

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

**КІРОВОГРАДСЬКА ЛЬОТНА АКАДЕМІЯ
НАЦІОНАЛЬНОГО АВІАЦІЙНОГО УНІВЕРСИТЕТУ**

О.С. КУЗЬМЕНКО, М.І. САДОВИЙ, В.П. ВОВКОТРУБ

**ІНТЕРФЕРОМЕТРИ. ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ З
ОПТИКИ З НОВИМ ТА НЕТРАДИЦІЙНИМ
ОБЛАДНАННЯМ**

Кіровоград 2015

ББК. 22.3 р
УДК 53(07)
К 89

*Рекомендовано Вченою радою Кіровоградської льотної академії
Національного авіаційного університету (протокол № 5 від
11.09.2014 р.)*

*Рекомендовано кафедрою фізико-математичних дисциплін
Національного авіаційного університету (протокол № 1 від
28.08.2014 р.)*

Кузьменко О. С. Інтерферометри. Фізичний практикум з оптики з новим та нетрадиційним обладнанням : навчальний посібник для студентів вищих навчальних закладів / О. С. Кузьменко, М. І. Садовий, В. П. Вовкотруб. – Кіровоград : Вид-во КЛА НАУ, 2015. – 214 с.

Рецензенти:

1 Сергієнко Володимир Петрович доктор педагогічних наук, професор Національного педагогічного університету ім. М.П. Драгоманова

2 Сусь Богдан Арсенійович доктор педагогічних наук, професор КПІ

3 Обідін Дмитро Миколайович доктор технічних наук, професор Кіровоградської льотної академії Національного авіаційного університету

У посібнику розкриваються сутність фізичного практикуму, загальні відомості про інтерференцію світла, види інтерферометрів та їхні основні характеристики .

Описане нове сучасне обладнання з оптики та методика і техніка виконання на його основі демонстраційних, лабораторних дослідів, що підвищують ефективність вивчення оптики й активізують самостійну пізнавально-пошукову діяльність студентів в умовах кредитно-модульної системи навчання фізики, а також допомагають з'ясувати суть фізичних явищ, процесів, закономірностей та сприяють формуванню наукової фізичної картини світу.

Навчальний посібник призначений для студентів вищих навчальних закладів, а також для викладачів вузів та учителів фізики загальноосвітніх шкіл.

ISBN

© О.С. Кузьменко, М.І.Садовий,
В.П. Вовкотруб, 2014

ЗМІСТ

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ.....	5
ВСТУП.....	6
РОЗДІЛ І ОСНОВИ ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ З	
оптичними ІНТЕРФЕРОМЕТРАМИ.....	10
1.1 Особливості фізичного експерименту в	
процесі вивчення оптики.....	10
1.2 Загальні відомості про явище інтерференції світла	
Основні поняття та величини інтерференції	
світла.....	29
1.3 Види інтерферометрів.....	43
1.4 Особливості багатопромених інтерферометрів....	83
1.5 Дзеркальні системи основних типів.....	87
1.6 Основні характеристики інтерферометрів.....	89
1.7 Елементи інтерферометрів.....	92
1.8 Сканування інтерференційних смуг.....	99
1.9 Методи оцінки параметрів інтерференційного	
поля.....	102
РОЗДІЛ II СУЧАСНІ ПРИЛАДИ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ	
ОПТИКИ ТА НАВЧАЛЬНІ ЕКСПЕРИМЕНТИ	
НА ЇХ ОСНОВІ.....	106
2.1 Демонстраційне та дослідне обладнання з оптики..	106

2.2 Навчальні дослід з оптики при	
використанні інтерферометрів.....	121
2.2.1 Демонстраційні експерименти.....	121
2.2.2 Фронтальні експерименти при	
використанні інтерферометрів.....	147
2.2.3 Лабораторні роботи фізичного практикуму	
з оптики.....	156
ВИСНОВОК.....	203
ВИКОРИСТАНІ ПЕРШОДЖЕРЕЛА.....	205

ПЕРЕЛІК УМОВНИХ ПОЗНАЧЕНЬ І ТЕРМІНІВ

ВНЗ – вищий навчальний заклад

ЕОМ – електронно-обчислювальні машини

ЗН – засоби навчання

ЗНЗ – загальноосвітній навчальний заклад

ППП – плоскопаралельна пластинка

ППЗ – програмно-педагогічне забезпечення

СІТН – сучасні інформаційно-комунікаційні технології навчання

УПА – універсальний проекційний апарат

ШКФ – шкільний курс фізики

ФЕ – фізичний експеримент

ВСТУП

У системі природничих наук провідну роль відіграє фізика, бо вона як наука відіграє ведучу роль розвитку продуктивних сил суспільства. Сучасний навчальний процес вивчення курсу загальної фізики базується на експериментальній основі та поєднанні з теоретичним методом. При цьому незалежно від методу пізнання, покладеного в основу процесу навчання фізики, навчальний фізичний експеримент є обов'язковим його елементом і одночасно невід'ємною складовою методики навчання фізики, як наукової дисципліни здатної забезпечити ефективне засвоєння знань суб'єктами навчання.

Розвиток і вдосконалення навчального фізичного експерименту на сучасному етапі в прямій залежності від інваріативної та варіативної складових навчання фізики та профілів навчання. У різноманітних закладах фізико-математичні дисципліни вивчаються у різному обсязі й за різними програмами, посібниками та підручниками. Проведений нами аналіз шкільних та вузівських підручників [1, 6, 7, 12, 15, 16, 17, 31, 32, 45, 54, 56, 78, 79, 80] показав, що вони не в повній мірі відображають останні наукові й технічні досягнення та методи наукових досліджень, не використане новітнє обладнання з фізики. Багато тем і розділів, які складають предмет досліджень у процесі навчання фізики, недостатньо теоретично представлені у змісті шкільного курсу фізики (ШКФ) та погано забезпечені системою фізичного експерименту (ФЕ) для виконання різних видів навчальних дослідів і лабораторних робіт.

Тому важливим є подальше вивчення проблеми розвитку системи ФЕ з урахуванням сучасних вимог навчання фізики в загальноосвітніх навчальних закладах (ЗНЗ) та вищих навчальних закладах (ВНЗ), виявлення

шляхів подальшого вдосконалення цієї системи для забезпечення ефективної організації та проведення навчального процесу з фізики з метою активізації пізнавальної діяльності суб'єктів навчання. Одним із ефективних напрямків, який уможливорює розв'язати зазначені проблеми, є широке запровадження в навчально-виховному процесі новітніх технологій та сучасних засобів їх реалізації.

Необхідність втілення сучасного обладнання та інноваційних технологій у навчанні фізики та розробка засобів їхньої реалізації є закономірним в частині вимог принципів дидактики: науковості, наочності тощо. Необхідно врахувати, що понад двадцять років постачання школам будь-яких засобів навчання (ЗН) взагалі припинилося, бо в Україні відсутня промисловість з виготовлення навчального обладнання для середніх та вищих навчальних закладів.

Особливим є те, що вивчення тем курсу фізики здійснюється за варіативними програмами. Крім цього новітнє обладнання для вивчення фізики в більшості розраховане на розгляд питань сутності оптичних явищ і тих законів та закономірностей перебігу оптичних процесів, що складають предмет новітніх наукових досягнень. Таке обладнання покликане забезпечити практичне його використання у різних галузях діяльності людини. Тому завдання полягає у представленні обладнання у програмах для поглибленого вивчення природничих дисциплін.

Важливим і значущим для вирішення питання розвитку творчої активної діяльності суб'єктів навчання є їх залучення до конструювання і виготовлення саморобного обладнання. Це дозволяє ефективно виконувати самостійні спостереження як в домашніх, так і в шкільних умовах та в вузівських лабораторіях, вивчаючи і досліджуючи фізичні явища, зокрема з оптики. На нашу думку ефективність

навчання оптичних явищ вища, коли їх вивчення базується на використанні приладів, які демонструють практичне використання цих явищ: особливості поширення світла, їх властивості тощо. Необхідно обґрунтувати і можливість використання традиційних оптичних приладів на основі наявного та досить поширеного обладнання. За цих обставин вимагається розробка нових та вдосконалення відомих навчальних дослідів, лабораторних робіт на саморобному й традиційному обладнанні та виробленню рекомендацій для їхнього виконання. Поряд з цим аналіз сучасного стану методики і техніки шкільного фізичного експерименту вказує на те, що спостерігається значне оновлення та широке впровадження у навчальний експеримент комп'ютерної техніки.

Запропоновані методичні рекомендації для виконання демонстраційних дослідів і лабораторних робіт з оптики є корисними як вчителям загальноосвітніх навчальних закладів, так і студентам та викладачам фізики й методики навчання фізики у вищих навчальних закладах (ВНЗ), оскільки вони суттєво поліпшують методику шкільного фізичного експерименту з оптики, розкривають сутність оптичних явищ та процесів, базуються на новітніх сучасних технологіях (використання світлодіодів, лазерів) [11], а також програмно-педагогічне забезпечення (ППЗ) [37, 40, 42], що розширює можливості принципу наочності, відповідно у поєднанні з науковістю у процесі навчання фізики в умовах реалізації змісту та вимог різнопрофільних програм.

Отже, в умовах сучасного розвитку фізичної освіти й удосконалення методики навчання фізики важливим постає питання глибшого розуміння і з'ясування сутності системи ФЕ, як основної компоненти процесу навчання.

Удосконалення методики вивчення оптики в ВНЗ та середніх ЗНЗ в умовах профільного навчання базується на

останніх наукових досягненнях дидактики фізики та враховує можливості запровадження у навчальному процесі нової матеріально-технічної бази для оснащення сучасного кабінету фізики.

www.klapau.kr.ua

РОЗДІЛ І ОСНОВИ ФІЗИЧНОГО ЕКСПЕРИМЕНТУ З ОПТИЧНИМИ ІНТЕРФЕРОМАТРАМИ

1.1 Особливості фізичного експерименту в процесі вивчення оптики

Оптика початку ХХІ ст. суттєво відрізняється від оптики 60-х років ХХ ст. Однак у шкільних підручниках та посібниках, зміст навчального матеріалу зазнав незначних змін, мало оновився і залишився здебільшого на наукових позиціях ХІХ століття. В середині ХХ століття створено теорію спектрів, відкриті явища голографії, радіоспектроскопії, сконструйовано лазери, досліджуються рідкі кристали, виникла квантова електроніка і когерентна оптика тощо.

Докорінно змінилась теорія поширення світла в анізотропних, магнітних і гіротропних середовищах. Зокрема, по новому формулюється закон відбивання світла. Виявилось, що відбитий промінь не завжди лежить в площині його падіння, значного розвитку набули дослідження Всесвіту та інше.

Посібники та підручники курсу фізики середньої і вищої школи ХХ століття закономірно формувались безпосередньо під впливом історичного розвитку фізики, але без істотної реструктуризації його змісту, без врахування системних підходів та психолого-педагогічних вимог. На практиці в програмах з фізики збільшувався обсяг знань, розширювалась понятійна база. Не обґрунтовано утверджувалась точка зору, про складність і недоступність вивчення новітніх понять та закономірностей фізики. Як наслідок, курси оптики всіх рівнів здебільшого завершуються розвитком фізики періоду Резерфорда-Бора з незначними доповненнями. Однією з причин такого стану є ігнорування діалектики принципу історизму в науці, відведення йому другорядної ролі, а звідси і застигла його

структура, зміст. Наголос ставився на фактах, хронологію, а не на еволюцію, реструктуризацію, методологію обґрунтування тощо.

Для історії науки виникла реальна основа по-новому переосмислити епоху створення класичної фізики та становлення сучасних її уявлень. Одним з важливих аспектів історико-наукового аналізу є передумови, які лежать в основі експериментальної діяльності суб'єктів, визначають функції самого експерименту, його роль на різних історичних періодах розвитку.

Відомо, що експеримент виступає у якості перетворення чуттєвого сприйнятого предмету з метою його об'єктивного трансформування до теоретичного розуміння, а потім запровадження в процесах теоретичного матеріалу для предметної перевірки.

Ми виділяємо дві основні функції експерименту: **бути джерелом теоретичного конструювання і бути критерієм істиності теоретичних конструкцій**. Об'єктивно сталося закономірне його розгалуження на дві майже самостійні галузі: предметно-експериментальне і конструктивно-математичне моделювання. З урахуванням зроблених узагальнень система навчального фізичного експерименту нині перебудовується на ідеї поступового, поетапного підвищення самостійності учнів в процесі оволодіння знаннями. Як в науці, так і в шкільній практиці експериментальне вивчення явищ, понять, закономірностей проводиться в штучній чи природній лабораторії [70].

Штучна лабораторія – лабораторія, в якій монтується установка з наявного обладнання, приладів за заздалегідь підготовленими схемами, кресленнями, з допомогою якої досягається певного наближення ефект природного явища та демонструються ті чи інші властивості досліджуваного об'єкту [70, с. 22].

В природній лабораторії експеримент ґрунтується на спостереженні природного явища чи процесу с певним втручанням в його перебіг, наприклад, дифракція на дрібних частинках від Місяця, розсіювання світла на дрібних частинках тощо.

Експеримент в фізичній науці та навчальний фізичний експеримент мають практично однакову класифікацію, але слід врахувати, що в дослідному плані студенти будуть здобувати результати, які мають суб'єктивну новизну.

Спостереження, демонстрації, вимірювання і аналіз одержаних даних, які проводять суб'єкти навчання, є по суті відтворенням деяких основних методів дослідження фізики як науки. Найбільш наближені до таких умов суб'єкти навчання, які навчаються у спеціалізованих ліцеях чи класах з поглибленим вивченням фізики з належною експериментальною базою. На нашу думку на експериментальну частину вивчення явищ, понять, законів доцільно відвести близько половину виділеного програмою загального часу. Тоді суб'єктам навчання створюються умови для постійної, послідовної, а не епізодичної дослідницької експериментальної діяльності, яка має свої закономірності та структуру.

Система експериментальної діяльності охоплює різні види експерименту:

1 *Ймовірний експеримент з ідеалізованими предметами.* Процес ймовірно теоретичного експериментування супроводжується ідеальними об'єктами та ідеальними умовами. Ідеалізований об'єкт складає ймовірну сторону реального предмету дослідження разом з наочною стороною теоретичного поняття. Розглядаючи мислено ідеальні фотони, кванти, світлові промені, пустоту (вакуум), електронні орбіталії експериментатор-викладач та студент (учень) шукають в процесі навчання загальні визначення реального процесу природи: основні принципи,

елементарні форми, фундаментальні поняття та закономірності. Так формуються принципи, гіпотези. Наприклад, знання принципу Гюйгенса-Френеля, гіпотези Планка, постулатів Бора, понять чорної дири здобуті в результаті ймовірного експерименту, відтворені у вигляді ідеалізованих подій. Вони самі функціонують не лише у формі предметної наочності, теоретичного ідеалу, відповідно до якого будувалась експериментальна схема, опрацьовувались результати експериментування і формувались поняття, а приводять до виявлення його внутрішніх меж, до відкриття і можливості розвитку радикально нової ідеї пізнання. Така еволюція виникнення квантової фізики і зокрема квантової оптики, фізики Всесвіту. Подібне «ідейне» переродження не включається в аналіз формування конкретного теоретичного поняття і дещо звужує проблему експерименту. Здається, що поняття, схематизовані у ідеальному образі об'єднують все, що об'єктивно можна сказати про предмет. Решта характеристик предмету випадкові чи суб'єктивні відносяться не до самої суті явища, а до умов і обставин експериментування. Теоретичне ж мислення передбачає умовність в тому, що знаходить в своєму змістовному ідеалі штучні обмеження, непередбачувані передумови.

2 Теоретичний експеримент (теоретичне спостереження). Предметно-чуттєве спостереження не зачіпає предмет вивчення його буття і намагається фіксувати для себе основні закономірності цього буття. Причому, практик помітить повторюваність виявлених закономірностей, а теоретик передбачить нові закономірності. Зрештою сам експеримент без теорії мало чого вартий. Роль фундаментальних знань в педагогічному розумінні була завжди вагома, але достатньою мірою починає усвідомлюватись у наш час, коли обсяг нових знань значно перевищив традиційні навчальні знання. Цю

суперечність доцільно розв'язати еволюційно прискорено, бо результати шкільної практики дадуть про себе знати через 10-20 років.

Розв'язання проблеми потребує ширшого використання теоретичного експериментування, яке об'єднує експериментальний і теоретичний методи. При визначенні змісту і структури шкільного навчання (теоретичного і експериментального) доцільно скористатись запропонованим В.В. Мултановським принципом наукових узагальнень. Мова йде не лише про суму знань та їх систематизацію, а й про синтез при побудові їх системи, про нові підходи до вивчення основних змістовних узагальнень. Більшість вчених-методистів схильні до думки, що основною і провідною формою знань є наукова теорія [51]. В якості першочергового завдання поряд з передачею суми знань з основ наук вбачається передача сучасного науково-теоретичного способу мислення, виробленого поколіннями. Останнє ж без експерименту майже неможливе. Тому в структуру методики вивчення фізики слід ввести поняття «способи мислення та форми його передачі в процесі навчання».

Розрізняють *емпіричний і науково-теоретичний способи мислення* як види узагальнень. Перший з них частіше використовується в шкільній практиці, інколи називається *класичним способом мислення*. Другий є основою теоретичного узагальнення і потребує деталізації і поступового впровадження, особливо у старших класах. Теоретичний експеримент потребує їх поєднання. За таких умов можна перейти до вивчення фізичних явищ, понять, закономірностей, які відкриті за останні 50-80 років.

3 Модельний експеримент. Він проводиться з приладами, наочністю, які замінюють об'єкт чи явище експериментальним дослідженням його прообразу, що має в певному наближенні одну і ту ж фізичну природу. Природні

дослідження нерідко неможливі через занадто великі чи малі розміри натурального об'єкту, наприклад, дифракція електронів, велика частота коливань тіла, час взаємодії фотонів і інше.

4 *Уміння та навички практичного випробування установок, приладів*, коли мета досягається за рахунок демонстрацій з установками, як засобами досягнення мети.

5 *Предметно-дослідницький експеримент* є реальністю в тому випадку, коли всі аспекти єдиної експериментальної діяльності будуть становити основу проблеми. Він вимагає від суб'єктів добору, розміщення і створення таких умов перебігу експерименту, за яких виявляється притаманий їм характер поведінки, закон існування, взаємодії, взаємного перетворення.

Поняття експериментальної діяльності викладача та студентів формувалось в умовах початку ХХ століття і в методиці викладання фізики мало вивчене, не досліджена його трансформація. Не слід звужувати зміст поняття про експериментальну діяльність з тією чи іншою формою відомою з традиційного чи випадкового досвіду. Щоб уникнути подібного, доцільно сформулювати основний принцип, аксіому, яка визначає зміст і філософію суті експериментальної діяльності викладача та студентів. Одним з його можливих варіантів може бути таке твердження: експеримент планується і проводиться викладачем, який забезпечений і збагачений певним рівнем наукової культури своєї епохи, набув досвіду в рамках домінуючих теорій, є елементом в структурі системи фізичного експерименту.

Щоб суб'єкти навчання зрозуміли роль експерименту в обґрунтуванні чи перевірці відповідної теорії в кожному конкретному випадку встановлюється взаємозв'язок експерименту і теорії засобами логічних компонентів експерименту, включаючи постановку проблеми,

формування досліджуваної гіпотези, вибір методики дослідження, логіко-математичне опрацювання, узагальнення результатів досліджу.

Уявлення про експеримент як простий засіб одержання і перевірки знань є недостатнім, якщо звернути увагу на ту виключно автономну роль, яку відіграє в сучасній теоретичній фізиці конструктивно-математичне мислення. Місце і роль експерименту у відносинах теоретичного мислення з реальністю виявляються далеко не вивченою проблемою, як здається на перший погляд. Зокрема, це добре простежується при вивченні електромагнітної теорії поля та світла, теорії фотоефекту, ефекту Комптона та ін. Експериментальна діяльність здійснюється в експериментальній ситуації певної епохи, яка визначається рівнем розвитку матеріальної та теоретико-методичної бази кожного історичного періоду.

Фізична наука нового часу в дійсності є істотно експериментальною, включає в пізнавальну сферу принцип фундаментальної самокритики, а останній вимагає критики тих основоположень, які формують ідеал пізнання і задають умови предметної ідеалізації. Теоретичне мислення будується з внутрішньою свідомістю своєї принципової зумовленості і можливості інших умов ідеалізації, другої форми теоретичного пізнання. Таке мислення буде обмеженим, якщо чуттєво предметний експеримент не стає його конститутивним принципом.

Процес предметно-дослідницького експериментування є процесом експериментування з поняттями, судженнями, теоріями, закономірностями Всесвіту з метою вивчення їх змісту, властивостей, причинно-наслідкових зв'язків, суперечностей. Особлива форма предметно-понятійної суперечності і спряжена їй форма фундаментального теоретико-фізичного принципу складають істотний зміст відповідної експериментально-теоретичної проблеми,

визначають форми відношення теоретичного мислення в цілому до свого предмету дослідження.

Становлення шкільного фізичного експерименту (ШФЕ) в Україні тісно пов'язане з іменами А.К. Бабенка, М.М. Бартновського, О.І. Бугайова, С.У. Гончаренка, Є.В. Коршака, Б.Ю. Миргородського, І.В. Попова, Н.М. Розенберга, С.П. Слесаревського, Р.К. Шабаля, М.С. Шульги, В.А. Франковського та ін.

На початку 20-х років ХХ століття матеріальна база середніх шкіл була досить слабкою. Не змінили стан справ Державні майстерні наочних посібників (м. Москва), дослідні майстерні (м. Петроград), В'ятські майстерні. Помітно не змінилась матеріальна база фізкабінетів після створення Державного акціонерного товариства наочних посібників. Спосіб виготовлення установок, приладів залишався примітивним, прилади випускались невеликими серіями.

Положення істотно змінилось на початку 30-х років минулого століття з створенням Головного управління підприємств навчально-технічної промисловості (Головучтехпром). В цей час було створено Інститут політехнічної освіти (пізніше перетворений в Інститут шкіл Наркомосвіти РРФСР). Вперше в країні була зроблена „...спроба поставити створення фізичних приладів для цілей навчання як науково-дослідну проблему педагогічного і технологічного характеру” [2]. Про результати такої роботи та рівень методики і техніки шкільного фізичного експерименту можна судити за основними друкованими працями. До них відносяться: шеститомник Д.Д. Галаніна, Е.Н. Горячкіна, С.Н. Жаркова, Д.І. Сахарова „Физический эксперимент в школе”, П.А. Знаменського „Лабораторные занятия по физике”, Е.Н. Горячкіна, С.І. Іванова, А.А. Покровського „Руководство к практикуму по методике и технике школьного физического эксперимента”.

В наведених роботах було представлено демонстраційний та фронтальний експеримент на базі промислового та саморобного обладнання.

В 1939 році було видано проект «Учебное оборудование средней школы». Відповідно до його вимог половина приладів потребували спеціальної розробки та промислового випуску.

На початку 1958 року була відновлена довоєнна матеріальна база і закладено основи промислового випуску обладнання для початкових, восьмирічних та середніх шкіл. Школи-новобудови забезпечувались новим обладнанням в повному обсязі в обов'язковому порядку. Широкого поширення набули посібники О.А. Покровського, О.І. Глазиріна, О.Г. Дубова, Б.С. Зворикіна, І.М. Рум'янцева, А.П. Кузьміна, О.Л. Бартновського, О.К. Бабенка, І.Ф. Деркача, Г.І. Фалєєва.

В педагогічних дослідженнях було започатковано три основні ознаки пізнання: чуттєве сприймання явищ, оволодіння їх сутністю за допомогою теоретичного осмислення і перевірка відповідності між учнівськими уявленнями і об'єктивними закономірностями явища, яке вивчається.

Співвідношення теорії та експерименту при вивченні фізичних явищ в основних методичних виданнях різне. На певних етапах вивчення явищ експеримент випереджає чи відстає від теорії, в інших випадках простежується їх паралельне використання.

Оптимальне співвідношення експерименту та теорії, виявлення ролі і місця експерименту в шкільній практиці є важливим педагогічним завданням, виконання якого має базуватись на достатньому теоретичному обґрунтуванні.

Аналіз структури навчального матеріалу та знань учнів, зокрема з квантової фізики, також показав, що добір

дослідів для виконання поставлених завдань залежить від обраного підходу до структурування розділу.

Дослідження навчального матеріалу розділу «Оптика» посібника І.І. Соколова показало, що його структура ґрунтувалася на описі оптичних явищ та застосування їх в народному господарстві. Реалізація такого підходу супроводжувалась виконанням системи демонстрацій.

В посібнику О.В. Пьоришкіна структура навчального матеріалу з оптики розрахована на репродуктивне сприймання вивченого. Відповідно фізичний експеримент при вивченні розділу добирався таким чином, щоб учні могли спостерігати результат явища: інтерференцію дифракцію, спектри, дії світла. В курсі фізики на той час не розглядались поняття: поперечність світлових хвиль, поляризація світла, теорія Френеля, внутрішній фотоефект, енергія випромінювання та інші, без яких неможливо вивчити оптичні явища на сучасному науковому рівні.

Програма курсу фізики 80 – х років ХХ століття, нині діюча програма, посібники з фізики в основному реалізують ідею генералізації навчального матеріалу навколо ґрунтовних положень і теорій.

Науково-технічний прогрес супроводжується глибокими змінами, як в самій науці, так і в її запровадженні в різних галузях техніки. Для проведення нових експериментів уже не вистачає наявних промислових приладів. Модернізація освіти вимагає і ширшого кругозору майбутніх фахівців. На зміну досить умовної лабораторної практики приходить тенденція до навчання в процесі роботи. Навчальні лабораторні роботи починають змінюватись на дослідницькі з використанням сучасних інформаційно-комунікаційних технологій навчання (СІТН) [11, 37, 39, 42], а це вимагає певного рівня творчої зрілості відповідно до експериментальної ситуації епохи, культури

використання приладів та апаратури, оволодіння методикою експериментальної діяльності.

Приступаючи до дослідження певної закономірності, вивчення явища, поняття учитель повинен знати наперед чи забезпечить запланований експеримент відповідь на поставлене запитання, чи дасть необхідну точність вимірювань та надійність висновків. Такі умови можна забезпечити, якщо учитель:

- володіє теоретичними основами експериментування, є компетентним щодо технології і методики експериментування: забезпечує обґрунтоване планування експерименту, здійснює добір приладів, складання установок, відпрацювання навичок послідовності операцій, тощо;

- знає будову та принцип дії приладів, має навичками їх використання; вміє демонструвати досліди;

- забезпечує організацію постановки та розв'язування експериментальних задач: осмислення умови задачі, складання плану розв'язування, здійснення плану поетапних дій в досягненні результату, дослідження відповіді.

Сучасні концепції вивчення фізики в Україні та за кордоном спрямовують повернення до принципу наукових узагальнень та самостійного експериментування учнів [70]. Зокрема посібник для середньої школи Англії Г. Роуелла та С. Герберта містить 150 лабораторних робіт і майже таку ж кількість експериментальних задач [68]. У французьких підручниках з фізики практичні експериментальні завдання виконуються після кожної теми [8].

В нашій країні накопичено значний науковий потенціал дослідження дидактичних можливостей фізичного експерименту. Роботи О.К.Бабенка, М.М. Бартновського, Є.В. Коршака, Б.Ю. Миргородського, В.Г. Нижника, І.В. Попова, С.П. Величка, В.П. Вовкотруба,

В.Ю. Кліха, Є.С. Клоса, М.І. Садового, В.І. Тищука, О.В. Сергєєва, О.І. Бугайова, С.У. Гончаренка, В.І. Тищука, М.С. Шульги, В.К. Шабаля, М.Я. Молоткова, Г.М. Гайдучка, Л.Д. Калапуші та інших забезпечили розвиток теорії та практики демонстраційного експерименту на рівні світових стандартів.

За останні десятиліття педагогічна практика виявила певну невідповідність між розвитком демонстраційного експериментування та розробленням і формуванням систем фронтальних дослідів, лабораторних робіт, експериментальних задач, які б використовувались в школі за рівневою та профільною диференціацією. Здійснювались в домашніх чи природних умовах, на заняттях фізичних практикумів [11, 17, 31, 36, 52, 54, 79, 80, 81]. Актуальним є дослідження постановки дослідницьких робіт, які спонукають суб'єктів навчання до відшукування джерел нової навчальної інформації. Такий підхід вимагає від суб'єктів навчання уміння ставити мету дослідження, обирати методи і засоби її досягнення, планувати і здійснювати експеримент, опрацьовувати його результати, робити висновки, користуватись набутими знаннями, навичками і вміннями [30].

На сучасному етапі вивчення фізики здійснюється на основі рівневої і профільної диференціації. Вона передбачає виділення обов'язкових результатів навчання на початковому, середньому, достатньому та високому рівнях. В основу профільної диференціації покладено вивчення фізики за різними навчальними програмами та планами залежно від здібностей суб'єктів навчання і вибору майбутньої діяльності [60 – 64]. Відповідно експериментальну діяльність суб'єктів навчання доцільно організовувати на найвищому рівні, а рівень вимог до кожного учня слід диференціювати. Напевно такий підхід найбільш доцільний при вивченні фізики, де результати

навчання передбачають досягнення вимог початкового та середнього рівня. Підготовка учителів для таких шкіл повинна бути навіть вищою, ніж у профільних класах, бо слід не «загубити» здібних учнів у початковому чи середньому рівнях диференціації.

