} = \frac{kb}{l}, \quad \text{тобто:} \quad b = \frac{\lambda l}{2d} .$$

Тут k – кількість інтерференційних смуг від точки О до точки Р, l – відстань між вертикаллю джерел 3,4 та екраном 6; $2d$ – відстань між джерелами 3 та 4.

Звідси неважко визначити довжину хвилі джерела, якщо відомі заломлюючий кут призми та відстань від щілини до призми:

$$\lambda = \frac{2db}{l} . \quad (313.1)$$

Проте досить точно визначити величини d , l важко, тому застосовують опосередкований метод. Для цього перед екраном встановлюють збираючу лінзу так, щоб на екрані одержати зображення джерел 3 та 4. Тоді з формули для тонкої лінзи випливає, що

$$\frac{2d}{2d'} = \frac{a}{a'} = \frac{f'}{a' - f'} ,$$

де $2d'$ – відстань між зображеннями джерел 3 та 4; a та a' – відстані від джерел та їх зображень до лінзи, f' – фокусна відстань лінзи. Враховуючи, що $l = a + a'$ та $aa' - af' - a'f' = 0$, одержуємо:

$$\frac{2d}{2d'} = \frac{lf'}{a'^2}, \text{ або після простих перетворень: } \frac{2d}{l} = \frac{2d'f'}{a'^2}.$$

Підставляючи це у формулу (308.1), маємо зручну робочу формулу (рівняння вимірювань) для обчислення довжини хвилі λ джерела

$$\lambda = \frac{2d'fb}{a'^2}.$$

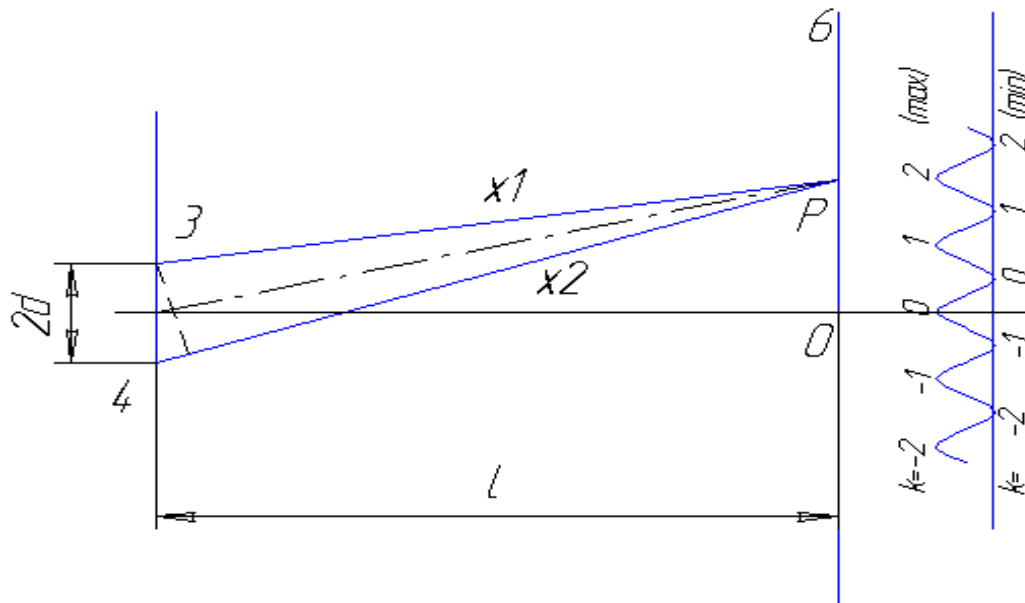


Рисунок 313.2 – Утворення на екрані в зоні інтерференції смуг та хід променів у конкретну точку спостереження (справа – характер зміни освітленості екрана при русі ока спостерігача по вертикалі)