В методичних посібниках О.І. Бугайова, С.У. Гончаренка, Є.В. Коршака, О.І. Ляшенка, С.П. Величка добре розроблені концептуальні основи постановки шкільного фізичного експерименту (ШФЕ) проблемного характеру, дещо менше науково-дослідницького. Реалізація цих основ передбачає: осмислення експериментально-теоретичної проблеми, вичленення завдань експериментального дослідження; складання плану виконання завдання, уміння відібрати для експерименту необхідні прилади й обладнання, складання установки, осмислення призначення кожного елемента установки, проведення дослідів та фіксування їх результатів, оцінювання степеня їх достовірності тощо. За таких умов учні пізнають істинну силу науки, важливість і необхідність її вивчення, набувають практичних навичок і умінь у виконанні експериментів, конструюванні приладів, поступово оволодівають принципами самостійного розширення та здобуття нових знань.

На нашу думку в структуру експерименту доцільно ввести поняття «технологія проведення експерименту» [70]. Під цим поняттям ми розуміємо прийоми і засоби, які забезпечують ефективну постановку дослідів, створення оптимальних умов його сприймання та розуміння (змістовність, наочність, достовірність, видність, переконливість, естетичність, короткочасність, завершеність, повторюваність, надійність, емоційність, дотримання техніки безпеки).

Окремим елементом слід виділити *особливості вивчення оптики*, до яких належить віднести:

- орієнтування на особистісні аспекти з урахуванням профільного навчання та широке запровадження інтегрованих навчальних дисциплін (математика, біологія, охорона праці, безпека життєдіяльності);

- розробка та впровадження елективних спецкурсів [38], що передбачають урахування не лише інтересів і побажань суб'єктів навчання, а й уподобання та професійний рівень і можливості вчителя;

- досягнення ефективного співвідношення та поєднання гуманітарної та природничо-математичної складової освіти, оптимальне поєднання їхніх теоретичних і практичних компонентів;

- стрімкий розвиток та широке запровадження сучасних інформаційно-комунікаційних технологій навчання;

- посилення ролі самостійної пізнавально-пошукової діяльності суб'єктів навчання і врахування психологічних та індивідуальних їхніх особливостей у процесі навчання фізики.

Аналіз методичних проблем і наукових досліджень у формуванні знань суб'єктів навчання з оптики [12, 15, 16, 31, 32, 34] дає підстави виокремити *основні напрями удосконалення шкільного фізичного експерименту з оптики:*

- запровадження у навчальний процес новітнього обладнання, яке розроблено ХХІ столітті й перегляд традиційного з метою використання його для нового змісту фізичної освіти, розробка нових фізичних дослідів та запровадження фізичних наукових методів дослідження і відповідного універсального обладнання у навчальний процес;

- створення методики застосування багатофункціональних засобів навчання оптики та їх комплектів з метою використання внутрішньо предметних і

міжпредметних зв'язків та інтеграцію змісту дисциплін природничо-математичного циклу;

- розробка ефективної методики навчання оптики і відповідної системи ШФЕ для реалізації вимог профільного навчання фізики;

- розробка сучасних дидактичних засобів навчання, орієнтованих на реалізацію сучасних досягнень психолого-педагогічних наук та відповідність санітарним і ергономічним вимогам.

В методичній літературі [55, 78] пропонуються різні ознаки класифікації експерименту. В умовах профільного навчання пропонується в основу класифікації покласти:

- дидактичну мету навчання конкретних явищ, закону чи певного розділу, теми;

- рівень активізації розумової діяльності суб'єктів навчання;

- ступінь складності експерименту;

- вид експерименту (демонстраційний, фронтальний, лабораторні роботи, фізичний практикум, експериментальні задачі, творчі завдання, дослід з «чорними ящиками», домашні експерименти).

Вказані ознаки є вирішальними для визначення місця експерименту на уроці та в їх системі з урахуванням аспектів вивчення навчального матеріалу. Експеримент за дедуктивного викладу начального матеріалу виступає в якості критерію істинності, підтверджує висновки теорії, при індуктивному підході є основним джерелом знань.

Для індуктивного викладу матеріалу Ф.Розенберг та М.І.Садовий [70] виділили:

- постановку проблеми, яку слід розв'язати експериментально;

- способи виявлення елементів знань, які передбачається одержати в ході дослід, але не повідомлення самих знань;

- складання блок-схеми установки;
- збирання установки з участю суб'єктів навчання (лише частина установки може бути зібрана завчасно);
- пояснення установки, вияснення призначення окремих приладів і блоків, функціональної залежності між її елементами;
- демонстрація явища чи процесу з поясненням, їх перебігу;
- словесне, графічне, табличне фіксування одержаних результатів;
- організація роботи суб'єктів навчання з виділення нових знань через порівняння, узагальнення абстрагування.

При дедуктивному викладі змінюється роль постановки проблеми, яку слід розв'язати експериментально, способів виявлення елементів знань, які передбачається одержати в ході досліду. Наголос робиться не на повідомлення самих знань, а на організацію роботи учнів з виявлення нових знань через порівняння, узагальнення абстрагування. Це передбачає з'ясування наслідків з теорій, які можна перевірити експериментально, виявлення елементів знань, які передбачено підтвердити експериментально, організацію роботи суб'єктів навчання, спрямовану на актуалізацію знань, які підтверджують висновки теорії і одержані в результаті виконання досліду.

Крім загальновідомих дидактичних вимог до демонстрацій ми окремо виділяємо елемент структури «складність демонстрації». В 30-х роках минулого століття певні критерії добору експериментів розглядав П.О.Знаменський [25, с. 63] у наступному аспекті: найбільша ефективність; складність приладів і установок, трудність настроювання та проведення дослідів; обмеженість демонстрацій в часі (програма) вивчення теми чи явища; обмеження пов'язані з дотриманням правил техніки безпеки.

Складність демонстрацій ми пропонуємо характеризувати коефіцієнтом складності. Якщо для демонстрації того чи іншого явища достатньо скласти установку за простою нерозгалуженою схемою без будь-якого настроювання, то даний коефіцієнт рівний 1. До таких відносяться більшість демонстрацій з геометричної оптики (прямолінійне поширення світла, відбивання світла), деякі досліди з поляризації світла, дослід з інтерференції розсіяного світла на дрібних частинках та ін. У випадку додаткових дій учителя для налагоджування установки після її складання, які пов'язані із специфічними знаннями з розташування складових елементів установки маємо коефіцієнт 2. Такі досліди характерні для дисперсії світла, виявлення інфрачервоних та ультрафіолетових променів, повного внутрішнього відбивання, побудови зображень в лінзах, одержання спектра з допомогою дифракційної решітки, квантових дій світла. Коефіцієнтом надійності 3 характеризуються досліди з інтерференції світла з біпризмою та дзеркалами Френеля, щілинами Юнга, інтерференції в повітряному клині, від тонких плівок, дифракції від щілини, тонкої дротинки, обертання площини поляризації світла розчином цукру, демонстрація законів фотоефекту тощо. При їх демонстраціях в установці змінюється взаємне положення пристроїв в різних площинах, використовується додаткове обладнання, потрібен навик з їх постановки.

До дослідів з коефіцієнтом надійності 4 доцільно віднести установки для мікропроекції з мікроскопом, демонстрації лінійчастих спектрів, розподіл енергії в спектрі, виявлення окремих квантів світла (наприклад, моделювання досліду Боте), моделі інтерферометрів, світлового телефону, моделювання дослідів з виявлення квантових властивостей світла. Для таких демонстрацій характерна досить висока точність настроювання,

виготовлення додаткового обладнання, значний досвід експериментальної роботи викладача.

На нашу думку доцільно провести аналогічну класифікацію фронтальних дослідів та експериментів за визначених критеріїв та визначити основні напрямки їх подальшого розвитку.

Під час вивчення оптичних явищ в наявних посібниках простежується взаємний зв'язок між наочними і словесними методами навчання. Тобто, слово супроводжує безпосереднє сприймання установки і певних властивостей явища. В цьому процесі керівництво з боку викладача має особливе значення, оскільки студентам доводиться в більшості переходити від конкретних фактів, від зовнішнього боку явища до розуміння внутрішньої сутності. Ця інтерпретація явищ, перекладання містка від видимого до мисленнопізнаного є процесом досить складним і успіх залежить, насамперед, від того, як цим процесом керувати. В методиці навчання оптики приділяється особлива увага використанню аудіовізуальних засобів навчання та персональних комп'ютерів. За допомогою фрагмента відеофільму, можливо подати моделі явища на персональному комп'ютері, наприклад, модель руху та взаємодії фотона з речовиною, поширення та накладання хвиль, огинання світлом перешкод та ін. Звичайно, дослідно, в динаміці існуючі засоби навчання такого відтворити не можуть.

Будь-яка демонстрація, будь-який дослід не можуть бути довільними. Найефективнішими є демонстрації та досліді, коли вони проводяться безпосередньо під час вивчення явища, поняття. Слід мати на увазі, що більшість демонстраційного експерименту з оптики та квантової фізики передбачає показ фізичних явищ з якісної сторони. З розвитком матеріальної бази є все більше можливостей забезпечувати і кількісну його сторону.

У пропонованому посібнику демонстрації, досліди, спостереження розроблені так, що вони доповнюють традиційний, класичний фізичний експеримент і сприяють розвитку фізичного мислення, умінню спостерігати явища, заглибитись у його сутність, моделювати об'єкти, що вивчаються, аналізувати закони і наслідки з них, перевіряти їх з допомогою дослідних результатів, вимірювати фізичні величини.

Фізичний експеримент, а особливо ШФЕ з хвильової та квантової оптики, традиційно вважається складним для учительської практики, потребує повторення набутих навичок, принаймі хоч одного разу в 2-3 місяці. Тому ми пропонуємо серію демонстрацій, фронтальних лабораторних робіт та робіт фізичного практикуму для своєрідного «експериментального мінімуму», який передбачає поновлення експериментальних навичок особливо, коли використовується сучасне обладнання з розділу оптики. Зокрема, досліди з інтерференції світла потребують не лише знання, а й хороших експериментальних навичок з встановлення паралельності щілини та об'єкту, на якому спостерігається інтерференція світла, виставлення відстаней між джерелом світла, щілиною, досліджуваним об'єктом та екраном, виставленням ширини щілини, максимального зведення джерела світла до точкового або паралельного пучка тощо. Специфічних навичок потребує налаштування дослідів з дифракції, поляризації, квантової фізики та їх практичного застосування.

Таким чином, говорячи про методику навчання фізичного експерименту з оптики та квантової фізики необхідно поєднувати як класичні підходи в її використанні, так і враховувати компетентнісні й технологічні складові.

1.2 Загальні відомості про явище інтерференції світла

Основні поняття та величини інтерференції світла

Як відомо, в звичайних умовах, потрапляючи на екран двох або декількох пучків світлових променів сумарна освітленість на екрані дорівнює сумі освітленостей, що створюються окремими пучками. За наявності ж інтерференції цей закон порушується: світлова енергія перерозподіляється так, що на одних ділянках екрану сумарна освітленість виявляється більше суми окремих освітленостей, а на інших ділянках - менше цієї суми. Але закон збереження кількості світлової енергії зберігається.

Специфічність фізичного експерименту викликає необхідність уточнення понять, які використовуються в ході їх вивчення.

Опис понять інтерференції світла детально описані в курсах фізики з оптики [11, 38, 44, 49, 69, 70]. Розглянемо основні поняття інтерференції світла та здійснимо їх особливість.

За хвильовою теорією світлові коливання S в точці простору з координатою r описується рівнянням

$$S = a \sin \frac{2\pi}{T} \left(t - \frac{r}{v} \right), \quad (1.2.1)$$

де a - амплітуда, T - період коливання, v - швидкість поширення світла, t - час.

Величину $2\pi/T(t - r/v)$, що стоїть під знаком синуса, позначають через ϕ і називають *фазою коливання*, де початкову фазу $\phi_0 = 2\pi r/T$ називають *фазою коливання в точці*, вибрану в початку координат ($r=0$). Такий розгляд даного поняття має суто математичний зміст і не носить фізичного змісту. Всі наступні роздуми й використання формул є математичним моделюванням, а воно часто не дозволяє розглянути суть фізичного явища чи процесу. Недооцінка прихильників математизації фізики цього факту призводить

до формального засвоєння знань, які через певний час нічого не варті. Тоді набуті знання є недосконалими.

На нашу думку необхідно наповнити фізичним змістом поняття фази. У підручнику О.В.Пьоришкіна поняття фази розглядалось як певний момент у розвитку будь-якого явища. Дійсно фізика розглядає протяжні в часі та просторі реальні явища та поняття. Значна частина з них є періодичними, що полегшує їх опис математичними методами. Не завжди фізичне явище можна повторити. Проте розкласти будь яке явище на складові, показати його розвиток в часі та просторі через поняття фази з точки зору фізики необхідно. Тому будь-якому явищу чи процесу властиве поняття фази. Наприклад, учень йде в школу і на подолання відповідного шляху за середньої швидкості руху витрачає 30 хвилин. Цей проце має протяжність у часі 30 хвилин. У кожен момент часу (з 30 хвилин) учень буде знаходитись у певному місці, тобто певний момент у розвитку вказаного явища буде характеризуватись пройденим шляхом. Такий підхід властивий практично всій природі. Усвідомлення суб'єктами навчання цього факту дає змогу аналізувати все, що має місце навколо.

Розгляд оптичних явищ неможливий без аналізу їх розвитку, тобто без використання поняття фази. Тому задаючи певну фазу для аналізу поширення хвилі маємо інформацію про переміщення, швидкість, координату тощо, а не лише математичне значення. Доповнення й аналіз наведеного вище математичного виразу для фази дає можливість зрозуміти фізико-математичний зміст даного поняття. Ми вважаємо, що поняття фаза (різниця фаз) є одним з основних понять фізики і оптику та квантову фізику необхідно розпочинати з його врахуванням.

За такого підходу розширюється фізичний зміст понять *частоти коливань* ($\nu=1/T$), *кругової, циклічної*

частоти ($\omega=2\pi T=2\pi\nu$), адже вказані поняття є відносними й змінюються в часі.

Потребує уточнення і поняття інтенсивності, бо вона залежить від того, як явище чи процес розглядається: протяжно в часі, чи в певні моменти часу. Під інтенсивністю коливання I розглядають величину, рівну квадрату амплітуди ($I=a^2$). Енергія коливання за проміжок часу, впродовж якого його амплітуду можна вважати постійною, пропорційна інтенсивності.

Геометричне місце точок, в яких коливання в даний момент часу мають однакову фазу, називають *поверхнею хвилі*, а напрям поширення хвилі - *світловим променем*. В однорідному ізотропному середовищі промінь спрямований за нормаллю до хвильової поверхні. Поверхня хвилі, що випромінюється джерелом світла малих розмірів, має сферичну форму. Якщо джерело знаходиться в нескінченності (наприклад, якщо воно розміщене в фокальній площині об'єктиву коліматора), то промені, що виходять з нього, можна вважати паралельними, а хвильову поверхню - плоскою.

В результаті відображення або заломлення хвильова поверхня часто деформується і набуває складнішої форми. Площину, в якій лежать промінь і перпендикулярні до нього світлові коливання, називають *площиною коливань*, а світло, коливання якого лежать в одній площині впродовж часу, достатнього для спостереження, - *лінійно-поляризованим*. Орієнтація площини коливань природного світла, що випромінюється більшістю джерел світла, хаотично змінюється через малі проміжки часу (приблизно через кожні 10^{-8} с), і за час спостереження будь-яке положення площини коливань є рівномірним.

Швидкість ϑ поширення поверхні хвилі різна в різних середовищах. Найбільшого значення швидкість світла має в вакуумі ($c=3\cdot 10^8$ м/с).

Довжиною хвилі λ вважають відстань, на яку поширюється поверхня хвилі за час періоду T . В таблицях зазвичай приводять значення довжин хвиль в вакуумі, тобто $\lambda = cT$. Довжина хвиль випромінювань для видимої області спектру лежать в межах від 0,4 мкм (фіолетовий край) до 0,7 мкм (червоний край спектру). Довжина хвилі цього випромінювання різна при проходженні світла в різних середовищах, тоді як період T постійний для будь-якого середовища.

Відношення швидкості світла в вакуумі до швидкості світла в цьому середовищі ($n = c/v$) називають *показником заломлення середовища*. З геометричної оптики відомо, що $n = \sin i / \sin i'$, де i - кут падіння променя на поверхню середовища (з повітря або, точніше, з вакууму), а i' - кут заломлення. Показник заломлення залежить від довжини хвилі випромінювання і, як правило, росте зі зменшенням λ . *Середня дисперсія середовища* - різниця її показників заломлення для спектральних ліній Фраунгофера F і C , тобто різниця $n_F - n_C$.

Показник заломлення повітря n_0 при 20°C і нормальному тиску рівний приблизно 1,00027 для всіх довжин хвиль видимого спектру (дисперсія повітря дорівнює декільком одиницям шостого знаку після коми). У багатьох випадках його приймають рівним одиниці, але коли проводять абсолютні вимірювання часто доводиться враховувати залежність n_0 від тиску, температури та вологості, причому ця залежність різна для різних довжин хвиль.

Оптична довжина шляху l - добуток відстані r , прохідного променем в цьому середовищі, на показник заломлення n цього середовища, тобто $l = rn$. Якщо промінь проходить k середовищ з показником заломлення $n_1, n_2, \dots, n_k$, то сумарна оптична довжина шляху розраховується за формулою

$$L = \sum_i^k r_k n_k \quad (1.2.2)$$

Рівняння (1.2.1) можна написати у виді

$$S = a \sin 2\pi \left(\frac{t}{T} - \frac{L}{\lambda} \right) \quad (1.2.3)$$

В цьому випадку чіткіше видно зв'язок фізичного та математичного змісту рівняння хвилі. Під різницею ходу Δ двох променів розуміють різницю оптичних довжин L_1 і L_2 , прохідних цими променями

$$\Delta = L_1 - L_2. \quad (1.2.4)$$

Відношення різниці ходу Δ до довжини хвилі λ називають *порядком інтерференції* p . Число може бути як цілим, так і дробовим.

$$P = \frac{\Delta}{\lambda} \quad (1.2.5)$$

Ми вважаємо зробити детальніше пояснення поняття різниці фаз, виходячи з попередніх пояснень. Тоді розглядаються два моменти в розвитку явища, а якщо таких явищ більше, то й моментів у розвитку більше. Різниця фаз двох коливань

$$\delta = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = 2\pi p \quad (1.2.6)$$

Додавши два однаково направлені коливання однакового періоду $S_1 = a_1 \sin \omega t$ та $S_2 = a_2 \sin(\omega t + \delta)$, що мають амплітуди a_1 і a_2 та різницю фаз δ , отримуємо коливання того ж періоду $S_1 = a_1 \sin \omega t$, причому

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2 \cos \delta, \quad (1.2.7)$$

$$\operatorname{tg} \gamma = \frac{a_2 \sin \delta}{(a_1 + a_2 \cos \delta)}. \quad (1.2.8)$$

Врахування вказаних вище зауважень дає можливість здійснити детальний аналіз розвитку фізичного явища, коли додаються коливання.

Інтенсивність результуючого коливання I пов'язана з складовими інтенсивностями I_1 та I_2 формулою

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta \quad (1.2.9)$$

Ця формула є основною для теорії двопроменевих інтерферометрів. З формул (1.2.9) і (1.2.6) виходить, що величина I набуває максимального значення, рівного $I_{\max}$ при $\delta = 0; \pm 2\pi; \pm 4\pi; \dots$ або при $\Delta = 0; \pm \lambda; \pm 2\lambda; \dots$, а мінімальне значення $I_{\min}$ при $\delta = \pm \pi; \pm 3\pi; \dots$ або при $\Delta = \frac{\lambda}{2}; \frac{3\lambda}{2}; \dots$. Відповідно цьому, маємо:

$$\left. \begin{aligned} I_{\max} &= I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} = (a_1 + a_2)^2 \\ I_{\min} &= I_1 + I_2 - 2\sqrt{I_1 I_2} = (a_1 - a_2)^2 \end{aligned} \right\} \quad (1.2.10)$$

При рівності інтенсивностей коливань, що додаються, тобто при $I_1 = I_2 = I'$, маємо

$$I = 4I' \frac{\cos^2 \frac{\pi \Delta}{\lambda}}{2} = 4I' \frac{\cos^2 \delta}{2}, \quad (1.2.11)$$

де $I_{\max} = 4I'$; $I_{\min} = 0$.

З формули (1.2.11) видно, що при зміні δ інтенсивність I змінюється за синусоїдальним законом.

Зазвичай в різних точках поля інтерференції, тобто площині, в якій спостерігають інтерференційну картину, різниці фаз δ мають різні значення. Геометричне місце точок поля, що лежать на одній лінії, в яких величини δ однакові (однакові моменти у розвитку), називають *інтерференційною смугою*, а відстань b між серединами двох сусідніх смуг - *шириною смуги*. Перехіду від однієї смуги до сусідньої смуги відповідає зміні δ , рівному 2π (або зміні Δ , рівна λ), незалежно від ширини смуг.

При накладанні одна на одну двох плоских світлових хвиль, що утворюють між собою кут θ , виникають прямі світлі та темні інтерференційні смуги, паралельні лінії

перетину хвильових поверхонь. Ширина смуг пропорційна довжині хвилі λ та обернено пропорційна $\sin\theta$, тобто

$$b = \frac{\lambda}{\sin \theta} \approx \frac{\lambda}{\theta} . \quad (1.2.12)$$

Якщо $\theta = 1'$, або $3 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ і $\lambda = 6 \cdot 10^{-4} \text{ мм}$, то $b = 2 \text{ мм}$. При зміні різниці ходу Δ інтерференційні смуги переміщаються в напрямі, перпендикулярному до їх довжини. Зміна Δ на довжину хвилі λ викликає переміщення смуг на відстань, рівну ширині смуги. Практично неважко виміряти зміщення смуг з точністю до 0,05 - 0,1 ширини, тобто виміряти зміну Δ з похибкою 0,05 - 0,1 λ , або 0,03-0,06 $\mu\text{м}$ (незалежно від ширини смуги).

Контрастність інтерференційної картини визначається величиною

$$K = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \quad (1.2.13)$$

де $I_{\max}$ та $I_{\min}$ - максимальне та мінімальне значення інтенсивності світла в світлій і темній смугах. В ідеальному випадку, що визначається формулою (1.2.11), коли $I_{\min} = 0$, контрастність $K = 1$, а коли $I_{\min} \neq 0$ тоді $K < 1$.

Когерентність. Для отримання інтерференції необхідно, щоб різниця фаз δ коливань, що додаються, залишалася постійною впродовж часу спостереження (враховуємо поняття моменту розвитку явища). Такі спостереження називаються *когерентними*. Кожне елементарне джерело світла випромінює впродовж короткого проміжку часу τ ($10^{-8} - 10^{-10} \text{ с}$), випускаючи за цей час порцію ("цуг") хвиль. Це час переходу електрона із збудженого стану в стаціонарний. Для такого електрона процес розвитку процесу випромінювання енергії (у формі світла) є стабільним і складає певний момент з життям атома (перехід із збудженого стану в стабільний для даного електрона). Потім, через деякий проміжок часу, слідує

новий цуг хвиль і так далі, причому в кожному цугу початкова фаза коливань приймає своє, довільне, значення. Тому різниця фаз коливань, що випромінюються двома або декількома незалежними джерелами, хаотично змінюється, і за проміжок часу, достатньо великий в порівнянні з τ . Сумарна інтенсивність світла виявляється рівна сумі інтенсивностей випромінювань, що додаються, відповідно інтерференція відсутня, бо додаються моменти розвитку однакових явищ у різні моменти часу з різними характеристиками.

Таким чином, незалежні джерела світла є некогерентними. В лазерах, має місце випромінювання одними й тими ж електронами, випромінювання яких приблизно когерентне. Зазвичай, в інтерферометрах відбувається спочатку розділення пучка променів, що виходить з одного джерела, на два пучки і більше, а потім - їх з'єднання. При цьому фази коливань, що додаються, хаотично змінюються через інтервали часу τ , але ці зміни відбуваються в обох коливаннях за однаковим законом, і різниця фаз між ними зберігається постійною, тобто ці коливання когерентні.

Отже, якщо різниця ходу Δ пучків променів, що інтерферують, не перевищує відстані $l = c\tau$, на яке світлова хвиля переміщається за час τ , тобто якщо хвилі, що інтерферують, сталися з одного цугу хвиль. Якщо ж $\Delta > l$, то накладаються хвилі, які сталися з різних цугів. В цьому випадку різниця фаз визначається хаотичними змінами початкових фаз коливань від цугу до цугу, тобто коливання, що складаються, некогерентні.

Час τ називають часом *когерентності*, а відстань $l = c\tau$ – *довжиною когерентності випромінювання*. Величини τ і l пов'язані із спектральною шириною $d\lambda$ випромінювання [90, 118].

Зі збільшенням Δ від нуля до 1 відбувається поступове пониження контрастності інтерференційної картини, що пояснюється відмінністю часу τ випромінювань цугів хвиль, що випускаються як одним елементарним випромінювачем, так і різними випромінювачами. При цьому має місце неповна кореляція хаотичних змін фаз коливань, що складаються, у зв'язку з чим говорять про їх часткову когерентність.

Окрім розглянутої вище часової когерентності, пов'язаної з часом τ , використовують поняття *просторової когерентності*, що характеризує міру кореляції результатів інтерференції в цій точці поля інтерференції для різних точок протяжного джерела.

Інтерференція від двох когерентних джерел світла.

Реальне джерело світла завжди має кінцеві розміри, але в деяких випадках його з досить високою мірою точності можна вважати точковим. Якщо ж таке припущення неприйнятне, то джерело вважають протяжним і його розглядають як суму нескінченно малих джерел. Явища інтерференції від точкових джерел лежать в основі теорії інтерферометрів.

Ширина і форма інтерференційних смуг. На рис. 1 показані два малі когерентних джерел S_1 і S_2 , отримані за допомогою одного й того або іншого джерела. Різниця фаз коливань в точках S_1 і S_2 має довільне, але постійне значення, в окремому випадку рівне нулю. У просторі, де перетинаються світлові хвилі S_1 і S_2 , однакова інтенсивність хвиль буде в тих точках, для яких різниця відстаней до точок S_1 і S_2 однакова, а також відрізняється на ціле число довжин хвиль λ .

Як відомо з курсів аналітичної геометрії, геометричні місця таких точок є сімействами гіперболоїдів обертання з фокусами в S_1 та S_2 . Спостереження інтерференційних смуг в довільній площині спостерігається на лінії перетину цієї

площини з гіперболоїдами. Форма, ширина та напрям смуг не залежать від абсолютного значення різниці ходу Δ й визначаються тільки орієнтацією вибраної площини. Найбільший інтерес мають два випадки, що часто зустрічаються на практиці в залежності від положення площини спостереження, рис.1.

У першому випадку екран 1 розташований паралельно лінії S_1S_2 на відстані L від неї. Відстань S_1S_2 позначена через a , причому $a \ll L$. У точці M екрану, що знаходиться на однакових відстанях від S_1 і S_2 , різниця ходу визначається тільки різницею фаз δ_0 коливань в точках S_1 і S_2 . Такій же величині дорівнює різниця ходу в усіх точках прямої лінії, що перпендикулярна до площини малюнка і проходить через M . Якщо $\delta_0=0$, то через M проходить світла смуга нульового порядку. Смуги, розташовані по сторонах від нульової смуги, також можна вважати прямими. Ширина смуг b відповідно до формули (1.2.12) залежить від кута θ між променями, що інтерферують. В даному випадку

$$\theta \approx \frac{a}{L} \quad \text{і}$$

$$b = \frac{\lambda L}{a} \quad (1.2.14)$$

Таким чином, ширина смуг пропорційна λ та відстань L обернено пропорційна a . Так, якщо $a=0,2$ мм і $L=200$ мм, то $b=1000\lambda \approx 0,6$ мм. Звичайно, для спостереження смуг користуються лінзою або окуляром. Якщо спостерігати картину в білому світі, то зі сторін від нульової білої смуги, що проходить через точку M , спостерігаємо 4-5 забарвлених смуг із спадаючою контрастністю.

У другому випадку екран 2 перпендикулярний до лінії S_1S_2 і знаходиться на відстані R від S_1 . Сферичні хвилі W_1 і W_2 , що виходять з S_1 і S_2 мають радіуси кривизни R і $R+a$. У точці B дотику хвиль різниця ходу Δ_0 на величину $d\Delta$, рівну відстані A_1A_2 між хвилями в цій точці. Приблизно

$d\Delta = l_1 - l_2$, де l_1 і l_2 - стрілки хвиль W_1 і W_2 . З великою точністю $l_1 = \frac{r^2}{2R}$ і $l_2 = \frac{r^2}{2(R+a)}$, звідки

$$d\Delta \approx \frac{a}{2} \left(\frac{r}{R} \right)^2. \quad (1.2.15)$$

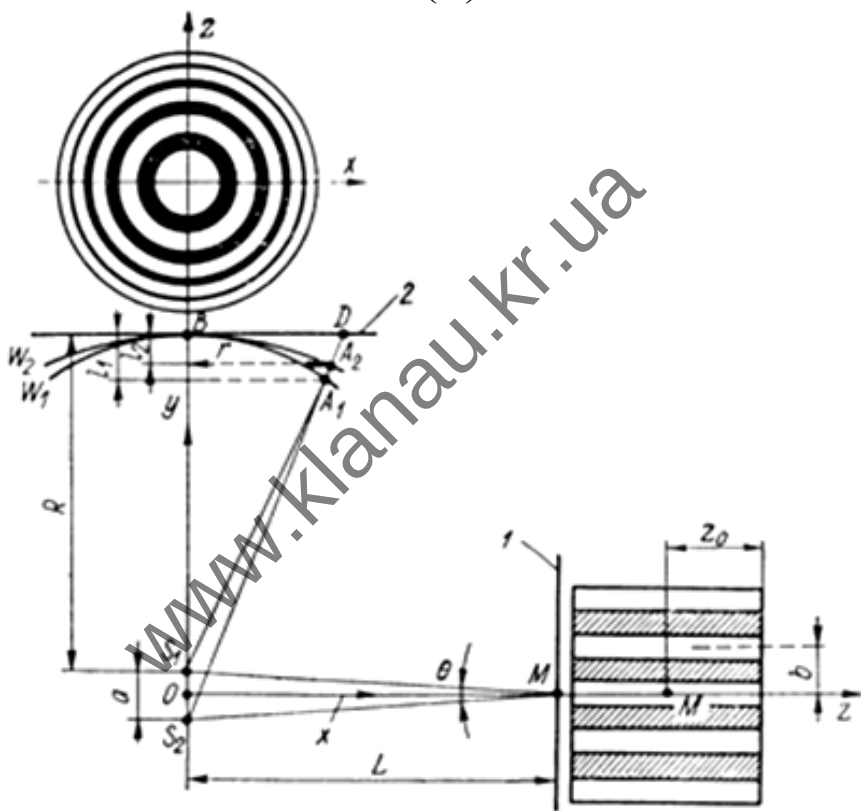


Рисунок 1 Інтерференційна картина від двох точкових джерел світла

Формула (1.2.15) буде нами неодноразово використана надалі. З неї слідує, що величина $d\Delta$ пропорційна квадрату

відстані r між точками D і B . Якщо в точці B знаходиться центр світлої плями, то при $d\Delta = k\lambda$ через точку D проходить світле кільце з номером k . Радіус цього кільця

$$r_k = R \sqrt{\frac{2k\lambda}{a}} \quad (1.2.16)$$

Таким чином, радіуси (чи діаметри) кілець в площині екрану 2 пропорційні кореням квадратним з цілих чисел.

Існують два основні способи, за допомогою яких світлову хвилю, що виходить з джерела, можна розділити на дві або декілька частин, а потім з'єднати. Перший з них - розділення хвилі за фронтом, другий - за амплітудою.

Розділення світлової хвилі за фронтом. На хвильовій поверхні за допомогою діафрагм, дзеркал або інших оптичних деталей виділяють декілька ділянок. Промені, що виходять з цих ділянок, йдуть різними шляхами та накладаються один на один. Як приклад, наведемо досліди з дзеркалами Френеля, теорія яких детально описана в книзі А.Н. Захар'євського [24], з біризмою Френеля, з білінзою Більє, з дзеркалом Ллойда, що розглядаються в курсі оптики. Інтерференцію такого типу називають інтерференцією Френеля.

До френелівської інтерференції віднесено дослід Юнга (1802 р.), оптична схема якого дана на рис. 2. З центру S малого джерела 1 (його розмір в площині рис. 2 рівний d) виходить сферична хвиля W , яка падає на непрозорий екран 2 з двома щілинами S_1 і S_2 , перпендикулярними до площини рис. 2. Ці щілини є центрами дифракційних хвиль W_1 і W_2 . На екрані 3, розташованому на досить великій відстані L_2 від екрану 2, виникають прямі інтерференційні смуги, паралельні щілинам S_1 і S_2 . Ширина смуг, відповідно до формули (1.2.14): $b = \frac{\lambda}{\theta} = \frac{\lambda L_2}{a}$, де a - відстань між S_1 і S_2 .

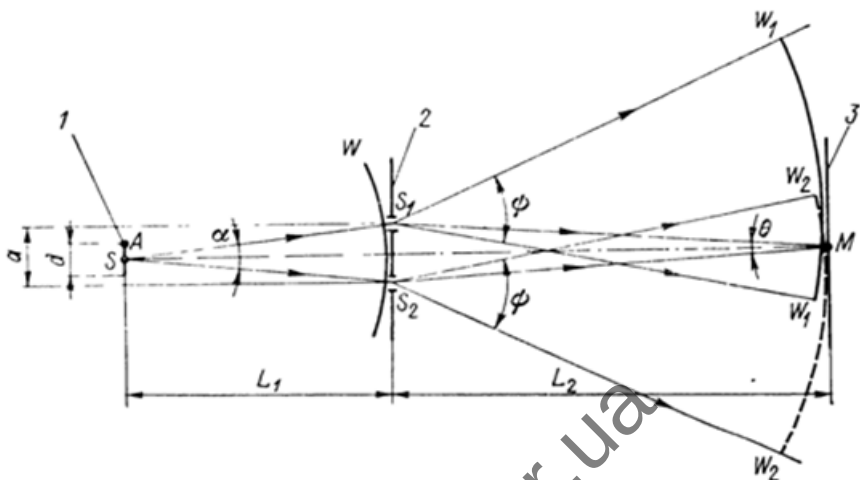


Рисунок 2 Схема досліду Юнга

Схема Юнга покладена в основу будови інтерферометра Релея. Різні точки джерела 1, рис. 2, випромінюють некогерентні між собою хвилі, кожна з яких дає початок двом дифракційним хвилям. Кожна пара дифракційних хвиль дає на екрані 3 свою систему смуг, зміщених одна відносно іншої. Сумарна інтерференційна картина буде повністю розмита, якщо світлі смуги крайньої системи (яка утворена хвилею, що вийшла з крайньої точки A джерела) співпадають з темними смугами основної системи (хвилею W), тобто $AS_1 - AS_2 = \frac{\lambda}{2}$. Але

$$AS_2^2 = L_1^2 + \left(\frac{a}{2} + \frac{d}{2}\right)^2 \quad \text{та} \quad AS_1^2 = L_1^2 + \left(\frac{a}{2} - \frac{d}{2}\right)^2, \quad \text{звідки}$$

$$AS_2^2 - AS_1^2 = ad. \quad \text{Якщо} \quad AS_2 + AS_1 \approx 2L_1, \quad \text{отримаємо:}$$

$$\frac{\lambda}{2} = \frac{ad}{2L_1} \quad \text{і} \quad d = \frac{L_1 \lambda}{a}.$$

Але відношення $\frac{a}{L_1}$ дорівнює куту α між первинними променями, що йдуть з центральної точки джерела в S_1 та S_2 . Остаточно отримуємо, що критичний розмір джерела, при якому інтерференційна картина зникає розраховується за формулою

$$d = \frac{\lambda}{\alpha}. \quad (1.2.17)$$

Переваги таких дослідів полягають в простоті та невисокій чутливості відповідно до відношення вібрацій і до температурних дій. Особливо проста схема Юнга, оскільки накладання двох ділянок хвиль одна на одну досягається в ній за допомогою однієї лише діафрагми з отвором, без використання яких би то не було оптичних деталей.

За просторової когерентності, коли джерела світла S_1 та S_2 некогерентні у випадку $d \geq \frac{\lambda}{\alpha}$. Формула показує, що контрастну картину за наявності широкого джерела світла можна отримати тільки в разі $\alpha=0$, тобто за поєднання первинних променів, що вийшли з джерела. Тому в досліді Юнга, як і в інших подібних схемах, неможливо одержати інтерференцію Френеля. Неможливість отримати інтерференцію на вузьких екранах у випадку широкого джерела світла є принциповим висновком оптичних теорій.

Як особливий вид френелівської інтерференції слід розглядати використання газових лазерів, різні точки яких випромінюють когерентні коливання. Встановивши перед лазером діафрагму з двома отворами або щілинами, можна на деякій відстані від неї отримати інтерференційні смуги, аналогічні смугам в досліді Юнга, але вони відрізняються значно більшою яскравістю.

Розділення світлової хвилі за амплітудою. Другий спосіб отримання інтерференції полягає в розділенні хвильової поверхні на дві частини в її частковому відображенні та заломленні на межі двох середовищ. Так, інтерференцію можна отримати за допомогою скляної плоскопаралельної пластини, утвореної повітряним шаром між двома скляними пластинами. Пучок променів, що падає на першу поверхню пластини, частково відбивається від неї та проходить всередину пластини і відбивається від другої її поверхні. Два пучки, відбиті від поверхонь пластини, накладаються один на один інтерферують. Уперше така інтерференція в пластинці була вивчена Ньютоном (1642-1727 рр.), тому подібні інтерференційні явища часто називають *інтерференцією Ньютона*. Інтерференційні схеми із застосуванням однієї або декількох пластин, широко викорисовуються в різноманітних інтерферометрах.

Розділення світлової хвилі за амплітудою здійснюється також за допомогою призм або лінз, виготовлених з двозаломлюючих середовищ, наприклад з кристалів кварцу або ісландського шпату. Пучок променів після проходження через таку деталь просторово розділяється на два пучки, поляризованих в двох взаємноперпендикулярних напрямках. Накладення пучків і приведення їх коливань до однієї площини здійснюється другою двозаломлюючою складовою.

Відомі й інші способи отримання інтерференції, наприклад простий спосіб Лінніка [46], обґрунтований на застосуванні напівпрозорої пластинки з малим отвором, що дає початок сферичній дифракційній хвилі.

1.3 Види інтерферометрів

Інтерферометр Фізо. Оптична схема цього приладу наведена на рис. 3 [28]. Світло від монохроматичного

джерела 1 (наприклад, ртутної лампи) збирається лінзою 2 на отворі в діафрагмі 3, розміщеної в фокальній площині об'єктиву коліматора 6. Паралельний пучок променів, що вийшов з об'єктиву 6, відбивається від верхньої плоскої поверхні контрольованої деталі 8 і від нижньої плоскої поверхні злегка клиновидної зразкової пластини 7. Об'єктив 6 і напівпрозора пластина 4 дають у фокальній площині окуляра 5 два зображення отвору 3, нахилиючи стіл, на якому лежить деталь 8, що поєднує ці зображення. Після цього окуляр 5 замінюють телескопічною лупою і спостерігають смуги рівної товщини на верхній поверхні деталі 8. Смуги можна спостерігати і безпосередньо оком при вийнятому окулярі 5. Пластину 7 виготовляють злегка клиновидною (з кута клину $1-2^0$), для того, щоб пучок променів, відбитий від її верхньої поверхні, не потрапляв у поле зору окуляра. Інтерферометр застосовують для контролю правильності форми плоских поверхонь, а також для зміни довжини деталей.

Смуги рівної товщини найбільш контрастні при падінні паралельного пучка променів за нормаллю до поверхні пластини. Тому для юстування інтерферометра пластину 7 встановлюють так, щоб відбулась автоколімація зображення отвору 3, отримана після віддзеркалення пучка променів від нижньої поверхні пластини, що збіглася з самим отвором.

Інтерферометр Майкельсона. Оптична схема цього інтерферометра [48, 49] наведена на рис. 4. Лінза 2 проектує джерело 1 монохроматичного або білого світла на отвір в діафрагмі 3. Паралельний пучок променів, що виходить з об'єктиву 4 частково відбивається від напівпрозорої поверхні *АА* пластини 8, а також частково проходить через неї. Перший пучок проходить через компенсаційну пластину 5, відбивається від дзеркала 6 із зовнішнім покриттям, і, знову пройшовши через пластину 5, а також

через розділову пластину 8, потрапляє в зорову трубу. Другий пучок відбивається від дзеркала 7 із зовнішнім покриттям, а потім від поверхні AA , після чого йде за напрямком з першим пучком та інтерферує з ним. Дзеркальна поверхня AA дає зображення 7' дзеркала 7. Розглядаючи роботу інтерферометра можна в думках виключити всі його оптичні деталі, окрім повітряної пластини, утвореної дзеркалами 6 і 7'.

Таким чином, оптична схема інтерферометра Майкельсона еквівалентна одній повітряній пластині, що зближує його з інтерферометром Фізо, розглянутим вище. Проте пластина 6-7' має деякі особливості. По-перше, переміщенням дзеркала 7 або 8 вздовж оптичної вісі можна зменшити товщину пластини до нуля, що дозволяє отримати інтерференцію в білому світлі.

По-друге, дзеркало 7' можна зміщувати в обидві сторони від дзеркала 6, завдяки чому можливі вимірювання великих переміщень дзеркала, коли різниця ходу вдвічі менша, ніж за використання інтерферометра Фізо. Нахилами дзеркала 6 або 7 можна зробити пластину 6-7' плоскопаралельною або злегка клиновидною. У першому випадку спостерігають кільця рівного нахилу, локалізовані на нескінченості, в другому – отримують прямі смуги рівної товщини, локалізовані на поверхні дзеркала.

Для спостереження користуються об'єктивом 10, фокус якого з'єднаний з поверхнею дзеркала 6 та який спільно з об'єктивом зорової труби 11 проектує поверхню дзеркала 6 у фокальну площину F окуляра 12. Ширину і напрям смуг регулюють нахилами дзеркала 6 або 7. За юстування інтерферометра, дзеркало 7 повертають так, щоб відбитий від нього пучок променів йшов паралельно падаючому пучку, що перевіряють за збігом зображення отвору в діафрагмі 3 з самим отвором.

Якщо інтерферометр призначений для вимірювання великих переміщень або для контролю прямолінійності переміщення каретки з дзеркалом 7, то коліматор (об'єктив, що містить лінзу 4 і діафрагму 3) заздалегідь встановлюють так, щоб пучок променів, що виходить з нього, йшов паралельно напрямку переміщення дзеркала 7.

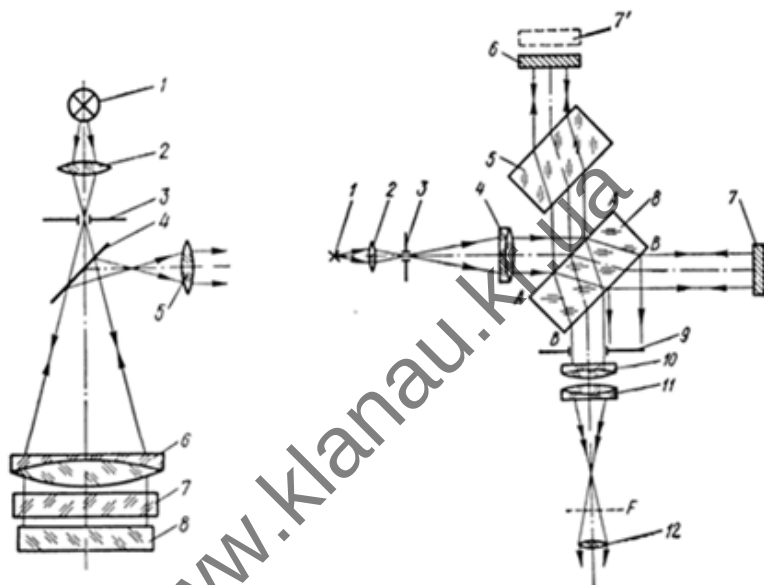


Рисунок 3 Інтерферометр Фізо Рисунок 4 Інтерферометр Майкельсона

Після цього встановлюють в задані положення пластини 5 та 8 і дзеркало 6. Тоді строга перпендикулярність пучків променів, розділених пластиною 8, необов'язкова. Нахилами дзеркала 6 поєднують два зображення отвору 3, спостережувані (коли вимкнений об'єктив 10) у полі зору окуляра. Потім вимикають об'єктив 10 і спостерігають смуги рівної товщини.

Картину рівного нахилу спостерігають без об'єктиву 10 на зображенні матового скла або широкого джерела, що

встановлюються замість діафрагми 3. За різниці ходу, близькій до нуля, кільця настільки розширюються, що утворюють рівномірно забарвлене поле зору. Але якщо замінити плоскі дзеркала 6 і 7 двогранными дзеркалами, то можна змістити один з пучків променів у відповідності до іншого та отримати прямі смуги рівного нахилу в білому світі. Ширина смуг в площині F рівна $\frac{\lambda f}{c}$, де c – зсув відповідних променів, а f – фокусна відстань об'єктиву 11.

Якщо коефіцієнти віддзеркалення дзеркал 6 і 7 однакові, то інтенсивності I_1 і I_2 пучків променів, що інтерферують, дорівнюють один одному незалежно від коефіцієнта віддзеркалення поверхні AA , оскільки кожен з пучків один раз проходить через цю поверхню і один раз відбивається від неї.

Але величини I_1 і I_2 максимальні лише при рівності коефіцієнтів відбивання R і пропускання T . Дійсно, вважаючи інтенсивність пучка променів, що падає на поверхню AA , рівній одиниці, маємо: $I_1 = I_2 = RT = R(1 - R - P)$, де P – коефіцієнт поглинання променів поверхнею AA . Для знаходження експериментального значення I_1 треба продиференціювати цей вираз за R і прирівняти результат до нуля: $\frac{dI_1}{dR} = 1 - P - 2R = 0$ і $R = \frac{(1 - P)}{2}$, тоді $T = 1 - P - R = 2R - R = R$, що й потрібно було довести.

Металеві напівпрозорі покриття (алюмінієві, срібні та інші) у видимій області спектру мають коефіцієнт поглинання P , приблизно рівний $1/3$. В цьому випадку $R = T = \frac{1}{3}$, а $I_1 = I_2 = \frac{1}{9}$. У разі застосування діелектричних покриттів, які практично не поглинають $R = T = 0,5$, що дає $I_1 = I_2 = 0,25$, тобто інтенсивність картини збільшується в

2,2 рази. Недоліком діелектричних покриттів є залежність R від λ , що призводить до невеликого забарвлення картини в білому світі. Крім того, діелектричні покриття частково поляризують відбиті пучки променів, що проводить до зниження контрастності інтерференційної картини.

Контрастність картини в інтерферометрі Майкельсона може знизитися із-за наявності шкідливого відблиску від поверхні BB пластини 8, рис. 4. Для усунення цього відблиску товщину d слід робити настільки великою, щоб пучок променів, відбитий від поверхні BB , не накладався на робочий пучок, відбитий від поверхні AA . Тоді шкідливий пучок можна перекрити діафрагмою 9. Простий розрахунок показує, що для розділення пучків пластини 8 має бути не менше величини

$$d = \frac{n \cos i'}{\sin 2i} D, \quad (1.3.1)$$

де D - діаметр пучка променів; n - показник заломлення пластини; i - кут падіння пучка променів на пластину та i' - кут заломлення. Коли $i = 45^\circ$ і $n = 1,5$ отримуємо: $d = 1,5 D$. Таку ж товщину повинна мати і компенсаційна пластинка 5.

У випадку монохроматичного світла пластинку 5 можна, здавалося б, виключити. Проте в цьому випадку для отримання контрастної картини рівної товщини довелося б обмежувати кутовий розмір джерела. Для пояснення звернемося до рис. 5, що повторює частину рис. 3. Припустимо, що різниця ходу променів q_1 і q_2 дорівнює нулю, тобто $AE = nAB + BC$. При $i = 45^\circ$ відрізок

$$B = \frac{d}{\cos i'} = 1,1d \quad \text{і} \quad AE = 1,65d + BC. \quad \text{Знайти положення}$$

зображення 7' дзеркал 7. Склона пластинка з показником заломлення $n = 1,5$ наближає зображення $n=1,5$, а відтак наближає зображення 7' до точки A приблизно на $1/3$ своєї

товщини, а в даному випадку на відрізок $AB = \frac{d}{\cos i} = 1,1d$ і $AE = 1,65d + BC$.

Скляна пластинка з показником заломлення $n = 1,5$ наближає зображення $n=1,5$, тоді наближає зображення $7'$ до точки А приблизно на $1/3$ свою товщину, а в даному випадку на відрізок $\frac{AB}{3} = 0,37d$.

Тому $AC' = \frac{2AB}{3} + BC$.

Товщина d' пластини, утвореної 6 і 7', рівна: $d' = AE - AC' \approx 0,9d$. $1,4D$ і $d' = 1,26D$. Далі, якщо $D = 20$ мм, то $d' = 25$ мм.

Як впливає з виразу $2\varepsilon_{\text{ед}} = 2\sqrt{\frac{\lambda n}{d_0}}$, інтерференція зникає, якщо кутовий розмір джерела

$$2\varepsilon = 2\sqrt{\frac{\lambda}{d'}} = 0,01 \text{ рад, а}$$

для отримання контрастності має виконуватись умова $2\varepsilon \leq 0,005$. За використання джерел монохроматичного світла малої яскравості освітленість картини в інтерферометрі Майкельсона є задовільною, якщо $2\varepsilon \leq 0,001$ (тобто якщо у об'єктиві коліматора з фокусною відстанню 100 мм діаметр отвору діафрагми в фокальний

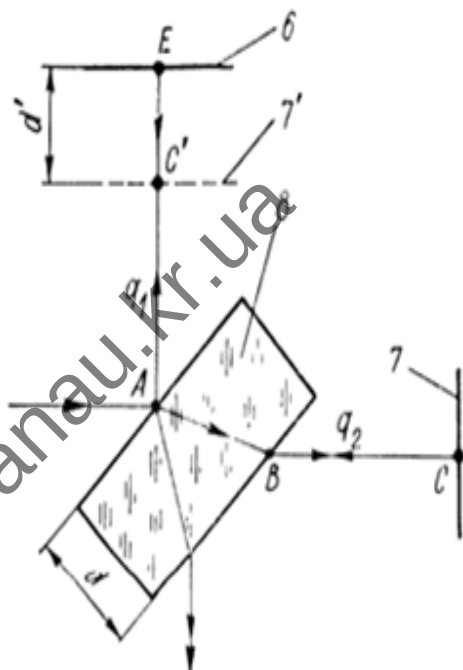


Рисунок 5 Інтерферометр Майкельсона без компенсаційної пластини

площині дорівнює 1 мм). Тому в даному випадку освітленість картини виявляється недостатньою. Якщо ж змістити дзеркало 7 так, щоб його зображення 7' співпало з 6, то розмір джерела може бути великим, але при цьому різниця ходу пучків q_1 і q_2 приблизно дорівнюватиме $1,8d$ і контрастність картини знизиться через невелику довжину когерентності випромінювання. Таким чином, при роботі із звичайними (не лазерними) джерелами монохроматичного світла введення компенсаційної пластини 5 практично необхідна. Пластина ця не потрібна лише у випадку використання газового лазера, випромінювання якого має не лише велику довжину когерентності, але й високу яскравість за малого кута розбіжності.

Інтерферометр з двома пластинами 5 і 8, рис. 4, має значні розміри. Для зменшення габаритів інтерферометра, а тим самим і для підвищення його механічної і термічної стійкості застосовують розділові пристрої, показані на рис. 6. Прості з них (рис. 6, а) є дві склеєні (наприклад, канадським бальзамом) плоскопаралельні пластини. На одну із склеєних поверхонь нанесений напівпрозорий відбиваючий шар. Ще компактніше розділовий кубик, рис. 6, б, склеєний з двох прямокутних призм з напівпрозорим шаром на гіпотенузній грані однієї з них.

Щоб усунути шкідливі відблиски, що виникають за відбивання пучків променів від катетних граней призм, іноді кубик склеюють з призм із скошеними кутами (рис. 6, в). Кути цих призм рівні між собою, але відрізняються від прямих на $1-2^\circ$. Кубик залишається еквівалентним плоскопаралельній пластинці, але пучки променів, відбиті від катетних граней, йдуть під кутом до основного пучка і не потрапляють у поле зору приладу.

Розділова призма Кестерса, рис. 6, г, направляє два розділених світлових пучка паралельно один до одного.

Завдяки цьому коливання температури викликають приблизно однакові зміни довжини двох гілок інтерферометра і порівняно мало змінюють вимірювану різницю ходу. Призма Кестерса склеєна з двох прямокутних призм ABC і ABD з кутами 30° у вершині.

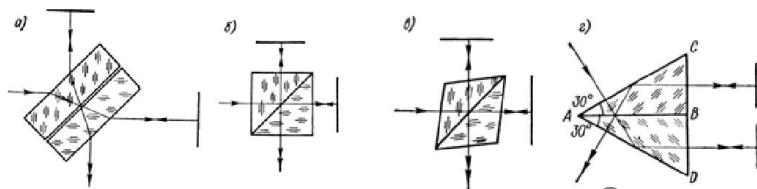


Рисунок 6 Розділові пристрої

Грань AB однієї з призм покрита напівпрозорим шаром. Пучок променів, що падає на призму, розділяється гранню AB на два пучки, які потім випробовують повне внутрішнє відбивання від граней AC та AD , що йдуть паралельно одна одній.

Дзеркала інтерферометра 6 і 7, рис. 4, в деяких випадках замінюють двограними дзеркалами або кутковими призмами з триразовим відображенням пучка променів. Такі відбивачі за нахилу посиляють пучки променів, що падають на них, назад строго за їх первинного напрямку.

Коли є нахил відбувається зміщення відбитого пучка відносно до того, який падає, що за наявності широкого джерела світла може призвести до зниження контрастності смуг рівної товщини або до зміни ширини і орієнтації смуг рівного нахилу.

Оптична схема інтерферометра Майкельсона покладена в основу багатьох, іноді складніших інтерферометрів, призначених для точних вимірювань різних величин.

Еталон Фабрі та Перо [28]. Проведенні на початку ХХ ст. роботи з порівняння еталона метра з довжиною світлової хвилі французькі фізики Фабрі та Перо розробили інтерферометр, що містить дві скляні пластини, поверхні яких, обернені одна до одної, строго паралельні і покриті світлоподільними шарами з великим коефіцієнтом відбивання. Інтерферометр, в якому відстань між пластиними постійна, дістав назву *еталону Фабрі та Перо*. Таким чином, еталон є повітряною плоскопаралельною пластиною, обмеженою поверхнями з великим коефіцієнтом відбивання. Якщо таку пластину освітити широким джерелом монохроматичного світла, то в результаті багатопроменевої інтерференції спостерігатимуться: в світлі, що проходить, вузькі світлі кільця рівного нахилу на темному фоні, а у відбитому світлі - вузькі темні кільця на світлому фоні.

Довжина еталону, що визначається відстанню між відзеркалювальними поверхнями пластин, можна виміряти з високою точністю. За допомогою відомого еталону, вимірюють довжини еталонів і інших виробів, що відрізняються від довжини початкового еталону приблизно в ціле число разів. Методика вимірювання, обґрунтована на визначенні величини зміщення нульових смуг рівного нахилу в білому світлі. Поєднання еталону Фабрі та Перо з інтерферометром Майкельсона дозволяє

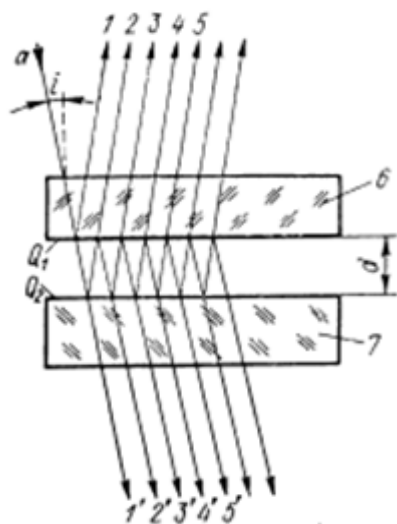


Рисунок 7 Багатопроменева інтерференція в повітряній пластині

вимірювати довжини великих кінцевих заходів. Застосування еталону детально описані в літературі [3, 77].

До точності виготовлення і взаємної орієнтації пластин еталону, а також до стабільності відстані між пластинами висувають відповідні вимоги. Двопроменева картина рівного нахилу виходить контрастною, якщо клиновидність пластини не перевищує $0,07 \text{ мкм}$. З такою ж точністю має бути витримана і площа поверхневої пластини. В разі багатопроменевої інтерференції ці вимоги ще більше посилюються. Дійсно, якщо поверхні Q_1 і Q_2 пластин 6 і 7, рис.7, утворюють кут β , то промені, що проходять, $2', 3', 4', \dots$ йдуть під кутами $2\beta, 4\beta, \dots, 2(N-1)$ до першого променя $1'$. При цьому дифракційні зображення точки джерела, що створюються різними променями, не співпадають. В результаті зменшується число променів, що інтерферують в цій точці поля, ширина інтерференційних максимумів збільшуються, а їх інтенсивність I знижується. До такого ж результату призводить і наявність відступів поверхні дзеркал від ідеальної площини.