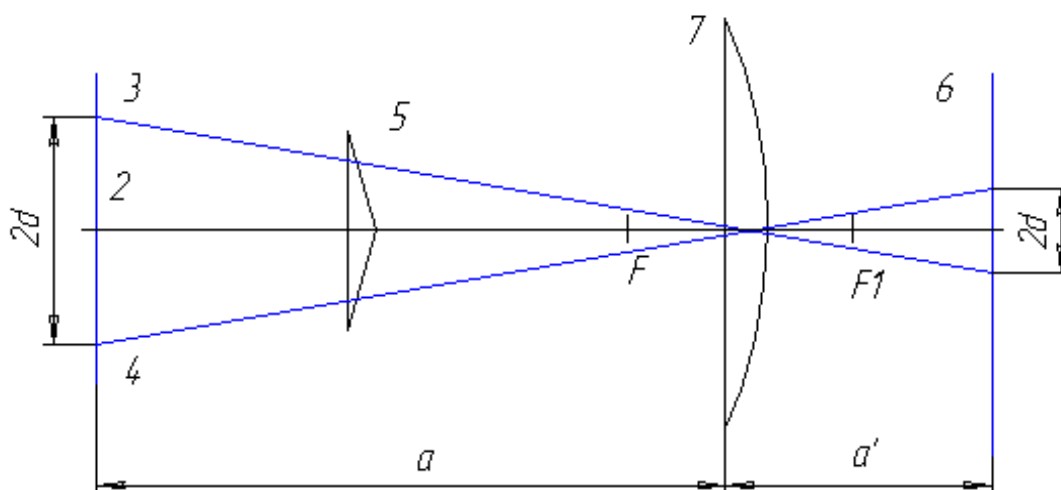


Рисунок 313.3 – Схема опосередкованого методу визначення d та l

Опис установки

Пристрій для вивчення інтерференції за схемою біпризми Френеля зібраний на оптичній лаві 1 (рис. 313.4). Джерелом світла є оптичний квантовий генератор – лазер 2. Пучок променів від лазера проходить через регульовану щілину 3, біпризму Френеля 4 і після фокусування лінзою потрапляє на екран (стіна приміщення). Джерело живлення 7 забезпечує лазер енергією.

УВАГА! Будьте обережні, не допускайте попадання лазерного променя на сітківку ока. Це небезпечно.

Порядок виконання роботи

1. Перевірити розміщення приладів на оптичній лаві відповідно до рисунка 4 (без лінзи).
2. Увімкнути джерело живлення лазера 2 тумблером "Вкл.". Через 5-6 секунд натиснути кнопку "Запуск", після чого поряд спалахують сигнальні лампи.
3. Визначити ширину інтерференційної смуги b , вимірявши відстань 5-6 смуг та поділивши на їх кількість.
4. Встановити лінзу (№8, $f=16,38$ см) і одержати на екрані чітке зображення уявних джерел, підбравши відповідне положення лінзи на оптичній лаві між екраном та біпризмою. Виміряти відстань $2d'$.
5. Визначити відстань a' і занести всі дані до таблиці, складеної самостійно.
6. За рівнянням вимірювань обчислити довжину хвилі λ . Порівняти одержане значення з паспортним для даного джерела.

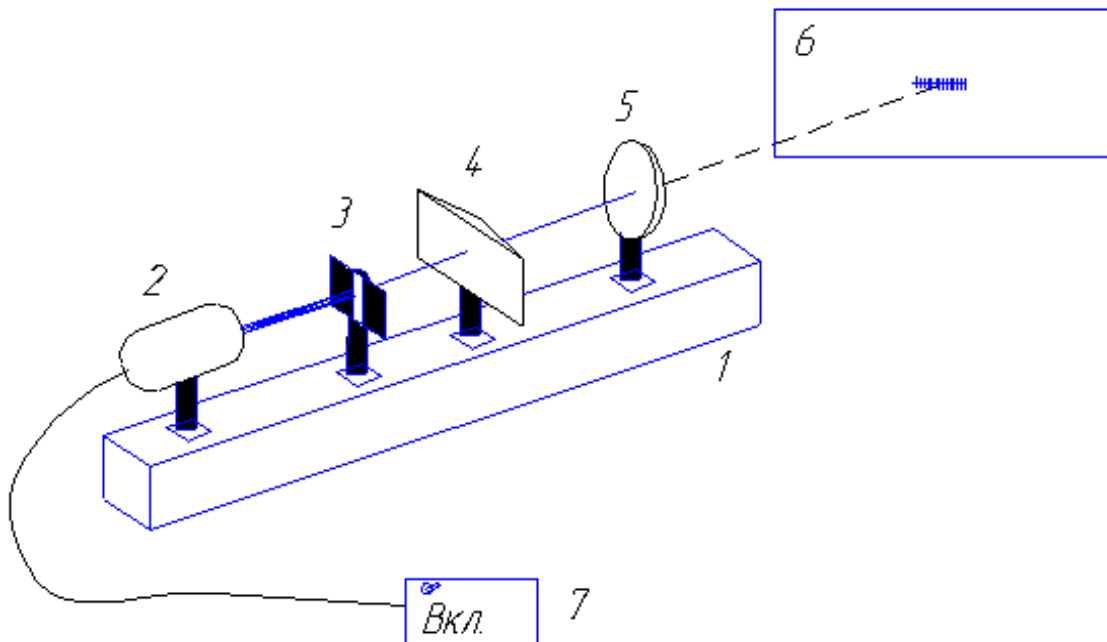


Рис. 313.4 – Схема дослідної установки з біпризмою Френеля

Контрольні питання

1. У чому полягає відмінність між простою інтерференцією та дифракцією?
2. Коли хвилі від двох джерел будуть когерентними? Із чим пов'язана умова просторової когерентності?
3. Що розуміють під поняттям часової когерентності?
4. Яка роль біпризми Френеля? Наведіть приклади інших простих інтерференційних схем.
5. У чому особливості лазера як джерела світла порівняно з іншими джерелами?
6. Зробіть розрахунок ширини інтерференційної смуги.
7. Як зміниться інтерференційна картина, якщо використати немонохроматичне джерело? Чи можна вважати біпризму Френеля спектральним приладом?
8. Наведіть приклади, коли в природних умовах спостерігається явище інтерференції.
9. Наведіть приклади застосування інтерференції світла. Чим визначається висока точність вимірювань з використанням інтерференції світла?