Практично досяжна точність виготовлення поверхонь, як і точність установки дзеркал паралельно один одному дорівнює $\frac{\lambda}{100}$. Тоді пучок з номером N складає з першим

пучком кут $\Theta = (N-1)\lambda/50D$, де D - діючий діаметр пластини. Зазвичай, умовно приймають, що в інтерференції беруть участь тільки ті промені, відстань між якими не перевищує половини радіусу дифракційного зображення точки, тобто промені, кут між якими не більше λ/D , звідки число пучків, що інтерферують, виходить рівним 51.

Простим еталонм є скляна або кварцева плоскопаралельна пластина, обидві поверхні якої покриті відбиваючим шаром. Але оптична довжина такого еталону непостійна із-за змін показника заломлення скла при

коливаннях температури. Тому застосовують еталони тільки з повітряним проміжком між дзеркалами.

За своїми конструкціями еталони розділяються на регульовані і нерегульовані. Одна з можливих конструкцій регульованого еталону схематично показана на рис. 8 [3].

У масивний циліндричний корпус 1 вставлено кільце 2, виготовлене з матеріалу з малим коефіцієнтом теплового розширення. На торцевих поверхнях торця є три виступи з плоскими або сферичними поверхнями. Виступи розташовані симетрично, так що лінії, що сполучають центри

двох протилежних

виступів, були паралельні вісі кільця.

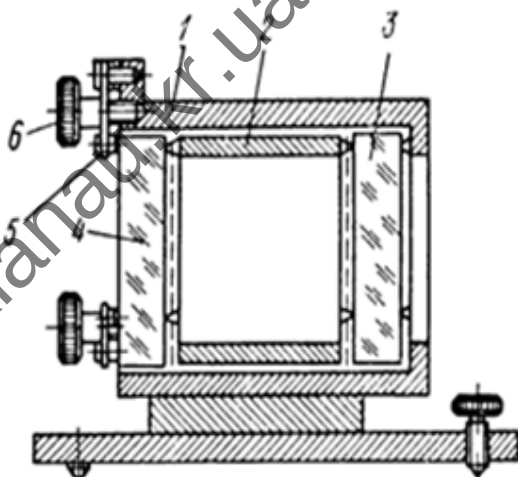
Полірованою поверхнею виступів вимагається того, щоб площини, були паралельні з точністю близько $0,1 \text{ мкм}$.

Пластину 3 спирають на три виступи 1. Потім встановлюють кільце 2 і пластину 4, яку притискають до виступів

кільця трьома плоскими пружинами 5 з опорними наконечниками.

Наконечники пружин розташовані проти виступів кільця 2 і корпусу 1. Остаточна установка дзеркальних поверхонь пластин 3 і 4 досягається обережними поворотами гвинтів 6 за рахунок деформацій кільця і пластин.

Критерієм паралельності дзеркал є постійність діаметрів спостережуваних кілець рівного нахилу. При



малій довжині еталону (до 20 мм) паралельність легко контролюють за допомогою смуг рівної товщини, спостережуваних на поверхні пластини при освітленні паралельним пучком променів монохроматичного світла. Регулюванням гвинтів 6 домагаються розширення смуг та отримання рівномірної освітленості до поверхні пластини.

Якщо відстань між дзеркалами велика (близько 100 мм) і не використовуються особливо монохроматичні джерела світла, то інтерференційні смуги виходять малоконтрастними, що затрудняє юстування. В цьому випадку еталон розміщують між коліматором і зоровою трубою, спостерігають велике число зображень малого отвору, що світиться, і юстуванням еталону поєднують ці зображення. У регульованому еталоні паралельність дзеркал порушується з часом, що примушує досить часто використовувати юстування, через що порушується стабільність довжини еталону. Тому для точних вимірювань застосовують нерегульовані еталони.

Якщо довжина еталону не перевищує 10 мм, його дзеркала притирають на оптичний контакт до трьох проміжних плоскопаралельних кварцевих пластинок, товщина яких однакова з похибкою не більше 0,1 смуги, або 0,03 мкм. У місцях притирання відбиваючий шар на дзеркалах знімають. Якщо потрібний нерегульований еталон великої довжини, його дзеркала притирають до відполірованих торцевих поверхонь кварцевої труби. Точна підгонка паралельності торцевих труб - дуже трудомістка, проте отриманий еталон можна застосовувати без перенастроювання тривалий час.

Довжину еталону, тобто відстань d між його дзеркалами, вимірюють методом збігу дробових частин смуг [3, 67, 77]. Заздалегідь довжину d визначають з невисокою точністю, після чого обчислюють ряд значень порядків інтерференції

$$p_1 = 2d/\lambda_1 = N_1 + \varepsilon_1 \quad ,$$

$p_2 = 2d/\lambda_2 = N_2 + \varepsilon_2$, і так далі, де, $N_1, N_2, \dots$ - цілі числа, а $\varepsilon_1, \varepsilon_2$ - дробові числа. Такі ряди чисел N і ε складають для декількох (8-10) дискретних величин d в межах $d \pm \delta d$ так, щоб число p_1 для довжини хвилі λ_1 відрізнялися один від одного на одиницю. Потім інтерференційні кільця, що згідно черги викорисвють у світлі довжин хвиль $\lambda_1, \lambda_2, \dots$, фотографують і за допомогою вимірювального мікроскопа вимірюють діаметри сусідніх кілець D_k і D_{k+1} з довільними номерами k і $k+1$ (зазвичай $k \approx 10$). Виміряну дробову частину порядку інтерференції в центрі кілець для цієї довжини хвилі знаходять за формулою

$$\varepsilon = \frac{D_k^2}{D_{k+1}^2 - D_k^2} - k + 1 \quad (1.3.2)$$

Нарешті, виміряні величини ε (для чотирьох або п'яти λ) порівнюють з обчисленими значеннями, серед яких вибирають ті, які якнайкраще співпадають з виміряними величинами. У такий спосіб знаходять N , а тим самим і шукану довжину еталону d . Основним джерелом похибки вимірювання d є помилки у визначенні довжин хвиль в повітрі. Як відомо, довжини світлових хвиль залежать від показника заломлення повітря, а цей показник змінюється при зміні температури, тиску й вологості. Тому в результат обчислення величин p необхідно вносити відповідні похибки. Ретельне виконання вимірювань і облік усіх необхідних похибок дозволяє визначати довжину еталону з відносною похибкою порядку 10^{-7} .

Інтерферометри з двома пластинами [70].
Інтерферометр Жамена. Цей прилад призначений для вимірювання малих різниць показників заломлення і дисперсії рідин і газів, а також для дослідження змін цих величин. Його оптична схема подана на рис. 9 є поєднанням

двох плоскопаралельних пластин 1 і 5 однакової товщини, встановлених приблизно паралельно один одному. Поверхні пластин покриті щільним відбиваючим шаром. На відміну від випадку інтерференції в двох пластинах, світло від широкого джерела 2 падає на пластину 1 не за нормаллю, а під кутами, близькими до 45° . Кожен промінь, що падає, розділяється пластиною 1 на два відповідних пучка a і b . Пластина 5 розділяє пучок a на пучки a_1 і a_2 , а пучок b - на пучки b_1 і b_2 . Робочими є пучки a_2 і b_1 , що мають однакову інтенсивність і рівні шляхи, що проходять приблизно, як в повітрі, так і в склі. Діафрагма 3 виділяє пучки променів a і b , діафрагма 6 затримує неробочі пучки b_2 і a_1 . Інтерференційну картину рівного нахилу спостерігають у фокальній площині F об'єктиву зорової труби 7.

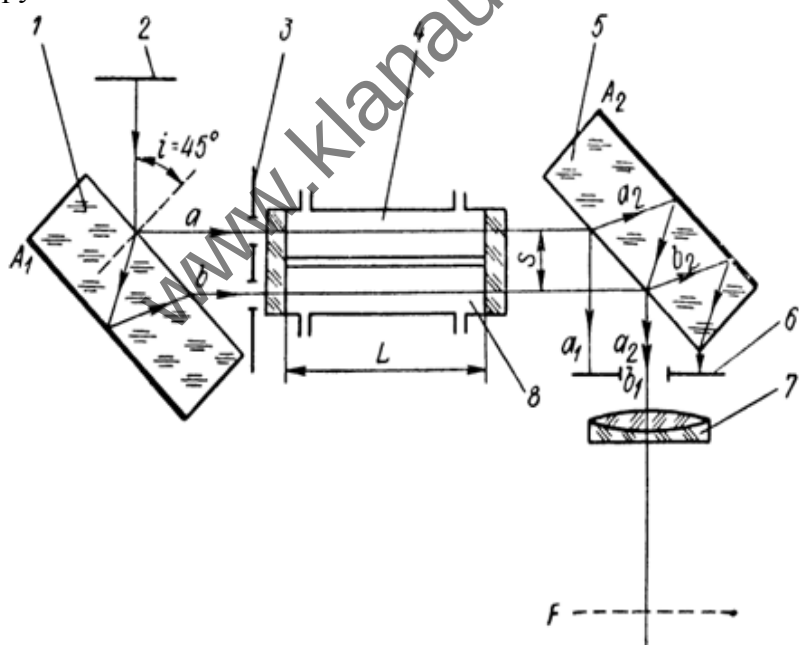


Рисунок 9 Інтерферометр Жамена

Якщо пластини 1 і 5 строго паралельні одна одній, то різниця ходу пучків a_2 і b_1 дорівнює нулю і в площині F спостерігається рівномірна освітленість. Якщо повернути пластину 5 навколо горизонтальної вісі, то виникають прямі, горизонтальні смуги.

Між пластинами 1 і 5 розміщують кювету з двома ізолюваними камерами 4 і 8. Торцеві грані камер закриті плоскопаралельними скляними пластинами. До проведення вимірювання камери заповнюють рідиною або газом з відомим показником заломлення n_1 і за допомогою компенсатора поєднують середину ахроматичної смуги з перехрестям ниток окуляра. Потім в одній з камер замінюють відомий газ досліджуваним газом з невідомим показником заломлення n_2 . При цьому між променями, що пройшли через камери 4 і 8, виникає різниця ходу

$$\Delta = (n_2 - n_1)L = p\lambda, \quad (1.3.3)$$

де L - довжина камер, а p - змщення ахроматичної смуги, виражена в долях ширини смуги світла вибраної довжини хвилі λ . Ахроматичну смугу знову поєднують з перехрестям і беруть різницю відліків за шкалою компенсатора, зазвичай проградуйовану безпосередньо у величинах $n_2 - n_1$.

Теорія інтерферометра Жамена детально досліджена Д.С. Рождественським [66]. Тому розглянемо питання, важливі для обґрунтування вимог до вузлів інтерферометра і для визначення можливостей його застосування.

Поперечні розміри камер 4 і 8 визначаються відстанню S між променями a і b після відображення їх від поверхонь пластини 1. Простий розрахунок дає, що

$$s = d \sin 2i / \sqrt{n^2 - \sin^2 i}. \quad (1.3.4)$$

де i - кут падіння променя на пластину, а n - її показник заломлення. Згідно $i = 45^\circ$ і $n = 1,5$ відстань $s = 0,76d$.

Отримати товсті пластини з досить однорідного скла складно. Крім того, оптична довжина шляху променів в пластині тим більше змінюється за коливань температури, чим більша її товщина. Тому в інтерферометрі Жамена відстань між пучками променів, що інтерферують, обмежена, що у багатьох випадках не має істотного значення.

Переваги інтерферометра Жамена полягають в його простоті та високій стабільності спостережуваної інтерференційної картини, оскільки зміна відстані між пластинами із-за коливань температури або із-за трясіння не вносить змін різниці ходу. Тому інтерферометр Жамена використовують не лише в стаціонарних умовах, але і в якості легкого переносного приладу, наприклад для визначення концентрації вуглекислого газу або метану в шахтах.

Інтерферометр Цендера-Маха [28]. Інтерференційні смуги рівного нахилу, спостережувані в полі зору інтерферометра Жамена, локалізовані на нескінченність і не дають інформації про розподіл місцевих неоднорідностей всередині досліджуваного об'єкту. Інтерферометр Жамена не може бути використаний і для вивчення великогабаритних об'єктів, оскільки відстань між пучками променів, що інтерферують, не можна зробити великою. В інтерферометрі Майкельсона, наведеному на рис. 4, пучки променів просторово розділені, але великий об'єкт доводиться поміщати на значній відстані від дзеркала, на поверхні якого локалізована картина. Тому на зображенні об'єкту контрастність картини задовільна лише за малих кутових розмірів джерела світла. Має місце недостатня освітленість картини для фотографування її з малою експозицією, яка потрібна у дослідженні швидко протікаючих процесів.

У 1891 р. Цендер і в 1892 р. Мах незалежно один від одного запропонували новий інтерферометр [28], схема якого наведена на рис. 10. Паралельний пучок променів a , входить в інтерферометр, розділяється напівпрозорою пластиною 1 на пучки a_1 і a_2 , які після відбивання від дзеркал 2 і 4 знову з'єднуються напівпрозорою пластиною 3 та інтерферують.

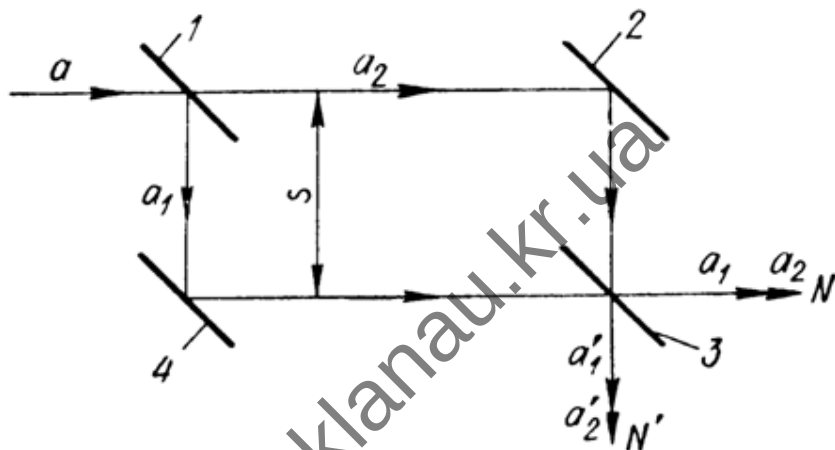


Рисунок 10 Схема інтерферометра Цендера-Маха

Інтерференційну картину можна спостерігати в напрямі N або N' , але напрям N прийнятніший. На даному рис. 10 зображено "початкове" положення дзеркал інтерферометра, коли різниця ходу дорівнює нулю, а відповідні промені a_1 і a_2 паралельні та накладені один на один. Тоді в будь-якій площині, перпендикулярній до N , спостерігається нескінченна широка смуга нульового порядку. Ця схема аналогічна схемі інтерферометра Жамана, оскільки дзеркала 1 і 4 еквівалентні пластині 1, а дзеркала 2 і 3 - пластині 5, рис.9. Перевага схеми Цендера-Маха полягає в тому, що пучки променів a_1 і a_2 можна розвести на велику відстань S , а смуги рівної товщини неважко

локалізувати в довільній площині; її недолік - в меншій стійкості до вібрацій і коливань температури.

Поворотами дзеркал інтерферометра можна змінювати кут між пучками a_1 і a_2 та регулювати ширину і напрям смуг. Якщо в початковому положенні інтерферометра повернути одне з дзеркал, то точки перетину пар відповідних променів лежатимуть на його поверхні, тобто площина локалізації співпадає з поверхнею дзеркала.

Але якщо повернути два дзеркала (наприклад, пластини 1 і 3), то можна отримати контрастні смуги заданої ширини, локалізовані в будь-якій площині.

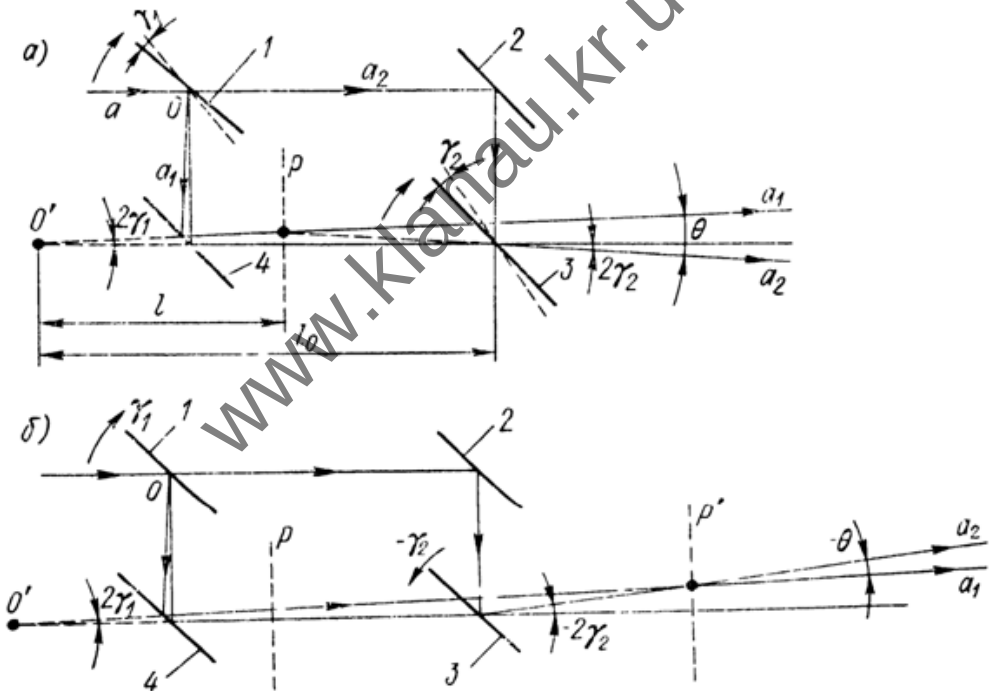


Рисунок 11 Накладання положення площини локалізації

На рис. 11,а пластини 1 і 3 повернені за годинниковою стрілкою з початкового положення на малі кути γ_1 і γ_2 . При цьому промені a_1 і a_2 утворюють між собою кут $\Theta = 2\gamma_1 + 2\gamma_2$ і перетинаються в площині P , такою, що лежить між 1 і 3. Це дозволяє отримати контрастну картину в площині об'єкту, встановленого на довільній відстані від дзеркал інтерферометра. Позначимо через l відстань від P до пластини 1 і через l_0 - відстань між пластинами 1 і 3. Легко показати, що

$$2\gamma_1 = \Theta(1 - l/l_0); \quad 2\gamma_2 = \Theta l/l_0 \quad (1.3.5)$$

звідки витікає, що при зміні кутів γ_1 і γ_2 величини Θ і l можуть набувати будь-яких значень. Так, якщо потрібно отримати смуги на екрані, що стоять після інтерферометра ($l > l_0$), то при $\gamma_2 > 0$ повинно бути $\gamma_1 < 0$, тобто пластини 1 і 3 треба повернути з початкового положення в протилежні сторони. Кути γ_1 та γ_2 повинні мати різні знаки і в тому числі, коли смуги треба локалізувати в площині діафрагми, встановленої перед інтерферометром ($l < 0$).

Ширина смуг виходить однаковою за двох значень кута між променями a_1 і a_2 , рівних $\pm\theta$. Тому коли одночасно змінити знаки кутів γ_1 і γ_2 ширина смуг та накладення площин їх локалізації залишаються постійними. Але якщо змінити знак кута поворотом тільки одного дзеркала (наприклад, пластини 3), то положення площин локалізації переміститься з P в P' , як

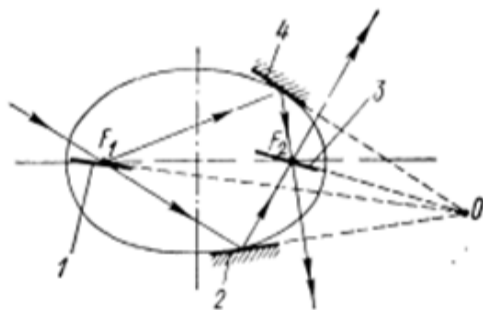


Рисунок 12 Встановлення дзеркал інтерферометра в початкове положення

це показано на рис. 11,b. Інтерференційна картина, спостережувана в площині P - мало контрастна.

Для приведення інтерферометра в початкове положення не обов'язково встановлювати дзеркала 1- 4 строго паралельно один одному і розташовувати їх у вершинах прямокутника або паралелограма, як це зображено на рис. 10. Як показав А.А. Забелін [23], дзеркала 2 і 4 мають бути розташовані на дотичних до еліпса, а напівпрозорі поверхні пластин 1 і 3 проходити через фокуси F_1 і F_2 еліпса, рис. 12. Продовження площин 1, 2, 3 і 4 повинні перетинатися на одній лінії, що перпендикулярна до площини рисунка і проходить через точку O . Параметри еліпса і положення точки можуть бути вибрані довільно.

В окремому випадку, що зазвичай має місце в інтерферометрах, дзеркала 1-3 встановлені приблизно паралельно один до одного. Але перпендикулярність дзеркал до площини, рис. 10, треба витримати з досить високою мірою точності (близько $5''$), оскільки інакше один з інтерферуючих пучків променів може виявитися повернутим навколо своєї осі до іншого пучка, що призведе до зниження контрастності картини на краях поля. Установку дзеркал у вертикальній площині неважко виконати за допомогою автоколіматора з рівнем.

При юстуванні інтерферометра мікрометровими поворотами одного з дзеркал добиваються того, щоб пучки променів, що виходять з інтерферометра, a_1 та a_2 , рис.10, йшли в одному напрямі. Виконання цієї вимоги перевіряють, спостерігаючи за допомогою зорової труби, чи поєдналися один з одним зображення малого отвору, що світиться, розташованого в фокальній площині об'єктиву і, користуючись монохроматичним світлом, спостерігають широкі інтерференційні смуги в вибраній площині P , рис.11. Відповідно смуги розмиваються за спроби змінити їх ширину або за збільшення діаметра отвору, що світиться.

Послідовними поворотами двох дзеркал (наприклад, 1 і 3) отримують контрастні смуги необхідної ширини за наявності широкого джерела світла. Після цього обережно переміщують одне з дзеркал за нормаллю до його поверхні до появи в полі зору інтерференційних смуг у білому світі. Якщо при цьому контрастність смуг погіршується, її покращують поворотними поворотами дзеркал.

Юстування інтерферометрів типу Цендера-Маха ускладнене тим, що коли змінюється одна з трьох регульованих величин (кута між відповідними променями, координатами площини локалізації та різниці ходу) змінюються і дві інші. Щоб полегшити юстування, відстань між дзеркалами 1 і 2, рис.11 *a*, часто роблять удвічі більше, ніж між дзеркалами 1 і 4. Якщо досліджуваний об'єкт розміщений посередині між 3 і 4, то площина локалізації *P* пов'язана з поверхнею дзеркала 2. Тоді поворотами дзеркала 2 можна змінювати ширину і напрям смуг без зміни їх контрастності.

П. Харіхаран [88] описує конструкцію інтерферометра Цендера-Маха, в якому дзеркала 2 і 4 замінені пентапризмами. Переміщенням однієї з призм змінюють положення площини локалізації *P* при постійній ширині смуг і майже постійної різниці ходу, а переміщенням іншої призми вирівнюють різницю ходу, мало змінюючи положення *P*. Проте пентапризми застосовуються лише в малогабаритних інтерферометрах, оскільки виготовлення великих і точних призм з досить однорідного скла - завдання складне.

Інтерферометр, аналогічний інтерферометру Цендера-Маха, був побудований академіком Д.С. Рождественським і використаний в 1903 – 1909 рр. в роботах по дослідженню аномальної дисперсії в парах натрію [100].

В інтерферометрі Рождественського дзеркало 4 (рис. 10) встановлено строго паралельно пластині 1, а

дзеркало 2 - паралельно пластині 3. Як і в інтерферометрі Жамена, спостерігаються смуги рівного нахилу, але пучки променів, що інтерферують, можуть бути розміщені на значну відстань.

Інтерферометри френелівського типу.

Інтерферометр Релея. Як і інтерферометр Жамена, інтерферометр Релея застосовується для вимірювання показників заломлення рідин і газів методом порівняння.

Його оптична схема (рис.13) аналогічна схемі Юнга (рис.4). Діафрагма 1 з вузькою щілиною, перпендикулярна до площини, встановлена в фокальній площині F_1 об'єктиву коліматора 2. Точкою S_0 позначений слід лінії, що проходить через середину щілини. Паралельний пучок променів, що виходить з об'єктиву коліматора 2, падає на об'єктив зорової труби 6, перед яким встановлена діафрагма 5 з двома широкими щілинами, паралельними щілині 1. Пучки променів, що пройшли через ці щілини і об'єктив 6, утворюють в його фокальній площині F_2 два накладених один на один дифракційні зображення щілини 1 з центром в S_0' . У полі зору сильного циліндричного окуляра 7 на зображенні щілини видно вузькі інтерференційні смуги.

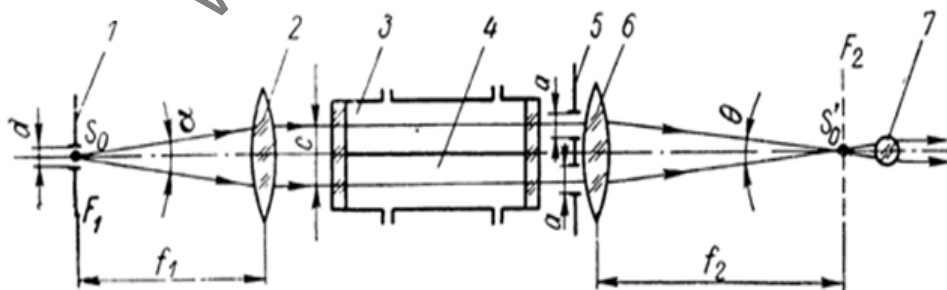


Рисунок 13 Інтерферометр Релея

Між об'єктами 2 і 6 розміщують кювету з двома камерами 3 і 4, закритим плоскопаралельним захисним склом. Одну з камер наповнюють відомими речовинами, а іншу - досліджуванним газом або розчином. Різницю показників заломлення порівнюваних середовищ вимірюють, як і при роботі з інтерферометром Жамена, за зміщенням інтерференційних смуг.

У схемі Релея, як і в схемі Юнга, інтерферують світлові хвилі, дифраговані від країв двох щілин. Але в схемі Релея інтерференційна картина виходить яскравішою, оскільки об'єктив 6 забезпечує накладання дифрагованих хвиль при більшій ширині щілин в діафрагмі 5.

Як і в схемі Юнга, інтерференція можлива лише при малій ширині d щілини 1. Згідно з виразом $d = \lambda/\alpha$, критична ширина щілини, при якій контрастність смуг дорівнює нулю, складає $d = \lambda/\alpha$, де α - кут між головними променями пучків променів, що інтерферують, при виході їх з щілини. Але, $\alpha \approx c/f_1$, де c - відстань між цими променями при їх виході з об'єктиву 2, а f_1 - фокусна відстань об'єктиву, звідки

$$d = \lambda f_1 / c \quad (1.3.6)$$

Критична ширина щілини 1, виражена в кутовій мірі

$$2\varepsilon = d/f_1 = \lambda/c, \quad (1.3.7)$$

що співпадає з виразом $2\varepsilon = \lambda/c$.

Позначимо ширину кожної з щілин в діафрагмі 5 через a . Як відомо, при проходженні паралельного пучка променів через щілину відбувається відхилення дифрагованих променів в площині, перпендикулярній до щілини.

На рис. 14, що повторює частину, 13, показаний один з пучків, відхилений на кут β . Об'єктив 6 (зображений у

вигляді лінії) збирає цей пучок в точці A площини F_2 . Кількісна залежність контрастності картини від розміру джерела світла, де показано, що для отримання чіткої контрастності ($K \geq 0,75$) кутове значення джерела не повинно перевищувати $0,4 \lambda / c$. Необхідність обмежувати джерело світла вузькою щілиною призводить до того, що яскравість інтерференційної картини, спостережуваної в інтерферометрі Релея, значно нижче, ніж, наприклад, в інтерферометрі Жамена.