ДОДАТОК А

Приклади розв'язання задач на метод біпризми Френеля

Задача 1. КУТ ВІДХИЛЕННЯ ПРОМЕНЯ ПРИЗМОЮ

Нехай кут при вершині призми, кути падіння та виходу променя з призми відомі (відповідно $\theta, \alpha_1, \beta_2$ (див. рисунок А1)). Обчислимо кут відхилення променя призмою від початкового напрямку, тобто кут δ .

Розв'язання: Із чотирикутника ABCD, в якого два кути прямі, можемо записати:

$$\theta + \gamma = \pi .$$

Оскільки $\delta = \pi - \delta'$, а з чотирикутника AOCD

$$\delta' + \lambda + \alpha_1 + \beta_2 = 2\pi ,$$

то

$$\delta' = 2\pi - (\pi - \theta) - \alpha_1 - \beta_2 ,$$

звідки

$$\delta = \pi - (\pi + \theta - \alpha_1 - \beta_2) = \alpha_1 + \beta_2 - \theta .$$

Отже,

$$\delta = \alpha_1 + \beta_2 - \theta .$$

Задача 2. КУТ ВІДХИЛЕННЯ ПРОМЕНЯ ГОСТРОЮ ПРИЗМОЮ

Нехай показник заломлення матеріалу призми відомий, а кут θ - дуже гострий. Якою тепер буде формула для обчислення кута відхилення променя?

Розв'язання: Скориставшись законом заломлення та малістю кутів, можемо записати:

$$\frac{\sin \alpha_1}{\sin \beta_1} \approx \frac{\alpha_1}{\beta_1} \approx n; \quad \frac{\sin \alpha_2}{\sin \beta_2} \approx \frac{\alpha_2}{\beta_2} \approx \frac{1}{n}.$$

Тоді результат попередньої задачі можемо записати так:

$$\delta = \alpha_1 + n\alpha_2 - \theta.$$

Але з трикутника ACD

$$\alpha_2 = \pi - \beta_1 - \gamma = \theta - \beta_1 = \theta - \frac{\alpha_1}{n}.$$

Отже,

$$\delta = \theta(n-1).$$

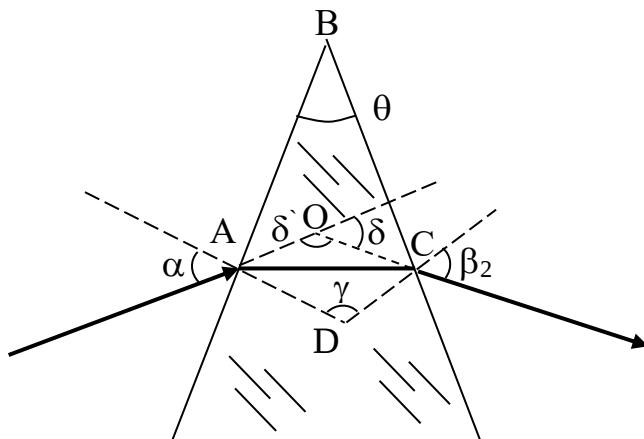


Рисунок А1 – Схема заломлення променя призмою

Задача 3. ВІДСТАНЬ МІЖ УЯВНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ В БІПРИЗМІ ФРЕНЕЛЯ

Розв'язання: З рисунка А2 видно, що для випадку дуже гострих кутів при вершинах біпризми маємо: $d = a\delta$.

Скориставшись результатом попередньої задачі, одержимо

$$d = a\theta(n-1).$$

(В даній роботі відхиляючий кут призми $\vartheta = 4 \cdot 10^{-3}$ рад).

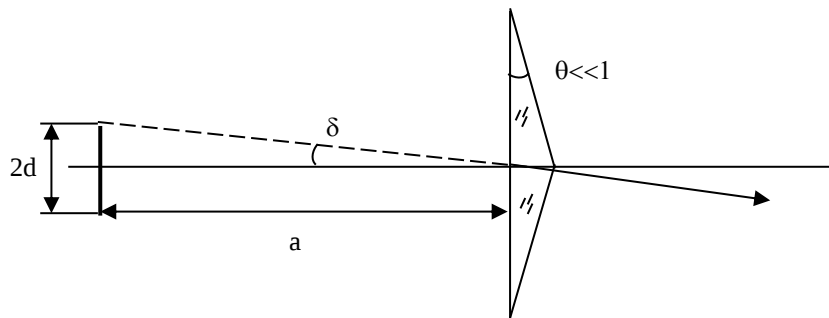


Рисунок А2 – Біпризма Френеля

ДОДАТОК Б СПРОЩЕНИЙ МЕТОД БІПРИЗМИ ФРЕНЕЛЯ (без використання лінзи)

Довжину хвилі можна наближено обчислити, якщо скористатися формулою (1) та результатом задачі 3 з додатка А. Для цього слід виміряти відстань a від щілини до біпризми і скористатись відомим значенням відхиляючого кута призми (для показника заломлення n можна взяти 1,5).

Завдання: порівняйте одержаний результат для довжини хвилі з паспортним значенням - 0,63 нм. Обчисліть тепер дійсний показник заломлення матеріалу біпризми.