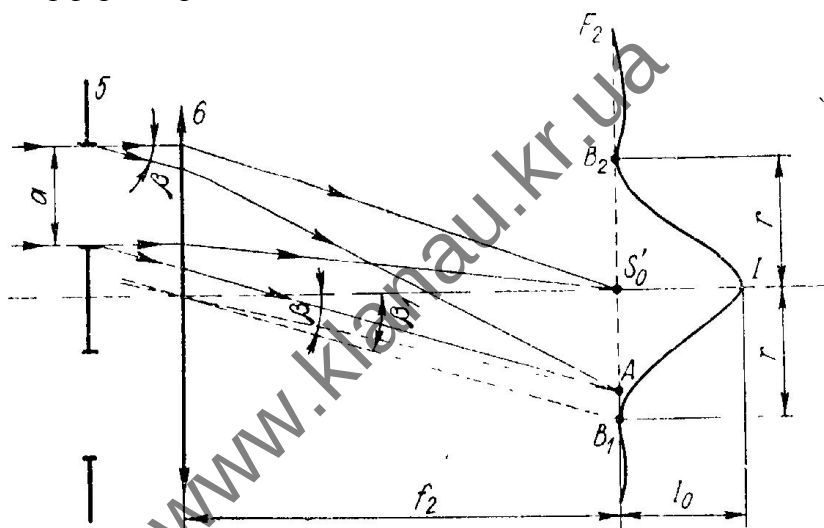


Рисунок 14 Розподіл інтенсивності в дифракційному максимумі

Інтенсивність світла в точці A залежить від β і виражається формулою

$$I = I_0 \left(\frac{\sin \frac{\pi \beta a}{\lambda}}{\frac{\pi \beta a}{\lambda}} \right)^2 \quad (1.3.8)$$

Перевагами інтерферометра Релея є його простота та висока стійкість у відповідності до різних похибок та інших механічних дій. Дійсно, на відміну від інших інтерферометрів, інтерферометр Релея не містить розділових пластин або дзеркал, зміщення та нахил яких могли б викликати зрушення інтерференційних смуг. Не позначається на спостережуваній картині і одночасний поворот камер 3 та 4, закріплених в загальній кюветі. Допустима і невелика непаралельність пучків променів, що падають на об'єktiv 6, в площині рис. 13. Така непаралельність призводить до неспівпадання двох зображень щілини в площині, але ці зображення можна знову накласти одне на одне переміщенням окуляра 7 вздовж вісі. Проте паралельність пучків променів в перпендикулярній площині має бути витримана з такою ж високою точністю, як і при спостереженні смуг рівного нахилу (наприклад, в інтерферометрі Жамена), оскільки зміщення одного із зображень щілини вздовж її довжини призведе до накладання один на одне зображень двох різних некогерентних точок щілини 1.

Паралельне зміщення одного з пучків перпендикулярно до площини рис. 13 небажане, оскільки призводить до нахилу інтерференційних смуг, що ускладнює роботу на інтерферометрі.

Як і в кожному інтерферометрі, для отримання симетрично забарвленої картини в білому світлі інтерферуючі пучки променів повинні проходити однаковий шлях в склі. Для виконання цієї вимоги камери 3 і 4 мають загальне захисне скло. Істотно також, щоб щілини діафрагми 5 були розташовані симетрично відносно вісі об'єктиву 6.

Зоряний інтерферометр Майкельсона. Цей інтерферометр [49] призначений для вимірювання кутових діаметрів зірок і кутових відстаней між компонентами

подвійних зір. Принцип дії інтерферометра полягає в наступному. Перед об'єктивом телескопа, наведеного на зірку, що вивчається, встановлена діафрагма з двома розсувними щілинами. На дифракційному зображенні зірки спостерігають інтерференційні смуги, аналогічні смугам на зображенні в інтерферометрі Релея. Змінюючи відстань c між серединами щілин, домагаються зникнення смуг. При цьому кутовий діаметр зірки 2ε обчислюють за формулою $2\varepsilon = d/f_1 = \lambda/c$. Чим менше діаметр зірки, тим на більшу відстань c треба розсунути щілини для того, щоб добитися зникнення смуг, і тим більшим має бути діаметр об'єктива телескопа. Так, якщо максимальна відстань c дорівнює 1000 мм, то мінімальний кутовий діаметр зірки, який може бути виміряний, складає $5,5 \cdot 10^{-7}$ рад або $0,1''$. Для вимірювання менших діаметрів потрібне спорудження ще більшого телескопа, що пов'язано з великими труднощами. Крім того, при великих відстанях c інтерференційні смуги в інтерферометрі Релея

виходять, як це випливає з виразу $b = \lambda/\Theta \approx \lambda f_2/c$, дуже вузькими, а збільшення зображення зірки за допомогою мікроскопа призводить до недоступного зниження яскравості спостережуваної картини.

Зазначимо, що ці труднощі здолані в інтерферометрі Майкельсона за допомогою системи дзеркал, встановлених перед об'єктивом телескопа. Оптична схема інтерферометра наведена на

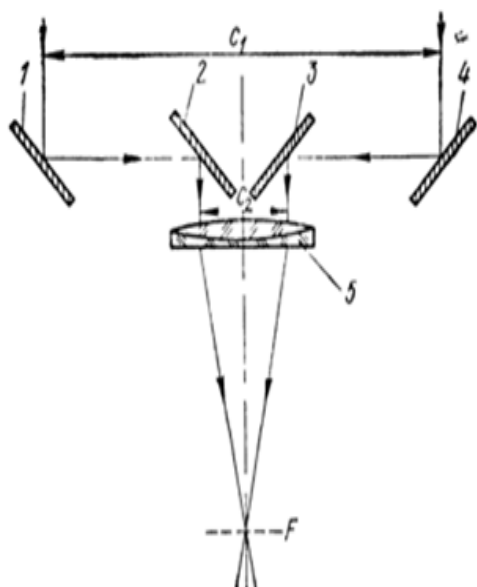


Рисунок 15 Зірковий інтерферометр Майкельсона

рис. 15. Внутрішні дзеркала 2 і 3 закріплені нерухомо, а зовнішні дзеркала 1 і 4 можуть переміщатися в напрямі, перпендикулярному до вісі об'єктиву 5 телескопа. Дзеркала 1 і 4 вирізують з широкого пучка променів, що йде від зірки, два вузькі пучки шириною a та направляють їх на внутрішні дзеркала 2 і 3, після відбивання від яких пучки променів йдуть паралельно один одному і падають на об'єктив 5. У фокальній площині F об'єктиву утворюються два накладені дифракційні зображення зірки.

Якщо шляхи двох пучків однакові, то на зображенні зірки видно інтерференційні смуги, перпендикулярні до площини рисунка. Кутовий діаметр зображення зірки рівний $2\lambda/a$, а кутова ширина смуг відповідно формули

$\varphi = b/f_2 = \lambda/c$, розраховується $\varphi = \lambda/c_2$, де c_2 - відстань

між центрами внутрішніх дзеркал. Відстань c_2 порівняно невелика, і ширина смуг виходить достатньою для зручного їх спостереження. В той же час, найменший діаметр зірки, який може бути виміряний, визначається великою відстанню між зовнішніми дзеркалами, що називається *базою інтерферометра*. Смуги зникають, якщо кутовий діаметр зірки

$$2\varepsilon = \lambda/c_1 \quad (1.3.9)$$

Аналогічним чином можна виміряти і кутову відстань ψ між компонентами подвійної зорі. В цьому випадку зникнення смуг відбувається за умови, коли спостерігається двічі менша відстань c_1 , ніж у разі однієї зірки діаметром

$2\varepsilon = \psi$, тобто смуги зникають при $\psi = 0,5\lambda/c_1$. Якщо

заздалегідь невідомо, чи є досліджувана зірка подвійною або поодинокую, то для вирішення цього питання треба, добившись зникнення смуг при деякому значенні $c_1 = c'_1$,

продовжити збільшення c_1 розсовуванням дзеркал 1 і 4. При цьому смуги знову з'являться та їх контрастність поступово зростатиме, а потім знову зменшуватися.

У разі подвійної зорі другий максимум контрастності виходить при $c_1 = 2c'_1$, тоді як у разі поодинокі зірки - при $c_1 = 1,5c'_1$ (рис. 16). Істотно відрізняються і величини вторинних максимумів контрастності: в першому випадку вторинний максимум близький до первинного, а в другому він виходить приблизно в чотири рази меншим, тобто смуги ледве помітні.

У першому інтерферометрі Майкельсона зовнішні дзеркала могли розсовуватися на відстань c_1 до 6,1 м. Інтерферометр був змонтований на 100-дюймовому телескопі обсерваторії Маунт-Вільсон. Вирівнювання шляхів пучків, необхідне для отримання інтерференції, досягалося за допомогою клинового компенсатора. Випробування

інтерферометра показало, що атмосферні турбуленції значно менше впливають на якість інтерференційної картини, ніж на якість зображення зірки, що отримується за допомогою телескопа, діаметр об'єктиву якого рівний c_1 . Тому застосування порівняно дешевого інтерферометра значно підвищує точність вимірювання діаметрів зірок в порівнянні з точністю звичайного

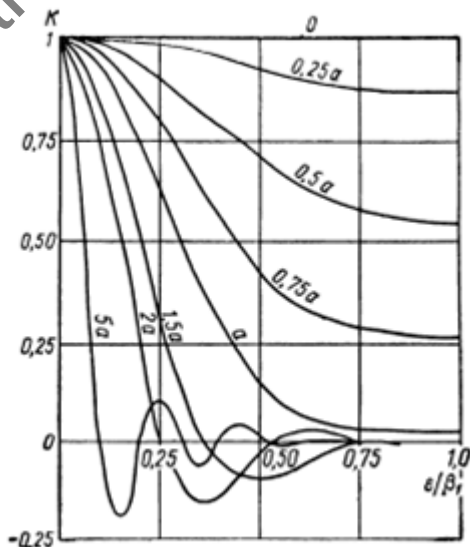


Рисунок 16 Залежність контрастності K від кутового розміру джерела $2E$

методу вимірювання діаметру зображення зірки в полі зору телескопа. За даними Майкельсона, похибка визначення відстані c_1 , при якому смуги зникають, а тим самим і похибка вимірювання діаметру зірки не перевищує 1 %.

У тому випадку, коли діаметр досліджуваної зірки настільки малий, що смуги не зникають навіть при максимально можливій відстані між дзеркалами, але падіння контрастності їх все ж помітне, можливо побудувати криву залежності контрастності від відстані c_1 , а потім екстраполювати її до значення контрастності, рівного нулю.

Надалі була побудована нова модель інтерферометра, дзеркала якого могли бути розсунені на відстань до 15 м, що дозволяло вимірювати діаметри зірки до $0,007''$ (без екстраполювання).

Зоряний інтерферометр Лінніка. Інтерферометр Майкельсона не дозволяє вимірювати кутову відстань між широко розставленими зоряними парами. Це завдання вирішене Лінніком [47], що розробив новий варіант зоряного інтерферометра.

В інтерферометрі Лінніка використана мало відома властивість інтерферометра Майкельсона. Припустимо, що при деякому положенні інтерферометра (рис. 15) на дифракційному зображенні зірки видно інтерференційні смуги $\varphi = \lambda / c_1$, причому нульова смуга проходить через середину зображення. Якщо повернути інтерферометр на кут, то нульова смуга зміститься на ширину однієї смуги. До того ж результату призведе і зміна кутового стану зірки на кут φ при нерухомому інтерферометрі. Так, якщо $c_1 = 6$ м, то $\varphi = 0,02''$. Неважко виявити зміщення смуги, рівної $0,1$ її ширини, тобто чутливість інтерферометра рівна $0,002''$. У разі подвійної зорі, компоненти якої розділені на

кут ψ , інтерференцію спостерігаємо тільки на зображенні однієї з компонент. Але за допомогою нескладної оптичної системи, розміщеної в окулярній частині телескопа, зображення двох зірок розділяються, а між пучками променів, що утворюють зображення другої зірки, за допомогою компенсатора вводять додаткову регульовану різницю ходу Δ . Змінюючи Δ домагаються того, щоб нульові смуги одночасно знаходилися в центрі зображень обох зірок. При цьому $\Delta = \psi c_1$.

Зоряний інтерферометр Лінніка IT- 51 встановлений в Пулковській обсерваторії. База інтерферометра $c_1 = 6$ м, діаметр кожного з дзеркал дорівнює 500 мм. Інтерферометр працює спільно з дзеркальним телескопом, головне параболічне дзеркало якого має діаметр 600 мм і фокусна відстань 2400 мм. Можливі вимірювання кутових відстаней між зірками до $20''$. Точність вимірювання приблизно рівна $0,01''$. Інтерферометр має фотоелектричний пристрій для автоматичного стеження за зіркою.

Голографічні інтерферометри. У 1947 р. англійський фізик Габор запропонував метод запису і відновлення хвильового фронту. Цей метод дістав назву *голографії*. У 60-і роки, після появи когерентних джерел - лазерів, різні застосування голографії отримали швидкий розвиток. Дуже ефективним, зокрема, виявилось поєднання голографії з інтерференцією світла. Розроблені різноманітні голографічні інтерферометри для дослідження форми поверхні світлової хвилі, що відбивається від досліджуваного об'єкту або пройшла через нього. Такі інтерферометри мають деякі переваги в порівнянні із звичайними інтерферометрами аналогічного призначення.

Однією з найважливіших оптичних деталей кожного голографічного інтерферометра є *голограма*. Так називають пластинку, на якій фотографічним або іншим способом записується інформація про форму світлової хвилі, що йде

від досліджуваного об'єкту. Схема однієї з можливих установок для отримання голограми і подальшого відновлення хвильового фронту дана на рис. 17. Вузький пучок променів, що виходить з лазера 1, розширюється телескопічною системою 2 і розділяється напівпрозорою пластинкою 3 на два пучки.

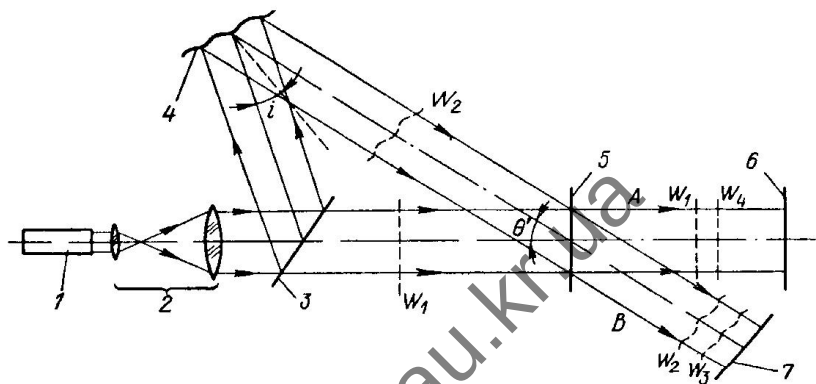


Рисунок 17 Схема голографічного інтерферометра

Перший пучок проходить через пластинку 3 і падає на фотопластину 5. Другий пучок відбивається від напівпрозорої поверхні пластини 3 і падає під кутом i на досліджуваний об'єкт 4, після відбивання від поверхні якого також потрапляє на фотопластину 5. В результаті інтерференції хвиль W_1 і W_2 (перпендикулярних до променів першого і другого пучків) на фотопластині виникають вузькі смуги, кривизна яких визначається формою хвиль. Якщо обидві хвилі плоскі, то смуги мають вигляд прямих ліній. Ширина смуг розраховується за формулою $b'_0 = \lambda / \sin \Theta'$, де Θ' - кут між хвилями. Так, при $\Theta' = 30^\circ$, ширина $b'_0 = 1$ мкм. Для фотографування таких вузьких (а в деяких випадках і ще вужчих) смуг використовують фотоемульсію з високою роздільною здатністю.

На рис. 17 опорна хвиля W_1 плоска, а поверхня робочої хвилі W_2 має відступи від площини, що призводить до викривлення смуг. Після прояву і фіксації фотопластини на ній виявляється записана інформація про форму хвилі W_2 , що йде від об'єктиву, тобто ця пластинка є голограмою. Голограма в даному випадку подібна до дифракційних ґраток, в яких зміна пропускання світла внаслідок переходу від прозорих штрихів до непрозорих підкоряється синусоїдальному закону.

Голограму встановлюють в положення 5, яке раніше займала фотопластина. Кожна з хвиль W_1 і W_2 після проходження через голограму утворює в результаті дифракції три хвилі: хвилю нульового порядку та дві хвилі першого порядку (дифракційні хвилі вищих порядків, зазвичай мають малі інтенсивності внаслідок чого їх не беруть до уваги). Так, опорна хвиля утворює W_1 в напрямі A , співпадаючому з напрямом її поширення, нульовий максимум, а в напрямі B - один з максимумів першого порядку (хвиля W_3).

Як відомо, кутова відстань φ_0 між сусідніми максимумами визначається формулою: $\sin \varphi_0 = \lambda / b_0$, де b_0 - крок ґраток, рівний ширині смуг на голограмі. Звідси слідує, що $\varphi_0 = \Theta$, тобто напрям B співпадає з напрямом поширення хвилі W_2 . Аналогічно, робоча хвиля W_2 утворює в напрямі B нульовий максимум, а в напрямі A - максимум першого порядку (хвиля W_4). Хвиля W_1 в напрямі A і хвиля W_2 в напрямі B проходять через голограму без зміни своєї форми незалежно від викривлення штрихів на голограмі. Але форми дифракційних хвиль W_3 і W_4 визначаються кривизною цих

штрихів. При цьому хвиля W_3 відтворює робочу хвилю W_2 , а хвиля W_4 - опорну хвилю W_1 .

Таким чином, в напрямі B поширюються дві паралельні один одному і однаково деформовані хвилі W_2 і W_3 . В результаті інтерференції цих хвиль на екрані 7 спостерігається рівномірна освітленість. Такий же результат інтерференції дають на екрані 6 хвилі W_1 і W_4 . Але якщо повернути пластину 3 або об'єкт 4 так, щоб між хвилями, що інтерферують, утворився кут Θ , то на екранах 6 і 7 виникнуть прямі смуги, ширина яких $b = \lambda/\Theta$. Отримати смуги можна також поворотом голограми 5 навколо вісі, перпендикулярної до площини рис.17, на деякий кут α . При цьому змінюється діючий крок ґраток, а тим самим змінюється і кут дифракції φ_0 . Простий розрахунок показує, що кут Θ між хвилями W_2 і W_3 (чи між W_1 і W_4) складає $\frac{\alpha^2}{2} \sin \Theta'$. Так, якщо $\Theta' = 30^\circ$, то $\frac{\alpha^2}{4} = \Theta$. Для отримання смуг шириною 1 мм потрібно $\Theta' = 30^\circ$, то $\frac{\alpha^2}{4} = \Theta$. Для отримання смуг шириною 1 мм вимагається $\Theta = 2' = 6 \cdot 10^{-4} \text{ рад}$ і $\alpha = 0,05 \text{ рад}$, або приблизно 3° .

Поблизу голограми 5 хвилі W_2 та W_3 точно накладаються одна на одну. Але при видаленні екрану 7 від голограми на відстань L хвилі, що падають на неї, будуть зміщені на величину $c = \Theta L$ та місцеві деформації хвиль W_2 і W_3 викличуть викривлення смуг. Тому екран 7, зазвичай встановлюють настільки близько до голограми, щоб смуги не мали помітних викривлень.

Нехай, після отримання голограми об'єкт 4 зазнав деяких змін. При цьому форма хвилі W_2 , що йде від об'єкту,

відрізнятиметься від форми хвилі W_3 , що призведе до викривлення смуг на екрані 7. За величиною викривлення смуг вимірюють деформацію об'єкту, що виникла за проміжок часу між положенням голограми і спостереженням інтерференційної картини. У такий спосіб можна здійснювати безперервний контроль об'єкту або, як то кажуть, контроль в реальному масштабі часу.

Для реєстрації змін, які сталися з об'єктом за малий проміжок часу, застосовують метод подвійної експозиції: на одній фотопластині послідовно записують дві голограми. При освітленні подвійної голограми опорною хвилею W_1 відновлюються дві робочі хвилі, які інтерферують і дають на екрані 7 картину змін об'єкту за час між двома експозиціями.

Можливо і порівняння декількох об'єктів. Для цього їх чередуючи встановлюють в положення 4 і досліджують за допомогою голограми, отриманої, внаслідок установки в те ж положення зразкового об'єкту.

Звичайно, контроль різних параметрів об'єктів методом порівняння із зразковим об'єктом виконують і за допомогою звичайних інтерферометрів, наприклад виду Фізо або Майкельсона. Але порівняння, здійснюване за допомогою голографічних інтерферометрів, забезпечує ряд переваг. До таких належать:

1 Значно полегшується вивчення деформацій об'єкту з часом. При роботі із звичайними інтерферометрами для цього порівнюють дві фотографії інтерференційної картини, одна з яких отримана початковим станом об'єкту, а інша після його деформації. Таке порівняння вимагає значної затрати часу та не завжди забезпечує необхідну точність вимірювання. З допомогою ж голографії отримують інтерференційну картину, яка безпосередньо характеризує зміни об'єкту.

2 До якості виготовлення оптичних деталей голографічних інтерферометрів представимо незначні вимоги. Так, допустимо, щоб напівпрозора пластина 3 інтерферометра, побудована за схемою рис. 17, мала дефекти, що призводять до деформацій поверхонь хвиль W_1 і W_2 . І те, що інтерференційні смуги на голограмі 5 виходять в цьому випадку викривленими навіть внаслідок ідеального об'єкту 4 не небезпечно, бо відновлена хвиля W_3 буде як і раніше ідентична хвилі W_2 , а хвиля W_4 - хвилі W_1 . Тому викривлення смуг на екранах 7 і 6 визначається в першому наближенні тільки деформацією об'єкту 4, що мала місце після отримання голограми, і не залежить від дефектів пластини 3, які однакові, коли експонують голограму та спостерігають інтерференційну картину.

3 Голографічні інтерферометри дозволяють отримати голограму і вивчити деформації об'єкту, дифузно розсіювального світла, що неможливо коли використовують звичайні інтерферометри.

Таким чином, голографія розширює можливості інтерференційного дослідження деформацій різних об'єктів з часом, а також порівняння контрольованих об'єктів із зразковими та робить досяжною високу точність вимірювання невисокої якості виготовлення оптичних деталей інтерферометра. В деяких випадках можливий і безпосередній контроль об'єкту. За допомогою установки, побудованої за схемою рис. 17, вимірюють, наприклад, деформацію світлової хвилі W_1 або W_2 , що пройшла через скляну пластину або іншу прозору деталь.

В місце розташування об'єкту 4 має бути встановлене плоске дзеркало, до якості виготовлення якого (як і до якості пластини 3) можна не відзначати високих вимог. Здійснимо контроль правильності форми поверхні деталі без порівняння її зі зразковою поверхнею.

Наведені міркування справедливі в тому випадку, коли отримані голограми і спостереження інтерференційної картини здійснюються на одній і тій же установці. Якщо ж голограма отримана на одному інтерферометрі, а картина спостерігається на іншому, то оптичні деталі обох інтерферометрів мають бути виготовлені з тією ж точністю, як і деталі звичайних інтерферометрів.

Велике значення має стабільність голограми. Особливо небезпечні деформації фотошару, коли просушують фотопластини після її прояву і фіксації. Щоб уникнути цих деформацій розроблена спеціальна методика обробки фотопластин, яку ми не розглядатимемо.

Відоме застосування так званих синтезованих або штучних голограм, що отримуються нанесенням на поверхню скляної пластини ґраток з штрихами заданої форми. Відстань між штрихами, їх форму та ширину розраховують так, щоб плоска опорна хвиля після дифракції від штрихів ґраток мала задану форму. В деяких випадках такі ґратки використовують як компенсатори для виправлення залишкової аберації об'єтивів. З отриманою опорною хвилею, інтерферує хвиля, що йде від досліджуваного об'єкту. За викривленням смуг вимірюють деформації об'єкту або відступу його поверхні від заданої форми.

Розглянемо сучасні інтерферометри польської фірми ООО Lasertex, що належить до категорії "high technology", засновану в 1989 році [92]. Основною метою компанії є проведення робіт, пов'язаних з втіленням в життя результатів наукових досліджень в області технічних наук і підтримки наукових досліджень, що проводяться в університетах. Компанія бере участь в міжнародних дослідницьких проектах, що фінансуються Європейським Союзом. Європейський проект реалізований в данній фірмі

"Laser interferometer for high quality manufacturing industry" отримав відмінність "Success Story".

LaserScale LS10 (рис.18) це лазерний енкадер [92], призначений для застосування в системах управління машинами, що замінює звичайні магнітні вимірники. Застосування лазерного енкадера дозволяє вимірювати точність роботи промислової машини. Використані в системі передові електронні схеми нового покоління дозволяють автоматично проводити в реальному часі, корекцію впливу навколишнього середовища на вимірювальну систему. *LaserScale LS10* включає всі компоненти, необхідні для роботи пристрою, а саме: частотно стабілізована лазерна голівка, система збору даних, оптичні компоненти для лінійних вимірювань, оптичний приймач, з'єднувальні дроти, модуль компенсації впливу параметрів навколишнього середовища, датчики, додаткові оптичні приймачі.

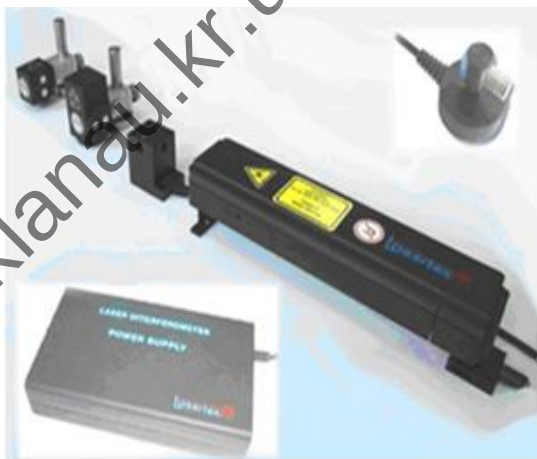


Рисунок 18 Інтерферометр LSP 30

Лазерний інтерферометр HPI - 3D створений в 2011 році та представляє "know-how" в області лазерних вимірювань [92]. Завдяки глибокій модернізації конструкції всі елементи системи розміщені в лазерній голівці, а блок живлення нагадує маленький адаптер для ноутбука, таким чином цей найбільш компактний пристрій у своєму класі.

Технічні характеристики LaserScale LS10

Таблиця 1

Параметри	Діапазон
Тип лазера	Лазер He-Ne із стабілізацією частоти
Точність довжини хвилі	± 0.08 ppm
Короткотривала стабільність	± 0.002 ppm
Довготривала стабільність	± 0.03 ppm
Вихідна потужність	900 мкВт
Максимальна довжина вісі вимірювання	20 м
Максимальна швидкість	2 м/с
Розширення	40 нм, 1 мкм, 2 мкм, 5 мкм, 10 мкм, 20 мкм
Робота на відказ лазерної трубки	20000 год
Формат вихідних даних	аналоговий sinA-cosB 1Vpp цифровий TTL 5V USB
Компенсація впливу навколишнього середовища	компенсація в реальному часі 1х датчик температури повітря 1х датчик вологості 1х датчик тиску 3х датчик температури матеріалу

HPI - 3D новий пристрій, в якому були впроваджені останні технічні напрацювання (рис. 19).

Слід підкреслити нові можливості пристрою: розширення 100 нм, вимірювання вібрації до 100 кГц, динамічні вимірювання 100 000 вибірок/с, вимірювання з максимальною швидкістю до 7 м/с (у трьох напрямках), вихід енкодера, інтегрований, високого рівня, безпровідний модуль компенсації параметрів довкілля.

НРІ - 3D використовується для вимірювання геометрії машин; площинні вимірювання; вимірювання паралельності вісей; кутове позиціонування; вимірювання вібрації; вимірювання прямолінійності; вимірювання перпендикулярності; вимірювання малих кутів; лабораторні та субнанометричні вимірювання; вимірювання у вакуумі.



Рисунок 19 Інтерферометри НРІ-3D

Комплект вимірювальної системи *НРІ - 3D* включає такі компоненти, необхідні для роботи пристрою, а саме: частотно стабілізований лазер; комплект оптичних елементів для лінійних вимірювань; штатив з ручками управління з механічним пересуванням голівки; модуль компенсації параметрів довкілля; датчики; програмне забезпечення; електронна система вимірювання позиціонування лазерної голівки в просторі; електронна система вимірювання позиціонування лазерного променя; кейс для транспортування пристрою.

Опції комплекту: 1) кутова оптика для вимірювання малих кутів; 2) оптика для вимірювання площинної основи;

- 3) оптика для вимірювання прямолінійності пересування;
 4) оптика для вимірювання перпендикулярності; 5) оптика типу "Double pass" для вимірювання від диференціальних і не диференціальних плоских дзеркал.

Технічні характеристики НРІ - 3D

Таблиця 2

Параметри	Діапазон
Тип лазера	Лазер He-Ne із стабілізацією частоти
Точність довжини хвилі	± 0.005 ppm
Короткочасова стабільність	± 0.001 ppm
Довгочасова стабільність	± 0.001 ppm
Вихідна потужність	800 мкВт
Максимальна довжина вісі вимірювання	80м (лінійна оптика)
Максимальна швидкість	± 7 м/с (лінійна оптика)
Розширення	1нм
Робота на відказ лазерної трубки	20000 год
Компенсація впливу навколишнього середовища	компенсація в реальному часі 1х датчик температури повітря 1х датчик вологості 1х датчик тиску 3х датчики температури матеріалу
Розміри	45мм x 70мм x 255мм - лазер 40мм x 67мм x 165мм - блок живлення
Вага	1200 г - лазер 500 г - блок живлення

1.4 Особливості багатопроменевих інтерферометрів

Одними з найбільш розповсюджених дзеркальних інтерференційних систем є багатопроменеві інтерферометри

виду Фабрі-Перо, засновані на інтерференційних явищах в пластинках, покритих дзеркальним відбиваючим покриттям.