Лабораторна робота № 314

ДОСЛІДЖЕННЯ СМУГ РІВНОГО НАХИЛУ НА ПРИКЛАДІ КІЛЕЦЬ

Мета роботи: визначити довжину хвилі висококогерентного джерела за інтерференцією світла від плоскопаралельної пластини.

Прилади та обладнання: оптичний квантовий генератор ЛГ-72 (лазер), джерело живлення, товста плоскопаралельна пластина, екран з отвором, розширювач пучка (лінза).

Теоретичні відомості

Класична схема для одержання кілець Ньютона містить повітряний клин між лінзою великого радіуса, що дотикається до плоскої скляної пластини. При цьому спостерігаються смуги рівної товщини. Однак, кільця можна одержати і на плоскопаралельній пластині у вигляді смуг рівного нахилу. Якщо при цьому скористатись висококогерентним джерелом світла (лазер), товщина пластини може бути значною. Саме такий дослід реалізовано в даній роботі.

Розглянемо падіння плоскої монохроматичної хвилі на плоскопаралельну пластину (рисунок 1). Визначимо довжину когерентності. Будемо вважати, що ширина спектра джерела дорівнює $\Delta\lambda$. Саме вона визначає максимальну товщину пластини, при якій ще можливо спостерігати інтерференцію на плоскопаралельній пластині (при невеликих кутах падіння товщину пластини можна прямо ототожнити з довжиною когерентності l_k).

Довжина когерентності l_k є середньою довжиною хвильових цугів джерела і виражається через швидкість світла $l_k = c\tau$, де τ – час когерентності, який неважко визначити відповідно до теореми Фур'є з простого співвідношення: $\tau = 1/\Delta\nu$. Ширину частотного інтервалу джерела з довжинами хвиль можна

зв'язати так. З простої формули $c = \lambda\nu$ випливає, що $\nu = \frac{c}{\lambda}$ або після диференціювання $d\nu = -\frac{c}{\lambda^2}d\lambda$ (знак мінус опускаємо). Тоді довжина когерентності

$$l_k = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}.$$

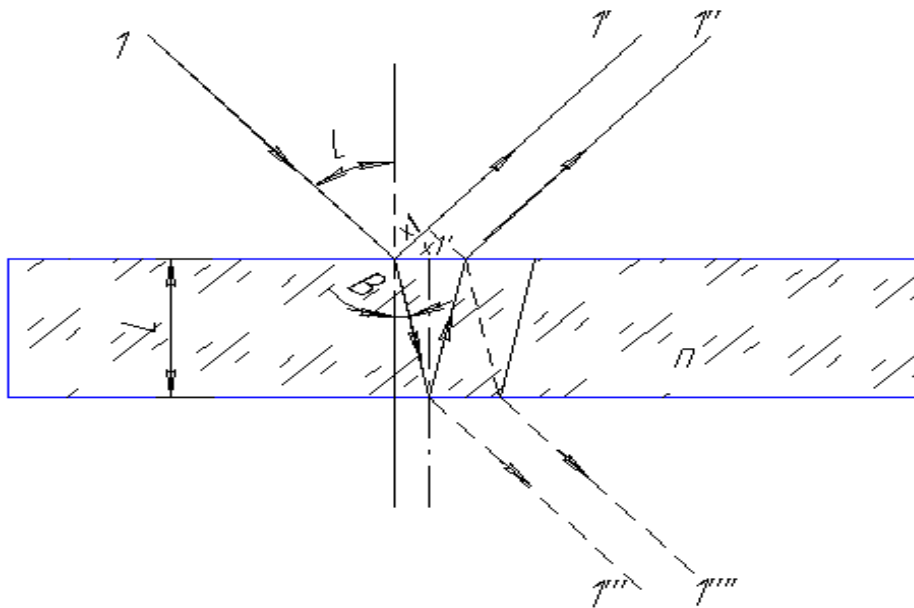


Рисунок 314. 1 – Інтерференція плоскої монохроматичної хвилі на пластині

Як бачимо, можливість спостереження інтерференції на пластині прямо пов'язана з шириною спектра джерела. Наприклад, сонце дає неперервний спектр, видима частина якого має інтервал довжин від приблизно 0,4 мкм до 0,76 мкм, тобто $\Delta\lambda = 0,36$ мкм. Отже, оцінка за серединою видимого інтервалу довжин хвиль (зелена лінія 555 нм) дасть максимально можливу для спостереження інтерференції товщину пластини приблизно 0,9 мкм.

Таким чином, звичайне віконне скло інтерференцію в природному світлі не дасть. Зазначимо, що крім умови **часової** когерентності, виведеної вище і пов'язаної із залежністю хвильового вектора $k = 2\pi/\lambda$ від довжини хвиль джерела, необхідне виконання додаткової умови **просторової** когерентності, яка виникає внаслідок того, що реальні джерела не є точковими. Тоді кажуть, що є залежність хвильових векторів від напрямку. Якщо ж розходженням пучка можна знехтувати (як у лазера на відносно невеликих відстанях), то умова просторової когерентності виконується автоматично.