Відомо, що утворення інтерференційних променів може відбуватися двома способами [28]. При першому способі фронт падаючої на інтерферометр хвилі розбивається за допомогою спеціального пристрою на ряд вузьких фронтів, що потім інтерферують між собою, утворюючи картину. Найбільш розповсюдженими прикладами інтерферометрів, заснованих на розподілі фронту світлової хвилі, є дифракційні ґратки й інтерферометр Релея.

Останнім часом широкого застосування знаходить інтерферометр із дифракційними ґратками, що раніше використовували в основному для випромінювання якості фотографічних об'єктів. В даний час цей прилад інтенсивно використовують для досліджень аеродинамічних неоднорідностей (газових потоків, що обтікають моделі різних форм); голографії (при вивченні якості різних оптичних деталей), вимірюванні кутових і лінійних зміщень, дослідженні явищ у полум'ї, біологічних і кристалографічних процесів та ін.

Значне розширення області застосування інтерферометрів з дифракційними ґратками відзначається тим, що використання дифракційних ґраток є зручним способом створення когерентних пучків світла. Зміна форм штриха, прозорості проміжків між штрихами або співвідношення між шириною штриха та проміжком між штрихами, що дозволяє одержувати світлові пучки з необхідним співвідношенням величин їхньої інтенсивності.

Другою позитивною якістю інтерферометрів даного типу є те, що коли використовувати ґратки з натягнутих ниток або відбиваючих ґраток інтерферометричні дослідження можна проводити в ультрафіолетовому, інфрачервоному діапазонах електромагнітних коливань. Ця

особливість інтерферометрів з дифракційними ґратками є важливою, тому що дозволяє застосовувати їх для об'єктів нових класів, що мають велике практичне значення, наприклад, лазерних систем на вуглекислому газі, що дають випромінювання з довжиною хвилі 10,6 мкм.

Істотну роль у розвиток методів дифракційної інтерферометрії зіграли радянські фізики. І.О. Подковирін вперше застосував цей метод для вивчення газових об'єктів, досліджувавши з його допомогою полум'я пальника й одержавши розподіл температур навколо нагрітого циліндра [59]. Він значно поглибив теорію даного методу: проаналізував двопроменеві і трьохпроменеві інтерференційні картини, помітив і описав утворення інтерференційних смуг при розширенні джерела світла.

Експериментальна перевірка теоретичних висновків для ґраток з 25; 50; 75 і 100 штрихами на 1мм була проведена В. Ронкі та І.А. Подворикіним [4, 5]. В.А. Комісарук проаналізував деталі застосування трьохпроменевої схеми для досліджень хвильових абераций, а також запропонував спосіб обертання смуг за допомогою штучно введенного астигматизму (циліндричної лінзи в освітлювальній частині приладу).

Р. Краусхар запропонував одну з різновидів інтерферометра з дифракційними ґратками великої частоти (100 штрихів на 1 мм) з використанням ґраток в освітлювальній частині розщеплення пучка світла [89]. Він розглянув двопроменеву схему з інтерференцією +1 і -1 дифракційних порядків.

М. Харісон запропонував спосіб контролю ґраток за допомогою інтерферометра Майкельсона. Питаннями застосування інтерферометра Майкельсона із заміною дзеркала ґратками для перевірки якості її виготовлення займалися також Х.В. Бабкок і Х.Р. Бабкок, В.Р. Хорсфільд,

Д. Стронг, Г.В. Рядків, Н. Стургіс, Д.А. Девіс, Ф.М. Герасімов [13, 14, 90].

Через деякий час були розроблені схеми застосування ґраток в інтерферометрах інших типів: Фабрі-Перо, Цендера-Маха (замінивши дзеркала чотирма ґратками), Табольта та ін. Детально теорія інтерферометрів з дифракційними ґратками описана в підручнику Л.О. Васильєва та І.В.Єршова [9].

Використовуючи **спосіб розподілу амплітуди**, падаючий пучок розщеплюється таким чином, що амплітуди хвиль, які утворюються, складають частину амплітуди падаючої хвилі. До інтерферометрів з розподілом амплітуди відносяться схеми Майкельсона, Жамена, Маха-Цендера та ін. В зазначених видах інтерферометрів найбільшого поширення дістали дзеркальні пластинки, як присторої для розщеплення амплітуди падаючої хвилі.

Еталон Фабрі-Перо, як інтерференційний пристрій також відноситься до групи інтерферометрів, що працюють за другим способом. Його характерні риси полягають у наступному [29]: 1) інтерферометр є багатопроменевим і дзеркальним, інтерференційна картина являє собою результат додавання великого числа когерентних хвиль; 2) інтерференційна картина утворюється багаторазовим розподілом амплітуди падаючого на інтерферометр хвильового фронту, при цьому ширина результуючого фронту всіх інтерферуючих променів не набагато більше ширини падаючого хвильового фронту на відміну від багатопроменевих інтерферометрів інших типів, наприклад пластинки Люммера-Герке [29]; 3) в інтерферометрі вхід світла близький до напрямку нормалі до поверхні дзеркальних пластин; 4) через інтерферометр практично проходить світло при кутах падіння (кутах спостереження), що задовольняють умову максимуму інтерференційної смуги.

Відзначимо відмінність багатопроменевої інтерференційної картини від двопрменевої, що є основним чинником використання багатопроменевих інтерферометрів для реєстрації малих фазових варіацій фронту хвилі, яка проходить через інтерферометр.

1.5 Дзеркальні системи інтерферометрів

На даному етапі розвитку оптики, відоме велике число схем багатопроменевих дзеркальних інтерферометрів. Вони відрізняються одна від одної способом реєстрації інтерференційної картини (у проходящому і відбитому світлі), видом смуг інтерференції, що утворюються, (смуги рівного нахилу та рівної товщини), формою дзеркальних пластинок, їхнім числом, способом взаємного розташування та ін. Крім зазначених відмінностей інтерферометри відрізняються числом каналів, якими проходять інтерферуючі пучки, характером побудови оптичної системи (пряме проходження променів і автоколлімаційне), видом оптичної системи, способом освітлення інтерферометра та ін. Однак основним фактором, що визначає характер інтерференційної картини та можливості інтерферометра як приладу для реєстрації фазових варіацій у прозорих середовищах, залежить від дзеркальних інтерференційних систем, тому доцільно виділити основні дзеркальні схеми, покладені в основу інтерференційних систем.

Дводзеркальні схеми призначені для спостереження інтерференційної картини в прохідному, рис.20 а, і відбитому, рис. 20 б, світлі; дзеркала при цьому розташовуються паралельно одне одному. Інтерференційна картина може бути отримана і при клинчастому розташуванні дзеркальних поверхонь для спостереження смуг у відбитому світлі, рис. 20 в; аналогічна схема може

бути реалізована і для випадку спостереження смуг у проходящому світлі.

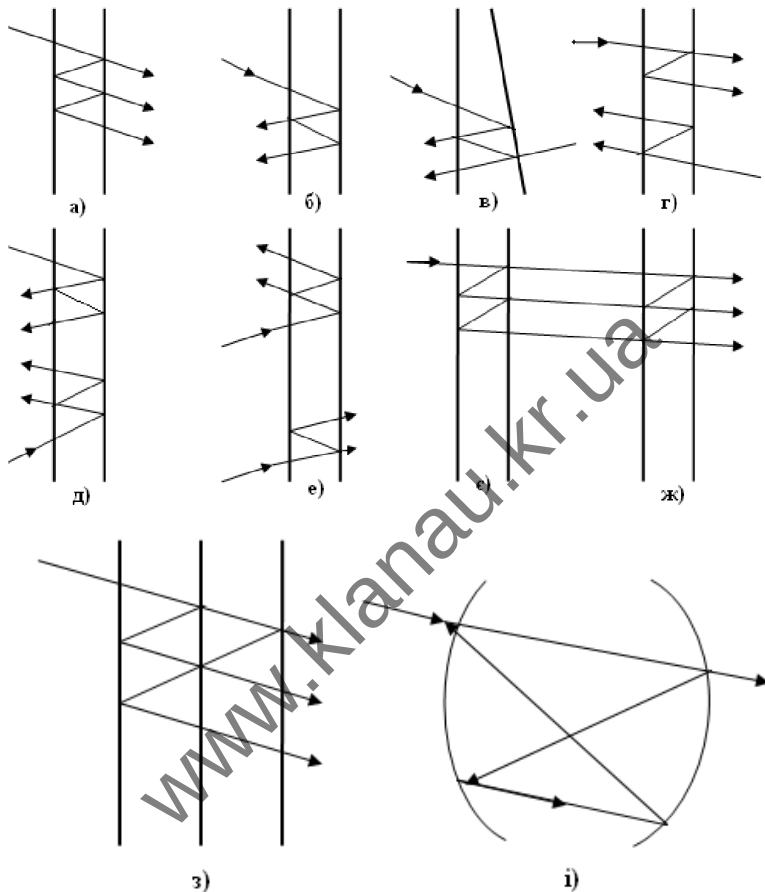


Рисунок 20 Основні види дзеркальних систем багатопроменевих інтерферометрів: а) плоскопаралельна в проходящому світлі; б) плоскопаралельна у відбитому світлі; в) клинчаста; г) автоколімаційна з двоквартним проходженням світла; д) автоколімаційне з дворазовим відображенням світла; е) автоколімаційне з проходженням і відображенням світла; ж) чотирьох дзеркальні; і) зі сферичними дзеркалами

Схеми, наведені на рис. 20 г, д, е, відносяться до дводзеркальних автоколімаційних схем [85]. Перша з них дозволяє одержати інтерференційні смуги при дворазовому проходженні пучка світла в прямому та зворотному напрямках. Друга схема дає можливість одержувати смуги при дворазовому відображенні світла від дзеркальних поверхонь, що досягається установкою відбиваючого дзеркала в освітлювальній частині оптичної системи. Третя схема дає можливість утворювати комбіновану систему смуг, що є результатом відображення світла від дзеркальних поверхонь і проходження через них.

Зображення на рис.20 ж, схема являє собою комбінацію двох пластинок, встановлених одна за іншою. При зближенні пластинок до збігу другого дзеркала першої пластини з першим дзеркалом другої пластини утвориться трьохдзеркальна схема, рис.20з, [65, 77].

Якщо відстані між дзеркалами в схемах, рис. 20ж, з, такі, що при обраному джерелі світла інтерференційна картина не спостерігається, то у випадку кратності товщини пластинок цілим числом можуть утворюватися смуги накладання [83, 91]. Дзеркальні елементи інтерферометрів, рис. 20і, можуть мати не плоскопаралельні поверхні, а сферичні або параболічні [84].

Слід відзначити, що відомі до даного часу дзеркальні елементи багатопроменевих інтерферометрів не вичерпуються описаними в даному розділі. Однак усі вони з погляду утворення інтерференційної картини, можуть бути зведені до схем, що наведені на рис.20.

1.6 Основні характеристики інтерферометрів

Інтерферометри характеризуються чутливістю, світлосилою, просторовою та часовою здатністю [73].

Чутливість і границя чутливості характеризують газометричні (рефрактометричні) можливості інтерферометра, тобто його здатність зареєструвати досить малі варіації різниці фаз, викликані наявністю об'єкта дослідження, що виявляються в зміні параметрів інтерференційної картини.

Світлосила характеризує енергетичні можливості приладу та встановлює зв'язок між яскравістю джерела світла й освітленістю, створюваної у фокальній площині вихідного об'єктива, або потоком, що пройшов через вихідну діафрагму приладу. **Просторова здатність** характеризує змogu інтерферометра давати роздільне зображення ближче до розташованих елементів досліджуваного об'єкта, що знаходиться між дзеркалами інтерферометра.

Часова здатність характеризує змogu інтерферометра зареєструвати вимірювану величину за короткий проміжок часу, протягом якого параметри досліджуваного об'єкта можна вважати постійними.

Під чутливістю вимірювання розглядається залежність між реєструючим сигналом і його параметром. З цього визначення випливає, що чутливість залежить від способу реєстрації інтерференційної картини.

Налаштування інтерференційного поля на „нескінченно широкую смугу, зміна інтерференційної картини при введенні фазового об'єкта з різницею фаз $d\delta$ буде зводитися до появи варіацій інтенсивності ΔI в інтерференційному полі. Тому в якості реєструючої величини береться відносна зміна інтенсивності $\frac{\Delta I}{I}$ в картині при фотографічній реєстрації й абсолютна зміна інтенсивності ΔI при фотографічній реєстрації. Отже, настраюючи на поле рівну інтенсивність чутливість

вимірювання внаслідок фотографічної реєстрації [73] визначається за формулою

$$M = \frac{\Delta I}{I d\delta}, \quad (1.6.1)$$

а коли фотоелектрична реєстрація

$$M = \frac{\Delta I}{d\delta} \quad (1.6.2)$$

Налаштовуючи інтерференційне поле на смуги кінцевої ширини додаткова різниця фаз, що вводиться досліджуванним об'єктом, призводить до зсувів (локальних або по всьому полю) смуг. У цьому випадку незалежно від способу реєстрації чутливість вимірювання можна виразити як відношення зсуву смуг ΔS і варіації різниці фаз $d\delta$, що викликала цей зсув:

$$M = \frac{\Delta S}{d\delta} \quad (1.6.3)$$

Під границею чутливості розглядається мінімальне значення різниці фаз $d\delta$, що зареєстрований коли обраний спосіб реєстрації інтерференційної картини. На відміну від чутливості, що являє собою відносну характеристику інтерферометра, границя чутливості є характеристикою абсолютної, що показує можливості приладу. У більшості експериментальних задач необхідні вимірювання показника заломлення прозорого середовища та його розподілу за полем, тому доцільно характеризувати границі чутливості мінімальною варіацією показника заломлення dn , що реєструється внаслідок заданої точності вимірювання варіації інтенсивності ΔI або зсуву смуги ΔS .

У залежності від способу реєстрації інтерференційної картини розрізняють світлосилу за освітленістю і за потоком [76].

Під світлосилою за освітленістю розглядається освітленість монохроматичного зображення вихідної

діафрагми коли спектральна яскравість випромінювання, рівна одиниці.

Під світлосилою за потоком розглядається променистий потік через вихідну діафрагму, освітлену монохроматичним світлом коли спектральна яскравість, рівна одиниці.

Під просторовою здатністю розглядається мінімальний розмір елемента досліджуваного об'єкта, через який проходить пучок інтерферуючих променів, утворених за рахунок багаторазового відображення одного променя від дзеркал інтерферометра, а під **часовою здатністю** – час, за який пучок інтерферуючих променів проходить через досліджуваний елемент.

1.7 Елементи інтерферометрів

Джерела світла й освітлювальні системи. Гарний вибір джерела світла є однією з вирішальних умов ефективного застосування інтерферометрів для вивчення параметрів прозорих середовищ. Особливість багатопроменевих дзеркальних інтерферометрів полягає в тому, що інтерференційні смуги характеризуються інтерференцією високих порядків (за винятком смуг накладання, де можуть використовуватися низькі, у тому числі і нульовий, порядки). Тому для одержання контрастної картини інтерференції необхідно використовувати джерела світла, що випромінюють вузькі спектральні лінії, тобто з малим спектральним інтервалом $\Delta\lambda$.

Оцінити гранично припустиме значення різниці ходу Δ при заданому спектральному інтервалі можна в такий спосіб. Зміна порядку інтерференції в розглянутій точці інтерференційного поля повинна бути $\Delta k \ll 1$. При $\Delta k = 1$ крайнє значення спектрального інтервалу $\Delta\lambda$, при якому не

відбувається накладання смуг, буде $\Delta\lambda = \frac{\lambda_0}{k}$, де λ_0 – середня довжина хвилі в розглянутому спектральному інтервалі. З умови накладання смуг з довжинами хвиль λ_0 і $\lambda_0 + \Delta\lambda$ можна визначити зв'язок між зміною порядку інтерференції Δk і спектральним інтервалом випромінювання джерела $\Delta\lambda$ за формулою:

$$\Delta k = \frac{k\Delta\lambda}{\lambda_0} \quad (1.7.1)$$

З огляду на, те що різниця $\Delta = k\lambda$, одержимо:

$$\Delta k = \frac{\Delta(\Delta\lambda)}{\lambda_0^2} \quad (1.7.2)$$

або з урахуванням, що $\Delta k \ll 1$

$$\Delta \ll \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} \quad (1.7.3)$$

Відношення $\frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda} = l$ являє собою довжину

когерентності, тобто довжину хвильового пугу, зумовлену як $l = c\tau$, де c – швидкість світла, τ – тривалість пугу.

Таким чином, умова одержання контрастних смуг при великій різниці ходу визначається за формулою

$$\Delta \ll l = c\tau. \quad (1.7.4)$$

До джерел світла, що забезпечують виконання умови (1.7.4), відносяться лазери і газорозрядні лампи, які використовуються в техніці спектроскопії високої сили. Відомості про принцип роботи і параметри цих джерел можна знайти в книгах [10, 29, 53, 73, 77].

До важливих параметрів інтерференційної установки відносяться розмір джерела світла, точніше освітлювальної діафрагми на яку проектується зображення джерела.

Правильний вибір розміру джерела має особливе значення при використанні інтерферометра для одержання

смуг рівної товщини при налаштуванні поля інтерференції на рівномірну освітленість [77]. У цьому випадку варіації різниці фаз досліджуваного прозорого об'єкта вимірюються за зміною інтенсивності інтерференційного поля ΔI відносно першого значення інтенсивності, наприклад $I_{\max}$.

Нехай освітлювальна діафрагма встановлена у фокальній площині об'єктива коліматора з фокусною відстанню $2f$. Якщо діаметр діафрагми позначити d , то її кутовий діаметр буде $2\varphi = \frac{d}{f}$.

Припустимий розмір діафрагми вибирають так, щоб зміни інтенсивності в інтерференційному полі, викликані кінцевою шириною джерела, не перевищувала даної величини $\frac{\Delta I}{I_{\max}}$. Збільшення різниці фаз $\delta(\delta)$, викликане зміною кута спостереження, дорівнює кутовій напівширині діафрагми:

$$\delta(\delta) = \delta_{\varphi=0} - \delta_{\varphi} = \frac{8\pi h(1 - \cos \varphi)}{\lambda} \approx \frac{2\pi h \varphi^2}{\lambda}, \quad (1.7.5)$$

де $\sin \varphi \approx \varphi$. Знайдемо зв'язок між зміною різниці фаз $\delta(\delta)$ інтерферуючих променів і зміною інтенсивності

$\frac{\delta I}{I_{\max}}$. Продиференціювавши формулу

$$I = I_{\max} \frac{(1 - \rho)^2}{(1 - \rho)^2 + 4\rho \sin^2 \frac{\delta}{2}} \text{ за } \delta \text{ отримаємо}$$

$$\delta(\delta) = 2 \frac{1 - \rho}{\sqrt{\rho}} \frac{\delta I}{I_{\max}}. \quad (1.7.6)$$

Прирівнявши формули (1.7.5) і (1.7.6), з урахуванням формули (1.7.7)

$$I = I_0 [(\sum_1^{N_e} \rho^N \cos \delta_N)^2 + (\sum_1^{N_e} \rho^N \sin \delta_N)^2] \quad (1.7.7)$$

маємо

$$\varphi = \sqrt{\frac{\lambda}{hN_e}} \frac{\delta I}{I_{\max}} \quad (1.7.8)$$

і

$$d = 2f \sqrt{\frac{\lambda}{hN_e}} \frac{\delta I}{I_{\max}}. \quad (1.7.9)$$

Для одержання максимальної світлосили інтерферометра необхідно забезпечити найбільше заповнення світловим потоком площі інтерференційних дзеркал. У більшості практичних випадків найбільше заповнення досягається застосуванням конденсорних лінз або конденсорних систем, широко використовуваних у спектроскопії [76].

У деяких інтерферометрах з фотоелектричною реєстрацією смуг застосовують **модулятори** – пристрої для перетворення постійних світлових потоків у змінні. Роль і призначення модуляторів у більшості таких приладів принципово не відрізняються від оптико-електронних приладів, використовуваних у пристроях іншого типу. Деяку специфіку мають способи та пристрої модуляції в модуляційних інтерференційних приладах [20].

Розповсюдженим елементом дзеркальних інтерферометрів є світлофільтри, призначені для попередньої монохроматизації випромінювання, що падає на інтерферометр. Це викликано тою обставиною, що в багатопроменовому інтерферометрі область вільної дисперсії $\Delta\lambda$, вільний від перенакладення, досить мала

$$\Delta\lambda = \frac{\lambda^2}{2h}. \quad \text{Крім того, за допомогою підібраних}$$

світлофільтрів можна привести спектральні характеристики джерела або приймача до заданого виду. Відзначимо, що на відміну від призмових і дифракційних монохроматорів світлофільтри мають значно більший перетин фільтруючого пучка випромінювання та велику апертуру. Смуга пропускання вузькополосних світлофільтрів, зокрема інтерференційних, досягає одиниць ангстрем внаслідок пропускання в максимумі до десятків відсотків. Характеристики інтерференційних систем наведені в книзі [53].

Об'єктиви. В інтерференційному пристрої об'єktiv коліматора призначений для створення паралельного пучка променів, що падає на дзеркала (у деяких схемах використовується пучок променів, що сходиться). Коліматорним об'єktivом найбільш розповсюдженого типу є дволінзова система, виправлена на сферичну та хроматичну аберації. Останнє особливо важливо в інтерферометрах, що використовують смуги накладання в роботі коли розглядається біле світло.

Важливе значення має точна установка діафрагми у фокальній площині коліматорного об'єктива. Розглянемо таке висвітлення паралельно встановлених дзеркал [26], коли зображення нескінченно вилученого джерела, що утворено прямими променями та променями, двічі відбитими від дзеркал, збігаються. Однак дзеркала практично не можуть бути встановлені паралельно з точністю, більшою, ніж $\varepsilon \approx \frac{d}{10f}$, де d – діаметр освітлювальної діафрагми; f – фокусна відстань коліматорного об'єктива.

Припустимо, що освітлювальна діафрагма встановлена неточно у фокальній площині об'єктива. У цьому випадку навіть при паралельно розташованих дзеркалах два джерела можуть бути видимі під деяким

кутом. Необхідно, щоб цей кут був менше кута ε . Якщо відстань від джерела до першого дзеркала $L > 2f \frac{D}{d}$, де D – діаметр дзеркала, то припустимо відносно розфокусування розраховується за формулою

$$\frac{\Delta f}{f} = \frac{f}{L - f}, \quad (1.7.10)$$

або якщо $L \gg f$, то

$$\Delta f = \frac{f^2}{L}. \quad (1.7.11)$$

До об'єктивів прийомної частини відзначають строгіші вимоги, ніж до інтерференційних дзеркальних елементів. Головна задача останніх полягає в створенні різкого зображення інтерференційних смуг без перекручування. Слід зазначити необхідність виправлення об'єктива прийомної частини на дисторсію, забезпечуючи при цьому відносну похибку визначення діаметра кільця, розташованого на краю поля, в межах 0,5 – 0,1 %.

Інтерференційні елементи. Дзеркальні інтерференційні елементи є основним вузлом інтерферометра. У більшості інтерферометрів прозорих середовищ застосовують системи з плоскими дзеркалами. Плоскі пластини, на які наносять дзеркальні шари, мають як правило, круглу форму діаметром 50-60 мм і товщину 15 мм. Неробочі поверхні пластин, які є клиноподібними з кутом 1 – 2° для виключення з поля зору картин інтерференційних смуг, що заважають, від цих поверхонь.

Важливе значення має висока точність виготовлення пластин, тому що місцеві помилки можуть призводити до зсуву інтерференційного максимуму. У більшості вимірювальних задач досить, щоб виконувалась умова: зсув максимуму Δk не повинний перевищувати його ширини δk [76].

З формули для максимуму інтерференції $2h = k\lambda$ (при малих кутах падіння світла на дзеркала) одержимо

$$\Delta k = \frac{2}{\lambda} \Delta h \quad (1.7.12)$$

Ширину смуги, виражену в частках порядку інтерференції, можна знайти з формули $\Delta \rho = \left| \frac{1-\rho}{\sqrt{\rho}} \right|$ у вигляді

$$\Delta k = \frac{\Delta \delta}{\pi} = \frac{1-\rho}{\pi \sqrt{\rho}} \quad (1.7.13)$$

Прирівнявши формули (1.7.12) і (1.7.13), будемо мати

$$\Delta h = \frac{1}{2} \frac{(1-\rho)}{\pi \sqrt{\rho}} \lambda = \frac{\lambda}{2N_e} \quad (1.7.14)$$

Для оцінок похибки Δh за високих ρ з урахуванням формули $\sqrt{\rho} = \frac{1}{2}(1+\rho)$ використовують наближене значення

$$\Delta h = \frac{\lambda}{3} \frac{(1-\rho)}{1+\rho} \quad (1.7.15)$$

Якість поверхні дзеркал на практиці зручно оцінювати в частках смуги [76]:

$$\Delta N = \frac{2\Delta h}{\lambda} = \frac{2(1-\rho)}{3(1+\rho)} \approx \frac{1}{N_e} \quad (1.7.16)$$

З наведених співвідношень бачимо, що існує однозначний зв'язок між припустимою точністю виготовлення і коефіцієнтом відображення дзеркал: чим вище величина ρ , тим менше припустиме відхилення Δh .

Наприклад, коли $\rho = 0,85$, $\Delta h \approx \frac{\lambda}{40}$; коли $\rho = 0,95$,

$\Delta h \approx \frac{\lambda}{100}$. Таким чином, граничне значення коефіцієнта

відображення дзеркал не слід вибрати великим $\rho = 0,95$.

В інтерференційних приладах для одержання смуг рівної товщини дефекти виготовлення дзеркал мають менше значення і практично не призводять до зниження чутливості, тому що місцеві похибки позначаються лише на викривленні інтерференційних смуг.

Слід зазначити вплив діафрагмування дзеркал на характеристики інтерференційної картини. Оправа другого дзеркала викликає геометричне зрізання частини інтерферуючих променів при їхньому падінні під кутом β , відмінним від нуля. Це еквівалентно зменшенню коефіцієнта відображення дзеркал до значень

$$\rho' = \rho \sqrt{\frac{D - D \sin \beta}{D}}, \quad (1.7.17)$$

де D – діаметр пучка, що падає на перше дзеркало. Зазначене явище також супроводжується зменшенням інтенсивності в інтерференційних смугах [29].

Приймачі. В інтерферометрах використовують фотографічну та фотоелектричну реєстрацію інтерференційної картини; приймачі застосовують, як фотографічну пластинку (плівку), фотоелементи і фотопомножувачі. Принципи вибору таких приймачів такі ж, як і при спектроскопічних вимірюваннях за допомогою інтерферометрів Фабрі-Перо.

1.8 Сканування інтерференційних смуг

У вимірювальних інтерференційних установках, призначених для визначення параметрів прозорих середовищ, розміщених між дзеркалами, виникає задача зміни різниці ходу в інтерферометрі, тобто сканування

інтерференційних смуг. Практично це необхідно в наступних випадках.

1 Налаштовуючи інтерферометр на рівномірно освітлене поле, (коли паралельна установка дзеркал) чутливість вимірювання в істотному ступені залежить від рівня освітленості поля інтерференції стосовно максимальної освітленості [71, 72], тому перед проведенням вимірювання необхідне калібрування інтерферометра – визначення залежності чутливості вимірювання від освітленості поля [72].

2 Перед вимірюванням необхідне тонке регулювання положення дзеркал для одержання обраного налаштування інтерферометра.

3 У процесі вимірювання за умов експерименту, що змінюються, часто виявляється доцільним зміна налаштування інтерференційного поля для отримання найкращого режиму роботи.

4 Налаштовуючи поле на смуги кінцевої ширини (у випадку вузьких і далеко віддалених одна від одної) необхідне переміщення смуг по полю для одержання картини зсуву смуг від усіх ділянок зображення досліджуваного об'єкта.

Особливість сканування смуг полягає в малих змінах різниці ходу, не перевищуючих часток одного порядку інтерференції (за винятком калібрування, коли потрібно просканувати один-два порядки). Таким чином, до систем сканування можна віднести жорсткі вимоги, ніж до аналогічних пристроїв, що використовуються в спектроскопії [77].

В даний час застосовують три методи зміни порядку інтерференції: шляхом варіювання тиску середовища в просторі між дзеркалами, зміною кута падіння променів на дзеркала і відстані між дзеркалами інтерферометра [76].

Перший метод заснований на залежності

$$n - 1 = (n_0 - 1) \frac{p}{p_0}, \quad (1.8.1)$$

де n і p – показник заломлення і тиск газу; n_0 – показник заломлення газу при нормальному тиску p_0 .

При малих кутах падіння β зв'язок між порядком інтерференції k , відстанню h між дзеркалами і показником заломлення n виражається співвідношенням

$$\Delta k = \frac{2h}{\lambda} \Delta n = \frac{2h (n_0 - 1)}{\lambda p_0} \Delta p. \quad (1.8.2)$$

З огляду на, те що для повітря $(n_0 - 1) = 2,93 \cdot 10^{-4}$, для $\lambda = 5 \cdot 10^{-4}$ мм, $\Delta p = 10^5$ Па отримуємо $\Delta k = 1,17$ при $h = 1$ мм і $\Delta k = 0,117$ при $h = 10^{-1}$ мм. Застосування викладеного методу пов'язано з необхідністю переміщення дзеркальних інтерференційних елементів у барокамеру і використання системи подачі і регулювання газу. Крім того, у багатьох вимірюваннях, наприклад при дослідженні газових або плазмових потоків, сам інтерферометр розташовується в робочу камеру установки і саме зміна параметрів газового середовища є предметом дослідження.