З рисунка 1 випливає, що окремий промінь 1 пучка на пластині ділиться на чотири частини (іншими нехтуємо). Видно, наприклад, що для відбитих вгору частин, коли вони знову утворюють єдиний фронт, оптична різниця ходу в цілому не дорівнює нулю. Те ж саме можна сказати і для променів 1''' та 1'', які пройшли через пластину. Тому можна говорити про інтерференцію світла на пластині як у відбитих променях, так і в прохідних.

Розглянемо відбиті промені. Використовуючи просту тригонометрію та визначення оптичної різниці ходу, для останньої запишемо (рис. 314.1):

$$\Delta = nx_2 - x_1 = \frac{2dn}{\cos\beta} - x_1' \sin\alpha = \frac{2dn}{\cos\beta} - 2dtg\beta \sin\alpha .$$

Оскільки $\cos \beta = \sqrt{1 - \frac{\sin^2 \alpha}{n^2}}$, то

$$\Delta = \frac{2d}{\cos \beta} \left(n - \frac{\sin^2 \alpha}{n} \right) = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha}.$$

При відбиванні від оптично густішого середовища (абсолютний показник заломлення якого більший) відбувається втрата фази хвилі величиною π . Мова йде про світловий вектор хвилі, тобто про вектор напруженості $\mathbf{E}$. При відбиванні від менш густого середовища світловий вектор половини фази не втрачає (напряма на протилежний змінює вже не $\mathbf{E}$, а вектор $\mathbf{H}$). Врахувати втрату половини фази необхідно, оскільки в природі в електромагнітних хвилях зустрічаються лише праві трійки векторів $\mathbf{E}$, $\mathbf{H}$, $\mathbf{k}$ (див. рисунок 2). Отже, для відбитих променів $1', 1''$ маємо різницю ходу:

$$\Delta = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2}. \quad (314.1)$$

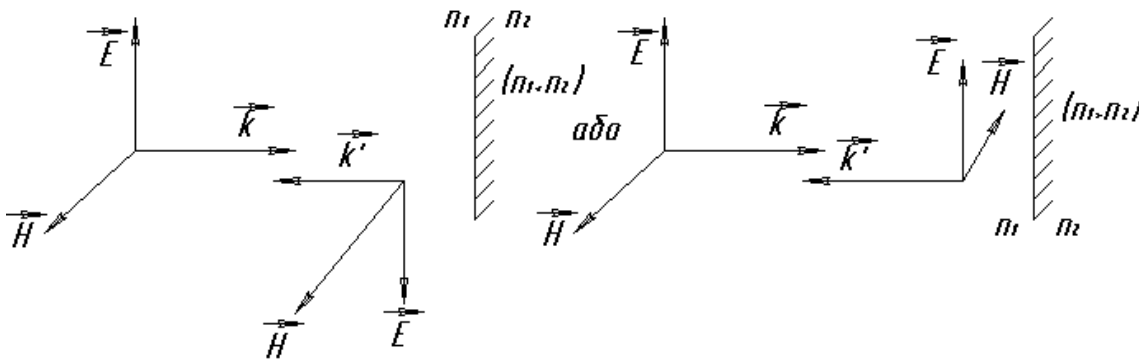


Рисунок 314.2 – Втрата електромагнітною хвилею половини фази після відбивання

Будемо нехтувати розходженням променів пучка і вважатимемо його параксіальним (приосьовим).

Опис установки

Світло від джерела 1 проходить через розширювач пучка (розсіювальну лінзу) в екрані 2, після чого потрапляє на плоскопаралельну пластину 3 (див. рис. 314.3). Тоді радіус кільця r , кут падіння α та відстані від фокуса до пластини (f , l) пов'язані простим співвідношенням (товщиною пластини нехтуємо):

$$r = \operatorname{tg} \alpha (f + 2l).$$

Оскільки $\operatorname{tg} \alpha \approx \sin \alpha$ для кутів, менших 10° , можемо записати наближену формулу

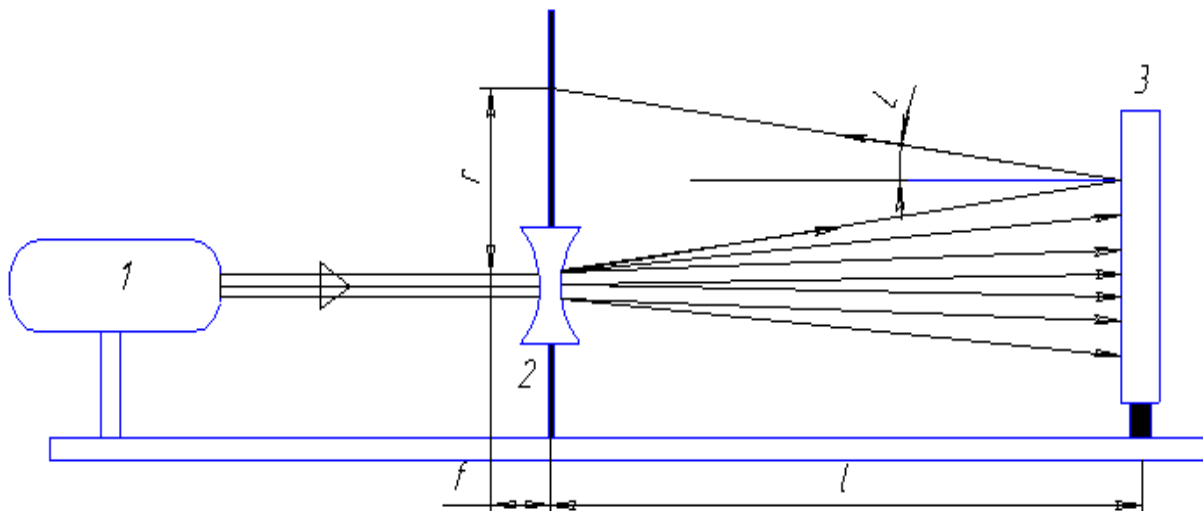
$$\sin \alpha = \frac{r}{f + 2l}.$$


Рисунок 314.3 – Хід променів від джерела до екрана при утворенні кілець

З другого боку, формула (1) при врахуванні умови інтерференційних максимумів $\Delta = k\lambda$ (див. лаб. роботу №313) має вигляд:

$$k\lambda = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha} - \frac{\lambda}{2} \approx 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 \alpha},$$

оскільки в нашому випадку можемо знехтувати втратою половини фази: товщина пластини значно більша порівняно з половиною довжини хвилі ($k \gg 1$). Тоді, підставляючи сюди з попередньої формули синус, одержуємо вираз для обчислення довжини хвилі джерела за радіусом кільця:

$$\lambda = \frac{2d}{k} \sqrt{n^2 - \frac{r^2}{(f + 2l)^2}}. \quad (314.2)$$

Але номер k першого та інших кілець невідомий. Ми лише знаємо, що ці числа дуже великі (товста пластинка) і їх можна оцінити з очевидної рівності $k\lambda = 2dn$. Тому для практичного визначення довжини хвилі слід записати умову (2) для двох сусідніх кілець і відняти від одного рівняння інше. Звідси

$$\lambda = 2d \left(\sqrt{n^2 - \left(\frac{r_1}{f + 2l} \right)^2} - \sqrt{n^2 - \left(\frac{r_2}{f + 2l} \right)^2} \right).$$

Цей вираз значно спрощується, якщо врахувати, що $r \ll f + 2l$, і скористатись наближеною формулою

$$\sqrt{1-x} \approx 1 - \frac{1}{2}x, \quad \text{де } x = \left(\frac{r}{n(f+2l)} \right)^2 \ll 1.$$

Тоді робоча формула набуває простого вигляду:

$$\lambda = \frac{d(r_2^2 - r_1^2)}{n(f+2l)^2} = \frac{d(r_2 - r_1)(r_1 + r_2)}{n(f+2l)^2}. \quad (314.3)$$

Порядок виконання роботи

1. Встановити на кінцях оптичної лави лазер та пластину і, увімкнувши (див. порядок включення лазера ЛГ-72 в роботі № 313) джерело, навести відбиту від пластини пляму променя у вікно лазера. Цим досягається строга перпендикулярність пластини пучка.
2. Встановити на лаву між джерелом та пластиною екран із розсіювальною лінзою ($f = 0$ см, $n = 1,5$). Переміщуючи екран, створити задовільну інтерференційну картину кілець з того боку екрана, де знаходиться пластина.
3. Виміряти радіуси двох сусідніх кілець і обчислити за формулою (314.3) довжину хвилі лазера. Процедуру виконати три рази і результати занести до таблиці:

№ дослід	f , см	l , см	r ₁ , см	r ₂ , см	λ , мкм
1.					
2.					
3.					

4. Перевірити, чи спостерігаються на екрані кільця, якщо прибрати розсіювальну лінзу.

Контрольні питання

1. Чим відрізняються класичні кільця Ньютона від розглянутих в даній роботі?
2. Як, знаючи паспортні дані джерела, обчислити товщину пластини, яка дає кільця у використаній схемі? Якою при цьому буде точність результату?
3. Що таке смуги рівного нахилу і чому в даній схемі виникає аксіальна симетрія інтерференційної картини?

4. Проаналізуйте механізм виникнення на сітківці ока інтерференційної картини від тонких бензинових плівок на поверхні води.
5. У чому полягає умова часової когерентності? Чи можна за кількістю видимих кілець оцінити довжину когерентності та ширину спектра джерела?
6. Сформулюйте умову утворення інтерференційних мінімумів та максимумів від двох когерентних джерел. Що є такими джерелами при інтерференції на плівках та пластинах?

Лабораторна робота №317

ВИВЧЕННЯ ВЛАСТИВОСТЕЙ ПРОЗОРОЇ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

Мета роботи: ознайомитися з прозорою фазовою дифракційною ґраткою, визначити довжину хвилі джерела світла і кутову дисперсію ґратки.

Прилади та обладнання: гоніометр Г-5М, прозора дифракційна ґратка, газорозрядна ртутна лампа з джерелом живлення.

Теоретичні відомості

Одномірна прозора дифракційна ґратка – оптичний прилад, який є системою великої кількості однакових за шириною і паралельних щілин, що лежать в одній площині і розділені непрозорими проміжками, рівними за шириною.