Кут нахилу падаючих інтерферуючих променів $\Delta\beta$ змінюється поворотом дзеркальних елементів щодо світлового пучка. При цьому зміна порядку інтерференції визначається у вигляді

$$\Delta k = \frac{2h}{\lambda} \Delta(\cos \beta). \quad (1.8.3)$$

Прирівнявши формули (1.8.2) і (1.8.3), можна бачити еквівалентність зміни показника заломлення Δn при зміні $\cos \beta$ на величину $\Delta(\cos \beta)$, що не залежить від відстані h . Невеликі нахили дзеркал відповідають великим межах тиску. Наприклад, $\Delta p = 10^6$ Па відповідає нахилові

дзеркал від положення, при якому $\beta = 0$, на кут $4^{\circ}23'$. Метод характеризується простотою реалізації, однак при великих кутах нахилу відбувається від'єднування інтерферуючих пучків оправою дзеркал [76].

Для зміни відстані між дзеркалами на невелику величину використовується нагрівання тримачів дзеркал, їхнє переміщення в результаті зворотного п'єзоелектричного ефекту тримача рухливого дзеркала, а також явище електро- і магнітострукції. Вибір конкретного пристрою визначається конструкцією інтерферометра і задачами експерименту. Скануючі інтерферометри деяких видів описані в роботі [73].

1.9 Методи оцінки параметрів інтерференційного поля

Визначення параметрів прозорих середовищ інтерферометричним методом зводиться, до зміни різниці ходу (різниці фаз), внесеної досліджуваним об'єктом. Ці вимірювання здійснюються візуальним, фотографічним і фотоелектричним методами. При цьому методи вимірювання різниці фаз розрізняються в залежності від настроювання інтерферометра на смуги кінцевої ширини або „нескінченно” широку смугу (рівномірно освітлене поле).

Візуальні методи. Для юстування картини, її якісної та кількісної оцінок, застосовують візуальні методи. При настроюванні картини на смуги кінцевої ширини вимірюється лінійний зсув смуг щодо якого-небудь нерухомого індексу (наприклад, окулярної нитки) або зсув однієї інтерференційної картини щодо іншої, котра є нерухомою. Точність відліку зсуву смуги в багатопроменевій інтерференційній картині складає 0,05 – 0,02 смуги [27].

У більшості вимірювань за рахунок внесення між дзеркалами неоднорідного об'єкта спостерігається скривлення смуг, вимірюване щодо ділянки поля, у якому смуги не скривлені.

Слід зазначити, що на точність вимірювання зсуву або скривлення смуг впливає ряд факторів. Чим вужче і різкіше інтерференційна смуга, тим доцільніше вибрати більше збільшення приладу. Якщо в полі інтерференції спостерігаються дві-три широкі смуги (при малих кутах клина між поверхнями дзеркал), варто використовувати мале збільшення приладу.

Налаштування поля на рівномірну освітленість введення об'єкта між дзеркалами приводить до зміни освітленості в картині; око при цьому сприймає різні ділянки інтерференційної картини як світлові поля різної яскравості. Точність визначення яскравішого контрасту оком досить висока й у середньому складає 5 – 10% [27].

Фотографічні методи. Ці методи отримали широке використання в інтерферометричних вимірюваннях, особливо в тих випадках, коли необхідно одержати візуалізацію досліджуваних об'єктів.

Встановимо зв'язок між характеристиками, отриманими в процесі фотометрування негативу, і реєструючої різниці фаз $\Delta\delta$. Почорніння відповідають прямолінійній ділянці характеристичної кривої фотоматеріалу, для якого справедливе співвідношення

$$\frac{I_1}{I_2} = 10^{\frac{D_1 - D_2}{\gamma}}, \quad (1.9.1)$$

де I_1 , I_2 і D_1 , D_2 – відповідно інтенсивності та оптичні щільності почорніння ділянок інтерференційного поля з візуалізованим об'єктом і без нього; γ – коефіцієнт контрастності фотоматеріалу.

З формули (1.9.1) одержимо

$$\frac{I_1 - I_2}{I_2} = \frac{I_1}{I_2} - 1 = 10^{\frac{D_1 - D_2}{\gamma}} - 1. \quad (1.9.2)$$

Записавши за аналогією з залежністю (1.9.3)

$$\Delta\delta = \frac{2(1 - \rho)}{\sqrt{\rho}} \frac{\Delta I}{I_{\max}}, \quad (1.9.3)$$

знайдемо

$$\Delta\delta = \frac{2(1 - \rho)}{\sqrt{\rho}} (10^{\frac{D_1 - D_2}{\gamma}} - 1). \quad (1.9.4)$$

Для малої різниці фаз можна прийняти

$$10^{\frac{D_1 - D_2}{\gamma}} - 1 = \frac{\Delta D \ln 10}{\gamma} \approx 2,3 \frac{\Delta D}{\gamma}, \quad (1.9.5)$$

де $\Delta D = D_2 - D_1$. Отже,

$$\Delta\delta = 4,6 \frac{(1 - \rho)}{\sqrt{\rho}} \frac{\Delta D}{\gamma}. \quad (1.9.6)$$

Таким чином, мінімальне значення вимірюваної різниці фаз за обраних параметрів дзеркал визначається властивостями фотоматеріалу. Оцінки за формулою (1.9.6) показують, що коли $\rho = 0,85 \div 0,9$ тоді, $\gamma = 2$, $\Delta D = 0,1 \div 0,05$ можна вимірити фазовий зсув порядку $\frac{2\pi}{800} \div \frac{2\pi}{1000}$.

За геометричної розшифровки інтерферометрів, зсув смуг оцінюють за фотографіями інтерферограм прийомами, що описані вище. Збільшення точності відліку може бути досягнуто спеціальними прийомами, які описані в наведеній літературі [27].

Фотоелектричні методи вимірювання різниці фаз складніші, ніж візуальні та фотографічні, однак вони мають вищу точність і чутливість. У приладах з фотоелектричною

реєстрацією змін інтенсивності в інтерференційному полі використовується або безпосередно вимірюється світловий потік, що перетворюється в електричний сигнал (фотоелектричний метод), або при постійній різниці фаз, що вноситься об'єктом, вимірюється модульовано за фазою світлового потоку (модуляційний метод) [27]. Точність, що досягається за допомогою звичайного фотоелектричного методу, може складати $\frac{2\pi}{10^4}$, а модуляційного $\frac{2\pi}{10^6}$ [20, 27].

www.klapau.kr.ua

РОЗДІЛ II СУЧАСНІ ПРИЛАДИ ДЛЯ ВИВЧЕННЯ ОПТИКИ ТА НАВЧАЛЬНІ ЕКСПЕРИМЕНТИ НА ЇХ ОСНОВІ

2.1 Демонстраційне та дослідне обладнання з оптики

Фізичний експеримент з оптики забезпечується різними новими комплектами та приладами. Розглянемо їх особливості.

Інтерферометр Юнга – призначений для проведення фронтальних демонстраційних дослідів і лабораторних робіт при вивченні хвильових явищ світла (дифракція, інтерференція) з розділу „Оптика” у відповідності зі шкільною програмою, а також на його основі доцільне виконання робіт фізичного практикуму у ВНЗ. Інтерферометр Юнга відзначався у посібнику С.П. Величка та Е.П. Сірика «Нове навчальне обладнання для спектральних досліджень» [10].

Інтерферометр Юнга, рис. 21, являє собою корпус з профілю (1), що має квадратний переріз, всередині якого вмонтована оптична схема. До його складу входять: два тест-об'єкти (2), окуляр (3), джерело світла на основі світлодіодів (4), джерело живлення, в якому використовуються пальчикові батарейки (5). Всередині інтерферометра вмонтована входна щілина постійної ширини – 0,1 мм та вимірювальна сітка-екран, рис. 21 [58].

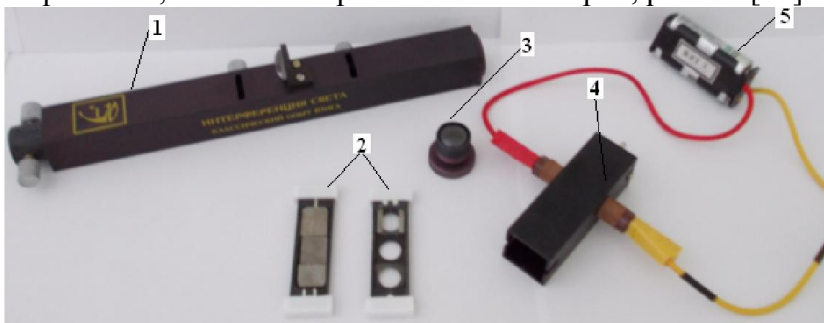


Рисунок 21 Інтерферометр Юнга

За допомогою інтерферометра стає можливим повторити на високому технічному рівні відомий дослід Юнга, поставлений ним у 1802 році. Дослід Юнга перший із серії дослідів (біпризма Френеля, дзеркало Ллойда), що підтвердив хвильову природу світла. Цікавий він тим, що перетинання (інтерференція) двох хвильових фронтів від двох щілин відбувається завдяки іншому хвильовому явищу – дифракції світла.



Рисунок 22

Комбінований тест-об'єкт № 1, у вигляді одинарної і подвійної щілини, розширює можливості інтерферометра Юнга, рис. 23а. Стає доступним, крім спостереження явища інтерференції на подвійній щілині Юнга, спостереження дифракції на одиночній щілині (аналог точкового отвору). Додатковий тест-об'єкт № 2, рис. 23б, установлений в одній з посадкових прорізів біля окуляра, дозволяє спостерігати явище інтерференції на біпризмі Френеля і явище дифракції на тонкому екрані – „нитці”.

При використанні джерела світла з світлодіодами (синього та червоного), виконаного у вигляді насадки до інтерферометра, дозволяє досить точно оцінити довжину хвилі червоного і синього світла, тобто видимий діапазон спектра (рис.24).

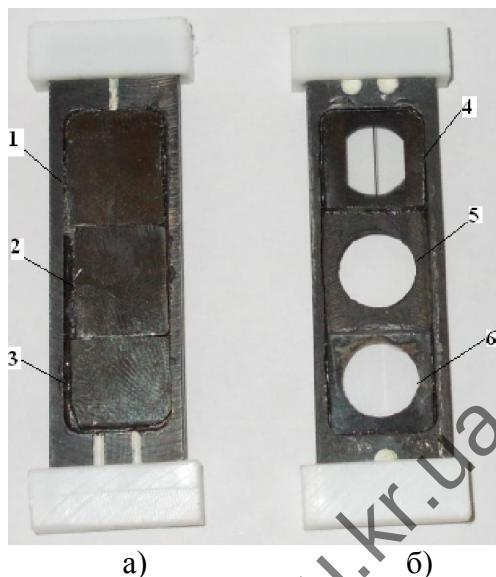


Рис.23 Набір тест-об'єктів: а) тест-об'єкт № 1 складається з: 1 – широкої щілини, 2 – вузької щілини, 3 – щілини Юнга (подвійна); б) тест-об'єкт № 2 складається з: 4 – біпризми Френеля, 5 – вікна, 6 – тонкого екрана („нитка”)

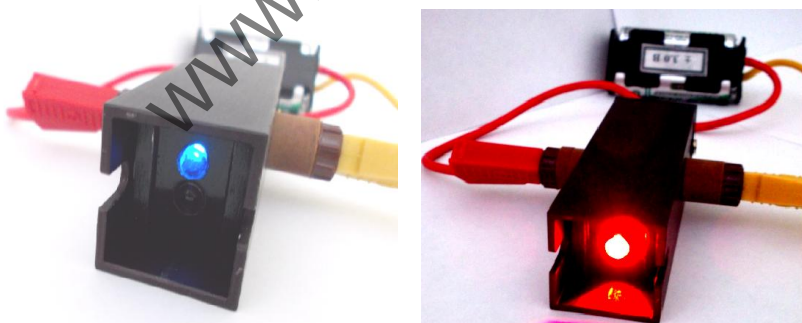


Рисунок 24 Джерело світла, яке працює на світлодіодах різного кольору

Доцільність використання світлодіодів для навчальних цілей обумовлена низкою параметрів та специфічних

характеристик, які є особливо важливими і значущими саме для процесу навчання, що дає підставу вважати ці джерела світла ефективними у вирішенні різних дидактичних завдань, а також з метою вдосконалення системи навчального фізичного експерименту з оптики.

Слід ознайомити учнів, які займаються у закладах з поглибленим вивченням фізики, а також студентів ВНЗ, з параметрами світлодіодів [11]:

1 Напівпровідникові світлодіоди випромінюють достатньо яскравий пучок світла, достатній для виконання різних видів навчального фізичного експерименту; при цьому яскравість свічення світлодіода достатня як для виконання учнями самостійних дослідів і спостережень під час фронтальних лабораторних робіт і фізичного практикуму, так і для виконання демонстраційних експериментів вчителем (викладачем).

2 У ході виконання різних видів навчального експерименту світлодіоди забезпечують якісне спостереження специфічних особливостей картин і результатів дослідів та можливість кількісної оцінки інтенсивності випромінювання світла за допомогою різних приймачів та реєструючих пристроїв.

3 Працюючи на напівпровідниковій основі, світлодіоди живляться від електричних джерел постійного струму напругою 1 – 4 В, що дає можливість рекомендувати їх учням (студентам) для виконання самостійних експериментальних досліджень (фронтальних дослідів і спостережень, фізичного практикуму, дослідів у домашніх умовах).

4 Світлодіоди характеризуються досить великим терміном експлуатування, мають малі габарити і можуть легко транспортуватися і зберігатися у фізичному кабінеті та в лабораторіях.

5 Світлодіоди дають не монохроматичне випромінювання, але за умов виконання експериментальних досліджень для навчальних цілей, враховуючи вузьку смугу $\Delta\lambda$, у якій випромінюється світлова енергія, з достатньо достовірними результатами можна одержувати кількісні співвідношення, залежності, значення фізичних величин, а також визначати низку фізичних параметрів та констант.

6 Світлодіоди як джерела світла є досить економічними і тому можуть широко застосовуватися в тих установках, де потрібна відповідно висока світлова віддача за умов малої напруги електричного живлення.

Для виконання лабораторних досліджень у фізичному практикумі у ЗНЗ і ВНЗ з геометричної та хвильової оптики із застосуванням напівпровідникових діодів цікавими є пропозиції використання комбінованих джерел, наприклад, джерел світла, в центральній частині якого розміщені два світлодіоди різного свічення, що можуть вмикатися одночасно і по чергою.

Використання такого комбінованого джерела світла, наприклад, у дослідях з дифракційною ґраткою дає переконливі результати відмінності довжин хвиль для різних ділянок спектра і разом з цим дозволяє робити розрахунки довжин хвиль жовтого, голубого та фіолетового світла, за заданими довжини хвиль випромінювання для червоного, синього світлодіода:

- спектральний інтервал випромінювання синього світлодіода $\Delta\lambda$, 450÷500 нм;

- спектральний інтервал випромінювання червоного світлодіода $\Delta\lambda$, 600÷650 нм [8].

Основні технічні характеристики інтерферометра Юнга наведені в таблиці 2.2.1.

Під час проведення лабораторного практикуму з оптики доцільно використовувати як джерело світла, лазер (рис. 25), який являє собою масивний корпус, у якому

вмонтований лазерний діод, два акумулятори на 1,5 В та зафіксована револьверна головка з вмонтованими оптичними елементами. Потужність випромінювання лазерного діода менша 10мВт, довжина хвилі випромінювання $\Delta\lambda = 0,650$ нм, напруга живлення лазерного діода – 3 В.

Технічні характеристики інтерферометра Юнга

Таблиця 2.1.1

№ п/п	Найменування	Характеристика
	Тест – об’єкт №1	
1.	Ширина широкої щілини „1”	0,10 мм
2.	Ширина вузької щілини „центр”	0,06 мм
3.	Відстань між щілинами в подвійній щілині Юнга „2”	$2t = 0,1$ мм.
4.	Ширина щілин у подвійній щілині Юнга	0,025 мм
	Тест – об’єкт №2	
6.	Ширина вузького екрана „нитки”	0,2 мм
7.	Діаметр вікна „центр”	10 мм
8.	Кут біпризми	20 кут.хв.
9.	Відстань між тест-об’єктом № 1 і вимірювальною шкалою сітки	$L = 100$ мм
10.	Відстань між тест-об’єктом № 2 і вимірювальною шкалою сітки	$L = 50$ мм
11.	Ціна поділки вимірювальної шкали сітки	$e = 0,2$ мм
12.	Збільшення окулярної лінзи	$\Gamma = 10^x$

Випромінювання лазерного діода формується за допомогою револьверної головки: 1) сферичне розширення пучка використовується для збільшення кута розбіжності та формування сферичного фронту світлових хвиль; 2) циліндрична лінза збільшує розбіжність пучка в одній площині; 3) подільник лазерного пучка дозволяє отримати

декілька пучків; до того передбачено обертання крайніх пучків відносно центрального, що дозволяє ілюструвати переріз оптичних деталей у будь-якій площині.



Рисунок 25

Багатопроменеві інтерференційні смуги, створювані плоскопаралельною пластинкою при нормальному освітленні використовуються в інтерферометрі Фабрі-Перо (рис.26).

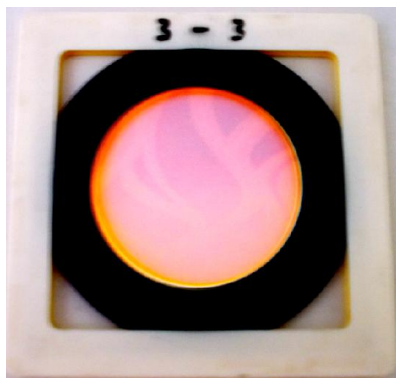


Рисунок 26

Основними частинами його є дві скляні або кварцові пластини із плоскими поверхнями. Внутрішні поверхні пластин, покриті частково прозорими плівками з високою відбивною здатністю. Пластини роблять клиноподібними, щоб усунути шкідливий вплив світла, відбитого зовнішніми непокритими поверхнями. У перших зразках приладу одна пластина була нерухома, а інша встановлювалася на салазках, що дозволяло переміщати її за допомогою гвинта у відповідності до першої. Однак внаслідок ненадійності механічної конструкції такі системи вийшли з вжитку. В даний час пластини розділяють нерухожим кільцем з інвару або кварцу з трьома виступами на торцях, до яких пластини притискаються пружинами. Кільця оброблені з великою точністю, так що положення площин, задане виступами, максимально близько до рівнобіжного, а тонке регулювання здійснюється зміною натиску пружин. Інтерферометр такого типу з фіксованою відстанню між пластинами іноді називають *еталоном Фабрі – Перо*.

Інтерферометр Фабрі-Перо можна використовувати в спектроскопії в комбінації з фотоелектричним детектором. Світло досліджуваної спектральної лінії, виділеної попередньо монохроматором, направляється в інтерферометр. Інтерференційна картина, що виходить, проектується на кільцеподібний отвір, концентричний кільцям картини. Цей отвір пропускає світло від невеликої частини порядку (кільця) на фотоелемент. Змінюючи оптичну відстань між пластинами, можна збільшувати або зменшувати величину кільця на отворі й у такий спосіб досліджувати структуру інтерференційної картини. Такий пристрій має важливе практичне значення тому, що інтерферометр Фабрі-Перо, як показав Жакіно [21], пропускає більший світловий потік, ніж призмовий або дифракційний монохроматор з тією ж силою.

Універсальний та цікавий комплект для вивчення інтерференції світла представлений німецькою компанією «Phywe», яка пропонує використання різного обладнання, що має різні прилади та пристрої для дослідження та вивчення оптичних явищ [93].

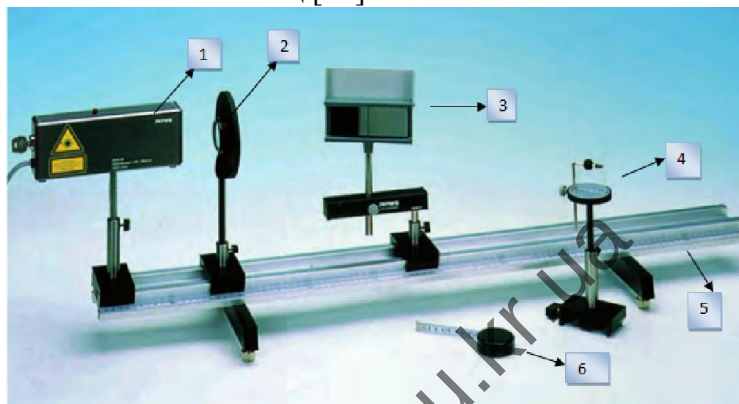


Рисунок 27 Установка для дослідження інтеференції світла: 1- лазер; 2 – лінза; 3 – біпризма Френеля; 4 – призмий стіл з утримувачем; 5- оптична профільна лава; 6 – вимірювальна стрічка

Технічні характеристики

Таблиця 2.1.2

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Біпризма Френеля	08556.00	1
2	Призмий стіл з утримувачем	08254.00	1
3	Дзеркало Френеля	08560.00	1
4	Лінза, що підіймається, $f=+20$ мм	08018.01	1
5	Лінза, що підіймається, $f=+300$ мм, ахроматична	08025.01	1
6	Лінзовий утримувач	08012.00	2
7	Рухаюча оптична профільна лава, $h=30$ мм	08286.01	2
8	Рухаюча оптична профільна лава, $h=80$ мм	08286.02	2
9	Оптична лава, $l = 1000$ мм	08282.00	1
10	Регульована основа для оптичної лави	08284.00	2
11	Лазер, He-Ne 1.0 мВт, 230 V AC	08181.93	1
12	Вимірювальна стрічка, $l = 2$ м	09936.00	1
13	Регульований утримувач	08256.00	1

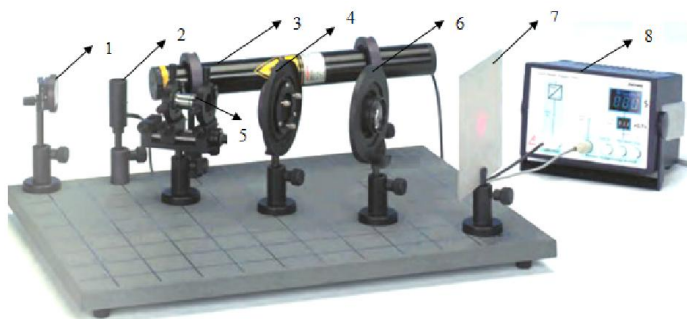


Рисунок 28 Установка для дослідження кілець Ньютона: 1 - лінза; 2 – магнітна стопа для оптичної лави; 3-лазер; 4- лінза; 5 - утримувач; 6-лінза; 7-екран; 8-джерело живлення

Технічні характеристики

Таблиця 2.2.3

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Оптична лава з гумовими стопами	08700.00	1
2	Лазер, He-Ne, 6 мВт	08701.00	1
3	Електропостачання для лазера, 5 мВ	08702.93	1
4	Утримувач, 35×35 мм	08711.00	1
5	Зовнішнє дзеркало, 30×30 мм	08711.01	1
6	Ахроматичний об'єктив	62174.20	1
7	Невеликий отвір, 30 мікрон	08743.00	1
8	Ковзаючий горизонтальний пристрій	0817.00	1
9	ху пристрій	08714.00	2
10	Адаптер кільцевого пристрою	08714.01	1
11	Магнітна стопа для оптичної лави	08710.00	5
12	Ньютоновські лінзи для оптичної лави	08730.02	1
13	Лінзовий утримувач	08723.00	1
14	Лінза, що рухається, $f=+50$ мм	08020.01	1
15	Екран, прозорий з утримувачем	08732.00	1
16	Вимірювальна стрічка, $l = 2$ м	09936.00	1
17	Лазер, He-Ne 0.2/1.0 мВт, 220 V AC	08180.93	1
	або діодний лазер 0.2/1.0 мВт, 635 нм	08760.99	1

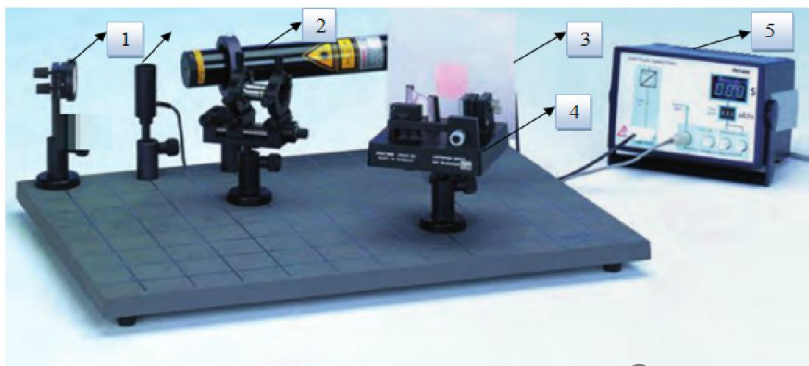


Рисунок 29 Інтерферометр Майкельсона на оптичній базовій платформі: 1- лінза; 2- інтерферометр Майкельсона; 3- екран; 4- магнітна стопа для оптичної базової платформи; 5 – джерело живлення

Технічні характеристики

Таблиця 2.1.4

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Оптична базова тарілка з гумовими стопами	08700.00	1
2	Лазер, He-Ne, 5 мВ	08701.00	1
3	Електропостачання для лазера, 5 мВ	08702.93	1
4	Утримувач	08711.00	1
5	Зовнішнє дзеркало 30×30 мм	08711.01	1
6	Магнітна стопа для оптичної базової платформи	08710.00	4
7	Інтерферометр Майкельсона	08557.00	1
8	Ахроматичний об'єктив 20×N.A. 0.45	62174.20	1
9	Невеликий отвір, 30 мікрон	08743.00	1
10	Ковзаючий горизонтальний пристрій	08713.00	1
11	ху пристрій	08714.00	2
12	Адаптер кільцевого пристрою	08714.01	1
13	Екран білий, 150 × 150 мм	09826.00	1
14	Лазер, He-Ne 0.2/1.0 мВт, 220 V AC	08180.93	1
	або діодний лазер 0.2/1.0 мВт, 635 нм	08760.99	1



Рисунок 30 Дослідження когерентії світла з спектральними лініями, використовуючи інтерферометр Майкельсона

Таблиця 2.1.5 Технічні характеристики

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Інтерферометр Майкельсона	08557.00	1
2	Високе освітлення ртутної лампи CS 50 Вт	08144.00	1
3	Електроживлення для Hg-CS/50 Вт	13661.97	1
4	Оптична профільна лава	08282.00	1
5	Основа для оптичної профільної лави	08284.00	2
6	Рухаюча оптична профільна лава, $h=30$ мм	08286.01	5
7	Линзовий утримувач	08012.00	3
8	Об'єктний утримувач, 50×50 мм	08041.00	1
9	Регульований утримувач	08256.00	1
10	Основа	02006.55	2
11	Стійка	02060.00	2
12	Лінза, що підіймається, $f=20$ мм	08018.01	1
13	Лінза, що підіймається, $f=200$ мм	08024.01	1
14	Діафрагма	08045.00	1
15	Зелений кольоровий фільтр, 525 нм	08414.00	1
16	Скляний екран, 50×50 мм	08136.01	1
17	Утримувач діафрагми, що рухається	11604.09	1
18	Вимірювальна лупа	09831.00	1
19	Розріз регульований до 1 мм	11604.07	1
20	Діафрагма з 4 подвійними розрізами	08523.00	1



Рисунок 31 Визначення індексу CO_2 при використанні інтерферометра Майкельсона

Технічні характеристики

Таблиця 2.1.6

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Оптична базова плита з гумовими стопами	08700.00	1
2	Лазер, He-Ne, 5 мВт	08701.00	1
3	Блок живлення для лазера, 5 мВт	08702.93	1
4	Утримувач, 35×35 мм	08711.00	1
5	Зовнішнє дзеркало, 30×30 мм	08711.01	1
6	Магнітна стопа для оптичної базової платформи	08710.00	5
7	Інтерферометр Майкельсона	08557.00	1
8	Ахроматичний об'єктив $20\times$ N.A. 0.45	62174.20	1
9	Невеликий отвір, 30 мікрон	08743.00	1
10	Горизонтальний ковзаючий пристрій	08713.00	1
11	ху пристрій	08714.00	2
12	Адаптер кільцевого пристрою	08714.01	1
13	Екран білий, $150 \text{ мм} \times 150 \text{ мм}$	09826.00	1
14	Скляний матеріал, діаметром 21,5 мм	08625.00	1
15	Стислий газ, CO_2 21 г	41772.06	1
16	Піпетка, з гумовим наконечником	64701.00	1
17	Універсальний затиск із з'єднанням	37716.00	1
18	Силіконовий тюбінг, $d = 5$ мм	39297.00	1
19	Лазер, He-Ne 0.2/1.0 мВт, 220 V AC	08180.93	1
	або діодний лазер 0.2/1.0 мВт, 635 нм	08760.99	1



Рисунок 32 Визначення індексу заломлення повітря при використанні інтерферометра Маха-Цендера

Технічні характеристики

Таблиця 2.1.7

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Оптична базова плита з гумовими стопами	08700.00	1
2	Лазер, He-Ne, 5 мВт	08701.00	1
3	Блок живлення для лазера, 5 мВт	08702.93	1
4	Магнітна стопа для оптичної базової плити	08710.00	10
5	Зовнішнє дзеркало, 30 × 30 мм	08711.01	4
6	Утримувач, 35 × 35 мм	08711.00	4
7	Горизонтальний ковзаючий пристрій	08713.00	1
8	Вертикальний пристрій	08714.00	2
9	Адаптер кільцевого пристрою	08714.01	1
10	Невеликий отвір, 30 мікрон	08743.00	1
11	Ахроматичний об'єктив 20× N.A. 0.45	62174.20	1
12	Утримувач діафрагми	08719.00	2
13	Променевий розділювач 1/1	08741.00	2
14	Білий екран, 150 × 150 мм	09826.00	1
15	Скляний матеріал, діаметром 21,5 мм	08625.00	1
16	Ручний вакуумний насос з манометром	08745.00	1
17	Універсальний затиск із з'єднанням	37716.00	1
18	Тюбінг з'єднання, T-shape, ID 8-9 мм	47519.03	1
19	Тюбінг адаптера, ID 3-6/7-11 мм	47517.01	1
20	Вакуумний шланг, $d = 6$ мм	39286.00	1
21	Силіконовий тюбінг, $d = 3$ мм	39292.00	1
22	Скляний утримувач	08706.00	1
23	Лазер, He-Ne 0.2/1.0 мВт, 220 V AC	08180.93	1

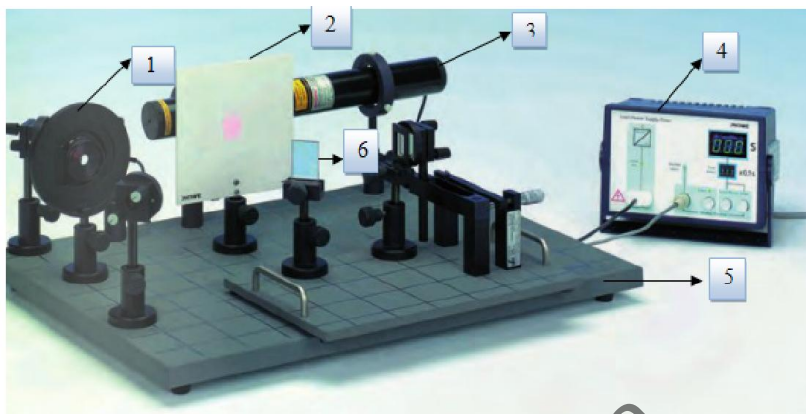


Рисунок 33 Визначення довжини хвилі за допомогою інтерферометра Фабрі-Перо

Технічні характеристики

Таблиця 2.1.8

№ п/п	Назва елементу	Код	Кількість
1	Оптична базова плита з гумовими стопами	08700.00	1
2	Лазер, He-Ne, 5 мВт	08701.00	1
3	Блок живлення для лазера, 5 мВт	08702.93	1
4	Інтерферометрична плита	08715.00	1
5	Утримувач, 35 × 35 мм	08711.00	3
6	Зовнішнє дзеркало, 30 × 30 мм	08711.01	3
7	Магнітна стопа для оптичної базової плити	08710.00	6
8	Утримувач діафрагми	08719.00	2
9	Променевий розподільник 1/1	08741.00	1
10	Променевий розподільник $T=30$, $R=70$	08741.01	1
11	Лінза, що підіймається, $f=+20$ мм	08018.01	1
12	Лінзотримач для оптичної базової плити	08723.00	1
13	Білий екран, 150 × 150 мм	09826.00	1
14	Лазер, He-Ne 0.2/1.0 мВт, 220 V AC	08180.93	1

2.2 Навчальні досліді з оптики при використанні інтерферометрів

2.2.1 Демонстраційні експерименти

Дослід 1 Спостереження інтерференції і дифракції світла на щілині Юнга

Обладнання: інтерферометр Юнга.