Розглянемо дію ґратки, яка схематично зображена на рис. 317.1.

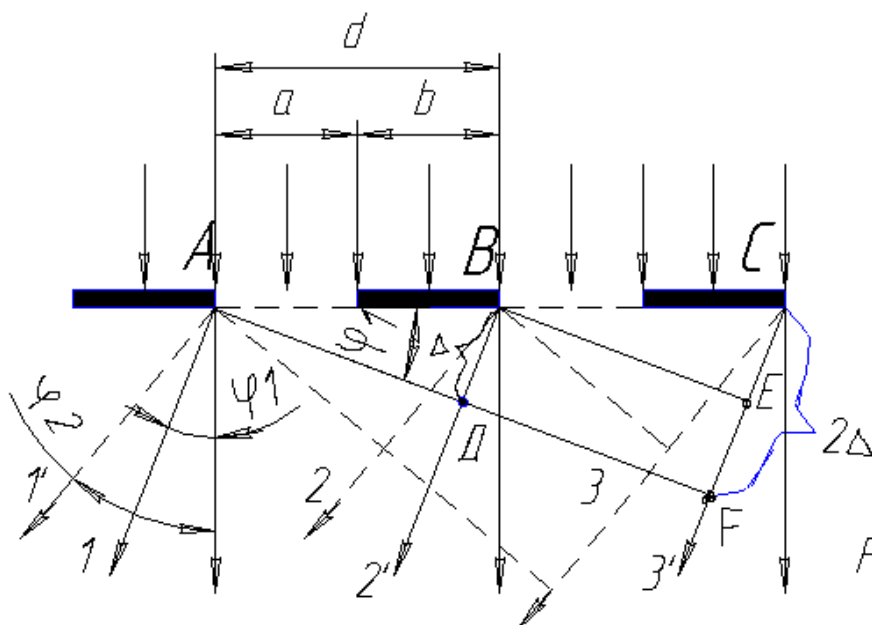


Рисунок 317.1 – Хід променів у дифракційній ґратці

Позначимо ширину щілини a і ширину непрозорої ділянки b . Тоді $a + b = d$, де d – період дифракційної ґратки. Це стала величина, якщо ґратка не є фазовою. (Фазовими називають ґратки, період яких плавно змінюється таким чином, що енергія розподіляється на якийсь один дифракційний максимум, як правило, – перший). Зазначимо, що в даній роботі використовується саме фазова дифракційна ґратка.

Нехай на ґратку падає плоский фронт хвилі довжиною λ , який проходить через щілини a і затримується непрозорими ділянками b .

Згідно з принципом Гюйгенса кожна точка фронту хвилі, який проходить через щілини a , є джерелом вторинних хвиль. Від цих точок світлова хвиля буде поширюватися за ґраткою у всіх напрямках. Якщо на шляху променів, які пройшли через ґратку, поставити збірну лінзу, то вона буде збирати промені в точку, що знаходиться на фокальній площині лінзи. Паралельні промені, які збираються лінзою в одну точку на екрані, розміщеному у фокальній площині, будуть між собою інтерферувати.

Промені, які після проходження ґратки не змінюють свого напрямку (на рисунку 1 – вертикальні промені), проходять до екрана один і той же шлях. Такі промені мають однакові фази і, збираючись лінзою на екрані, підсилюють один одного. В результаті цього в центрі екрана буде спостерігатися найбільш яскрава центральна смуга, яку називають смугою нульового порядку (або центральний максимум інтенсивності). Будь-які інші паралельні промені, що йдуть від щілини під кутом φ_1 до екрана, проходять різні шляхи (на рисунку 1 промені 1-3).

Із рис. 317.1 видно, що промені 1 і 2 мають різницю ходу $DB=\Delta$, промені 2 і 3 – $CE=\Delta$, промені 1 і 3 – $CF=2\Delta$ і т.д.

Із трикутника ABD маємо

$$\begin{aligned} BD &= AB \sin \varphi_1 \\ \Delta &= d \sin \varphi_1 \end{aligned} \quad (317.1)$$

або

Якщо для променів 1 і 2, 2 і 3, і т. д., що розповсюджуються під кутом φ_1 до свого початкового напрямку, на різниці ходу Δ вкладається довжина світлової хвилі λ , то такі промені пройдуть на екран в одній фазі і внаслідок інтерференції підсилять один одного. Тоді на екрані зліва і справа симетрично від центральної смуги будуть спостерігатися перші побічні смуги. Вони будуть менш яскраві ніж головна. Ці смуги називають **максимумами першого порядку**.

Максимум другого порядку утворюють паралельні промені, різниця ходу яких становить $\Delta=2\lambda$, при різниці ходу $\Delta=3\lambda$ отримаємо, відповідно, максимум третього порядку і т.д. Таким чином, для дифракційної ґратки умова максимумів інтенсивності має вигляд

$$d \sin \varphi = k \lambda, \quad (317.2)$$

де d – стала ґратки; φ – кут дифракції; $k=0, 1, 2, 3 \dots$ – ціле число, що визначає порядок максимуму; λ – довжина хвилі монохроматичного світла.

Із формули (317.2) випливає, що при даній сталій ґратки d кут φ , під яким спостерігається максимум k -го порядку, залежить від довжини хвилі λ . Чим більша довжина хвилі, тим більший кут φ . Якщо джерело випромінює немонохроматичне світло, то ґратка розкладає його в спектр. При $\varphi_0=0$ виникає максимум нульового порядку, який збігається для усіх довжин хвиль. По обидва боки від нього виникнуть спектри-максимуми порядків $\pm k$. У спектрі кожного порядку максимуми для більш коротких хвиль розмістяться ближче до нульового максимуму. Максимуми для більш довгих хвиль – далі від нього.

Дифракційна ґратка розкладає світло в спектр, тобто є спектральним приладом. Здатність ґратки розділяти світлові пучки різних довжин хвиль у різних напрямках кількісно характеризується **кутовою дисперсією**:

$$\beta = \frac{\delta\varphi}{\delta\lambda} = \frac{k}{d \cos\varphi_k}. \quad (317.3)$$

Опис установки

Принципова схема установки зображена на рис. 317.3.

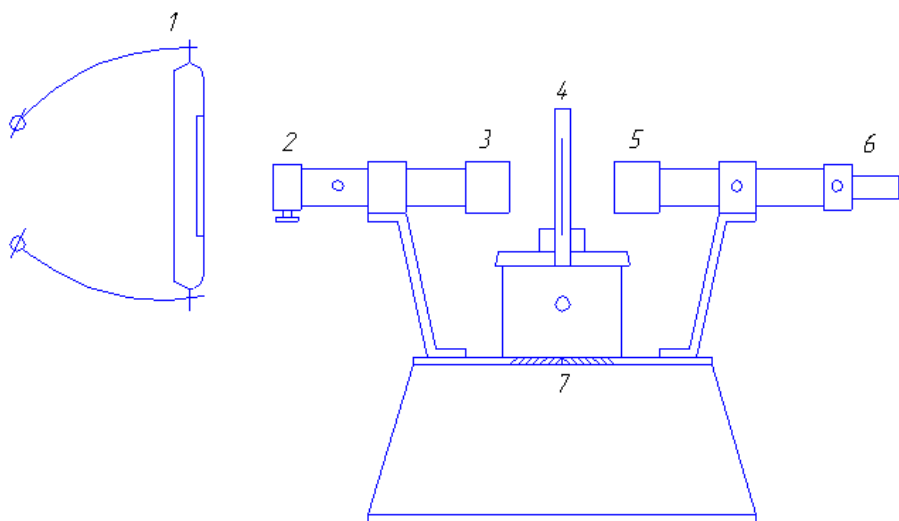


Рисунок 317.3 – Принципова схема установки

Світло від джерела 1 (ртутна лампа) освітлює щілину коліматора 2. Із об'єктива коліматора 3 паралельний пучок променів падає на дифракційну ґратку 4, розміщену на предметному столику гоніометра таким чином, що щілини одномірної ґратки паралельні до щілини 2. Дифракційний спектр спостерігається через окуляр 6 у фокальній площині об'єктива зорової труби 5. **УВАГА!** Прилад від'юстований. Чіпати регулювальні гвинти не дозволяється.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з будовою гоніометра та правилами користування ним.
2. Включити ртутну лампу. Перевірити різкість зображення щілини в полі зору зорової труби.
3. Помістити на предметний столик дифракційну ґратку, і, повертаючи зорову трубу вправо і вліво, проглянути дифракційний спектр. Спектральні лінії мають бути різкими і симетрично розміщеними з обох боків.

4. Виміряти кути дифракції $\pm\varphi_k$ для кожної спектральної лінії справа і зліва від нульового максимуму для всіх видимих порядків k . Результати занести до таблиці.
5. Розрахувати величину $k\lambda$ для отриманих спектральних ліній за формулою (317.2) і занести до таблиці. Період дифракційної ґратки $d=5\cdot 10^{-6}\text{м}$.
6. Порівняти отримані результати з табличними значеннями довжин хвиль і визначити k і λ для кожної спектральної лінії. Результати занести до таблиці.
7. Розрахувати теоретичне значення кутової дисперсії β за формулою (317.3) для всіх значень φ_k . Результати занести до таблиці. Побудувати графік кутової дисперсії $\beta=f(\varphi_k)$ для кожного порядку k .
8. За результатами вимірів визначити експериментальне значення кутової дисперсії $\delta\varphi/\delta\lambda$ для жовтих ліній ртутної лампи. Порівняти отримане значення β із теоретичним.

Таблиця

Колір спектральної лінії (фіолетова, синя, зелена, жовта)	Вправо φ_1	Вліво φ_2	$\varphi_{сер}$	$k\lambda$	λ	k	β	$\frac{\delta\varphi}{\delta\lambda_{ж}}$

Контрольні питання

1. Поясніть суть явища дифракції.
2. У чому полягає природа явища інтерференції?
3. Як побудована дифракційна ґратка?
4. Як визначити сталу дифракційної ґратки, якщо відома кількість щілин на одиницю довжини?
5. Що таке кутова дисперсія дифракційної ґратки?