Встановити тест – об'єкт № 2 у нейтральне положення „центр”.

Планку тест – об'єкта № 1 встановити в положення „2” (щілина Юнга) і направити інтерферометр вхідною щілиною на джерело випромінювання суцільного спектра (Сонце, діaproектор, настільна лампа). Попередньо навести окуляр на різке бачення штрихів шкали сітки. Розглядаючи крізь окуляр сітку, домогтися появи в полі зору темних і світлих різнобарвних смуг. Це і буде інтерференційна картина (рис.2.2.1).

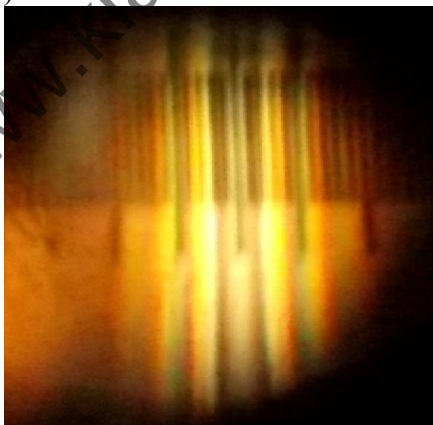


Рисунок 2.2.1

Висновок з досліді: для білого світла видима інтерференційна картина являє собою чергування

кольорових смуг, як на краю так і в центрі. Повного потемніння немає ніде – місця мінімумів для однієї довжини хвилі збігаються з положенням максимумів для іншої.

Другий етап дослідю полягає в наступному. Закріпити на перехідній втулці інтерферометра штатний освітлювач, виконаний на двох світлодіодах з автономним живленням на пальчикових батарейках. Поперемінно включати світлодіоди з випромінюванням червоного і синього світла. Порівнюючи інтерференційні картини, що спостерігаються від джерел випромінювання з різним спектральним складом (Сонцем із суцільним спектром і світлодіоди з квазімонохроматичним спектром випромінювання), дійдемо **висновку** про те, що інтерференційні смуги стали контрастніші і монохроматичні та збільшилися розміри інтерференційної картини. Крім того, утворюється різна ширина інтерференційних смуг у зображеннях отриманих від синього і червоного світлодіодів (рис.2.2.2).

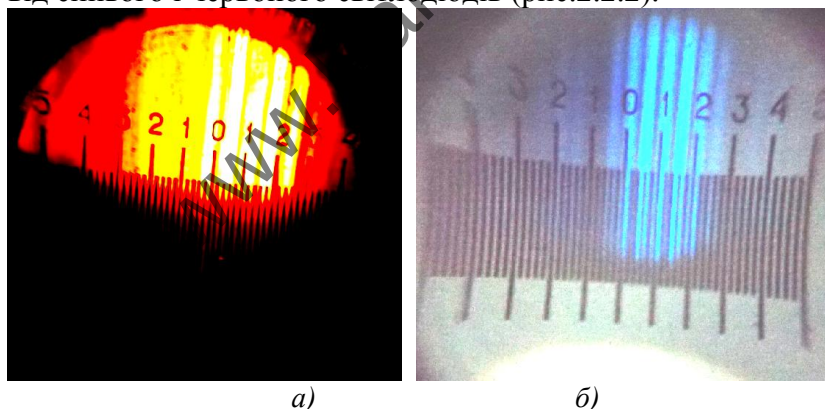


Рис.2.2.2 Зображення інтерференційної картини за допомогою інтерферометра Юнга при використанні червоного (а) та синього (б) світлодіодів

Висновки з дослідю: випромінювання світлодіодів за спектральним складом є майже монохроматичним.

Внаслідок цього зникають численні інтерференційні смуги (максимуми і мінімуми), що спостерігаються при використанні джерел випромінювання суцільного спектра. Інтерференційна картина стає монохроматичною і контрастною, а різна ширина інтерференційних смуг викликається, різними довжинами світлових хвиль у цих ділянках спектра.

Дослід 2 Спостереження дифракції світла на одиночній щілині

Обладнання: інтерферометр Юнга.

Встановити тест – об'єкт № 2 у нейтральне положення „центр”. Навести окуляр інтерферометра на різке бачення штрихів сітки. Встановити тест-об'єкт № 1 у положення „центр” (щілина пряма вузька) і зафіксувати. Направити інтерферометр вхідною щілиною на джерело випромінювання (Сонце, діапроектор, настільна лампа). Розглядаючи крізь окуляр сітка-екран, домогтися в полі зору темних і світлих смуг з кольоровою облямівкою. Це і буде дифракційна картина (рис.2.2.3).

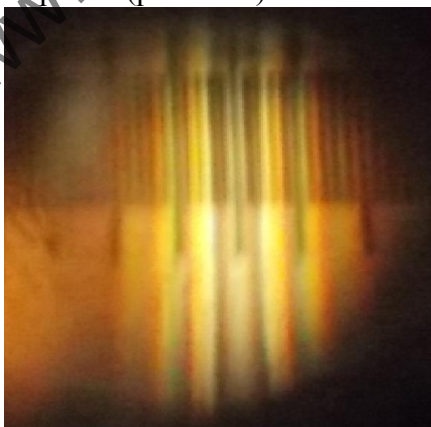


Рисунок 2.2.3

Висновки з досліджу: для білого світла видима дифракційна картина являє собою чергування кольорових смуг, як на краю так і в центрі. Повного потемніння немає: місця мінімумів для однієї довжини хвилі збігаються з положенням максимумів для іншої.

Встановити планку з тест – об'єктами в положенні „1” (щілина пряма вузька) і „центр” (щілина пряма широка). Навести окуляр на чітке зображення поділок сітки. Закріпити на перехідній втулці інтерферометра штатний освітлювач. По черзі включаючи, червоний і синій світлодіоди, спостерігати дифракційну картину на шкалі сітки окуляра інтерферометра. У полі зору спостерігаємо дифракційну картину „дифракція Френеля на щілині”, при цьому в якості тест – об'єкта слугує тонка щілина (замість класичної точкової діафрагми). У центрі дифракційної картини спостерігається широкий максимум (рис.2.2.4).

Ширина залежить від ширини щілини і довжини світлової хвилі. Чим вужче щілина тим ширше максимум, чим більше довжина світлової хвилі, тим більше дифракційний максимум. По обидві сторони від широкого дифракційного максимуму видні максимуми (мінімуми) 2-го, 3-го і т.д. дифракційних порядків, так як і при спостереженні зон Френеля на отворі.

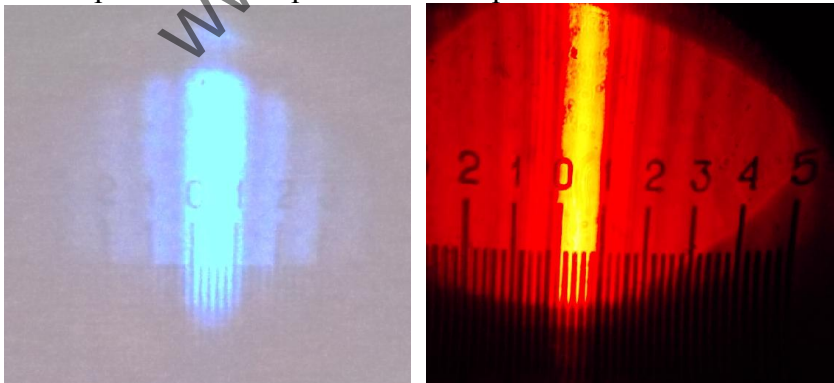


Рисунок 2.2.4

Висновок з досліджу: червоний і синій світлодіоди мають вузький спектральний інтервал випромінювання. Внаслідок цього зникають численні дифракційні смуги (максимуми і мінімуми) властиві видимій ділянці сонячного спектру. Картина стає майже монохроматичною та контрастною.

Дослід 3 Спостереження інтерференції на біпризмі Френеля

Обладнання: інтерферометр Юнга.

Інтерференційну картину на біпризмі Френеля звичайно спостерігають при паралельному лазерному пучку в проходящому світлі. Інтерферометр Юнга дозволяє спостерігати інтерференційну картину без застосування когерентного і монохроматичного лазерного випромінювання. Роль квазімонохроматичних випромінювачів виконують звичайні світлодіоди. „Квазі-когерентність” забезпечують перша (вхідна щілина інтерферометра) і друга – вузька щілина тест-об'єкта № 1. У результаті спостерігається чітка інтерференційна картина на біпризмі Френеля (тест-об'єкта № 2). При цьому, друга вузька щілина (тест-об'єкт № 2) виконує роль просторової фільтрації пучка, очищає його від оптичного „бруду” і забезпечує високу якість інтерференційної картини на біпризмі Френеля.

Виставити першу планку з тест-об'єктами №1 у положення „центр” (вузька щілина 0,06 мм). У полі зору спостерігається широкий дифракційний перший максимум, очищений від оптичного „бруду”. Тепер варто ввести в прорізь світлового вікна планку з тест-об'єктами № 2 у положення „біпризма”. В області перетинання хвильових фронтів видні контрастні інтерференційні смуги, паралельні

ребру біпризми. Неважко помітити, що смуги не локалізовані в просторі.

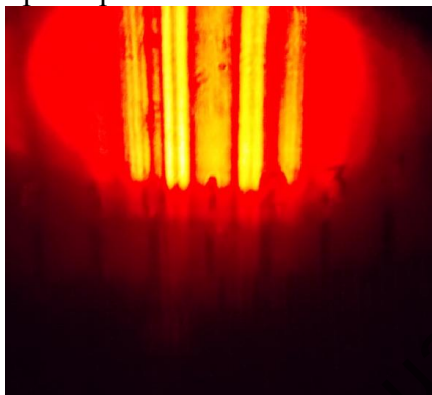


Рисунок 2.2.5

Щоб переконатися, досить переставити тест-об'єкт № 2 уздовж напрямку поширення світлового пучка – контрастність смуг не змінюється (рис.2.2.5).

Дослід 4 Спостереження плями Пуассона

Обладнання: інтерферометр Юнга.

Виставити інтерферометр Юнга в режим просторової фільтрації світлового пучка. Як уже з'ясували вище – не тільки лазерний пучок можна очистити від дифракційних картинок та пилу. Отже, скористаємося очищеним дифракційним максимумом на „вузькій щілині” тест-об'єкту №1.

Позиціонувати тест-об'єкт № 2 у положення „2” (екран вузький). В окуляр інтерферометра на тлі широкого дифракційного максимуму від тест-об'єкта № 1 спостерігають дифракцію на „нитці” (рис.2.2.6).

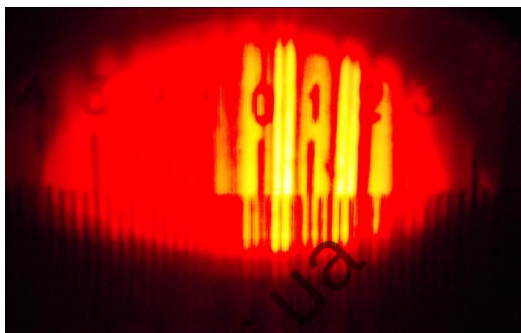


Рисунок 2.2.6

Дифракційна картина являє собою прямі чорні і білі смуги, паралельні краям екрана. Для будь-якого екрана вузького (нитки) у центрі геометричної тіні знаходиться максимум інтенсивності (пляма Пуассона).

Дослід 5 Спостереження багатопроменевої інтерференції при використанні інтерферометра Фабрі-Перо

Обладнання: джерело світла (лазер), інтерферометр Фабрі-Перо, екран.

Встановити в паралельний лазерний пучок інтерферометр Фабрі-Перо. На екранах, встановлених у відбитому і проходящому пучках світла, спостерігають картину кільцеподібних концентричних інтерференційних смуг. У відмінність того, що спостерігалось раніше на плоскопаралельній пластинці (ППП), кільцеподібні смуги (максимуми і мінімуми) мають різну ширину. У відбитому світлі кільця з мінімальною освітленістю значно ширше (у

кілька разів) кілець, що відносяться до максимумів і, навпаки, проходящому світлі (рис.2.2.7).

На плоскопаралельній пластинці інтерференційна картина в проходящому світлі не була видна зовсім. Справа в тім, що на ППП спостерігається двопроменева інтерференція: дві світлових хвилі, відбиті паралельними сторонами скрізь в області, де вони перетиналися, давали інтерференційну картину. Амплітуди обох фронтів приблизно рівні, а інтенсивність кожного відбитого пучка складає 4-5 % від інтенсивності падаючої хвилі. Тому в проходящому світлі, на тлі 95-96 % інтенсивності, що пройшла крізь пластинку, інтерференційна картина і не спостерігається.



Рисунок 2.2.7

На інтерферометрі Фабрі має місце багатопроменева інтерференція. Підкладкою інтерферометра Фабрі-Перо є плоскопаралельна пластинка (ППП) з поверхнями високої якості і мінімальної клиновидності (не більш 5 кут.секунд).

На обох сторонах підкладки ППП нанесене світлоподільне інтерференційне покриття: дзеркало з відображенням 96 %. Світлові промені, потрапляючи всередину плоскопаралельної пластинки (4%), випробують

багаторазове відображення на її поверхнях всередині пластинки, тобто в склі.

При цьому по обидві сторони підкладки назовні виходять численні промені, ослаблені за інтенсивністю і зміщені за фазою. Різниця фаз визначається довжиною оптичного шляху, пройденого всередині скла.

Результатом багатопроменевої інтерференції є багаторазове посилення інтенсивності в максимумах і значне звуження їхньої ширини.

Дослід 6 Модель інтерферометра Фабрі-Перро

Обладнання: два напівпрозорі дзеркала, набір смужок паперу різної товщини, дві смужки скла шириною 1-2 см, 4 прищіпки для білизни, джерело світла.

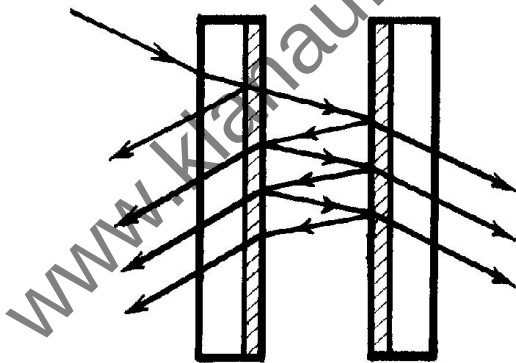


Рисунок 2.2.8

Два напівпосріблені дзеркала складаємо посрібленими частинами до середини (рис. 2.2.8). Між ними по краях розміщуємо смужки скла шириною 1-2 см. Таким способом досягаємо паралельності дзеркал. Дзеркала стискаємо прищіпками.

Дослід 7 Інтерферомент Башкатова-Огороднікова

Обладнання: УПА, столик на стрижні, інтерферометр Башкатова-Огороднікова, лінза N1, фізичний штатив.

Інтерферометр Башкатова-Огороднікова складається за такою методикою. Кінці скоби підводимо під столик УПА, рис.2.2.9.

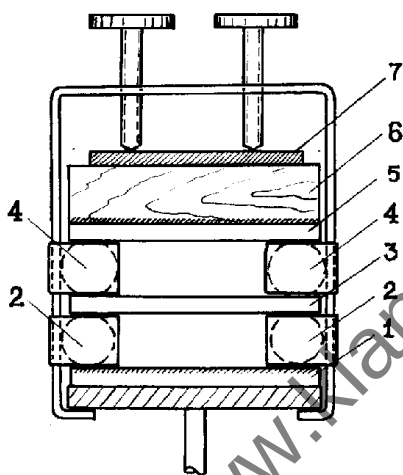


Рисунок 2.2.9

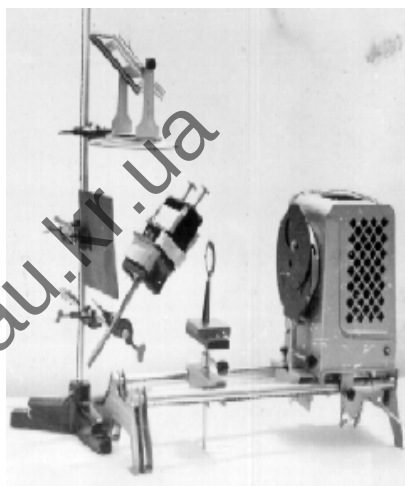


Рисунок 2.2.10

На поверхню столика кладемо дзеркало 1 із зовнішнім покриттям (100x70 мм). Дві касети 2 накладаємо на поверхню дзеркал, зачепивши виступами бокові сторони скоби. Плоскопаралельну скляну пластинку 3, вирізану з вітринного скла (100x70 мм), поміщаємо зверху касет.

Мікрометром попередньо перевіряємо товщину скла в різних місцях. Різниця товщини не повинна перевищувати 0,1 мм. Потім на скляну пластинку кладемо ще одну пару касет 4, які накриваємо дзеркалом (100x50 мм) з внутрішнім покриттям 5, дерев'яним бруском 6 та сталюю

пластинкою 7. Гвинтами скріплюємо всі деталі інтерферометра. В цьому випадку маємо дві системи інтерферометра Жамена. Стрижень столика закріплюємо в фізичному штативі.

З УПА знімаємо конденсор і замість нього ставимо дискову діафрагму діаметром 10 мм. На відстані 20 см від діафрагми ставимо лінзу N1. Універсальний штатив з інтерферометром, рис. 2.2.10 розташовуємо на відстані 35-40 см від діафрагми.

Площина дзеркал інтерферометра повинна становити кут в межах 60^0 з горизонтальною площиною. Пучок світла спрямовуємо на скляну пластинку 3, рис. 2.2.9, де він заломлюється і попадає на верхнє дзеркало, рис. 2.2.11.

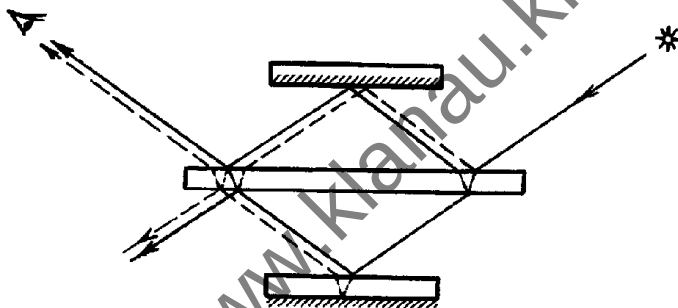


Рисунок 2.2.11

Після відбивання і повторного заломлення в пластинці 3 він попадає на екран (хід інших променів не розглядається). Стороннє світло перекриваємо картонними екранами, які закріплюємо в фізичному штативі.

Настроювання системи проводимо в такій послідовності. Між діафрагмою та інтерферометром ставимо матове скло з набору з геометричної оптики. Дивимось через нього з боку екрана, переміщуючи штатив, добиваємось, щоб пучок світла падав на ту ділянку скляної пластинки, яка дає найчіткішу інтерференційну картину.

Для досягнення цієї мети змінюється також кут нахилу дзеркала інтерферометра та натиск гвинтів.

Потім, замість матового скла ставимо лінзу N 1. Переміщаємо її вздовж головної оптичної осі УПА досягаємо найкращої інтерференційної картини, рис. 2.2.12.

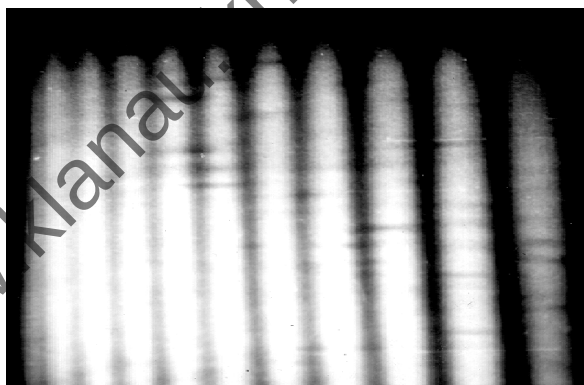
З інтерферометром проводимо наступні досліді:

1 Спостерігаємо інтерференційну картину в білому та монохроматичному світлі.

2 Досліджуємо залежність показника заломлення повітря від температури.

3 Досліджуємо залежність показника заломлення середовища між дзеркалами від його складу.

Рисунок 2.2.12



Дослід 8 Модель інтерференційної схеми Брюстера

Обладнання: УПА, інтерферометр Брюстера, фізичний штатив, паперові екрани.

Інтерферометр (рис. 2.2.13,а), складається з двох скляних пластинок 1 та 3 розміщених паралельно.

Для цього між ними вставляємо скляну пластинку 2. Через пластинку 1 та 3 розглядаємо джерело світла при певному нахилі інтерферометра.

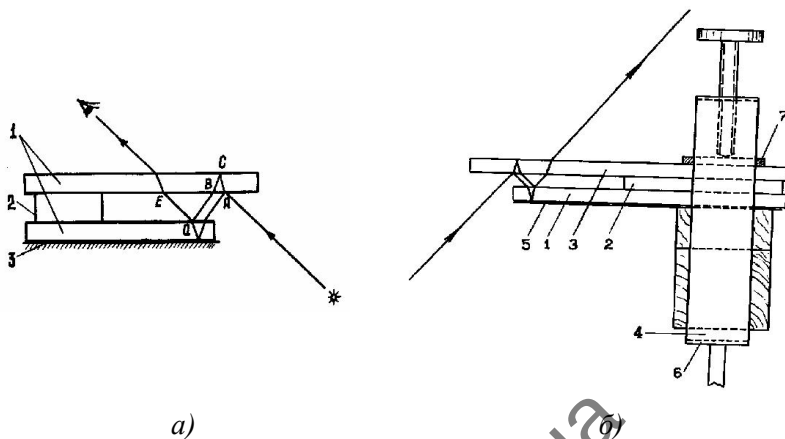


Рисунок 2.2.13

Бачимо інтерференційну картину. Скляні пластинки 1 та 3 вирізаємо з кусків вітринного скла (150 x 100 мм). Інтерферометр складається з таких частин: кінці скоби 6 (рис.2.2.13,б), підводимо під столик УПА.

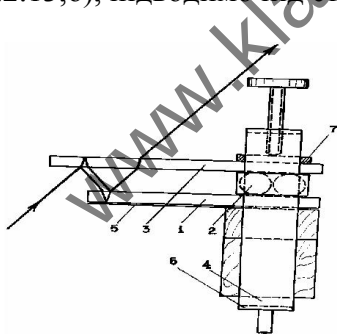


Рисунок 2.2.14

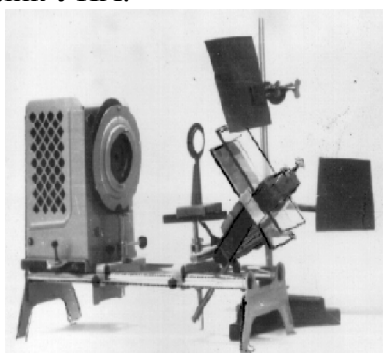


Рисунок 2.2.15

На поверхню столика кладуть два дерев'яні бруски (товстий і тонкий). Тонкий брусок накриваємо смужкою чорного паперу 5. На нього послідовно кладемо скляні

пластинки 1, 2, 3. Верхня пластинка 3 повинна виступати за край чорного паперу 5 на 1,5 - 2 см. На неї накладається металева пластинка 7 і притискується гвинтами. Замість скляної пластинки 2 можна використати касети (рис. 2.2.14).

Щоб настроїти інтерферометр, скляні пластинки ставимо під кутом близьким до 45° до лінії зору. Світло від люмінесцентної лампи чи від вікна повинно падати на виступаючу частину пластинки 3. Спостерігаємо кілька зображень джерела світла. На фоні першого з них повинна проглядатись інтерференційна картина. Цього досягають зміною ступеня тиску на пластинки гвинтами або відносною зміною положення пластинок 1 та 3 (щоб забезпечити точнішу паралельність верхньої та нижньої пластинок). В муфті фізичного штатива горизонтально затискуємо короткий стержень, на кінці якого під кутом близьким до 45° до горизонтальної лінії кріпимо стержень столика. З конденсора УПА забираємо одну лінзу. На її місце ставимо діафрагму ($d=10$ мм). На відстані 8-10 см від діафрагми на лаві проєкційного ліхтаря розміщуємо лінзу N1. Універсальний фізичний штатив з закріпленням на ньому інтерферометром ставимо на відстані близько 15 см від діафрагми, рис. 2.2.15.

На вертикальному стрижні штатива закріплюємо два паперові чорні екрани, які перекривають пучки світла, що засвічують інтерференційну картину на екрані. Після вмикання УПА пучок світла, пройшовши через отвір діафрагми і лінзу N1, повинен падати на виступаючий кінець верхньої скляної пластинки. Частину світла перекриваємо верхнім паперовим екраном, щоб запобігти засвічуванню інтерференційної картини. Відбитий пучок світла падає на нижню пластинку, відбивається від неї, проходить через верхню пластинку, падає на екран і дає інтерференційну картину (рис.2.2.16). В разі відсутності картини, слід змінити натиск гвинтів, кут нахилу приладу,

місце падіння променя на скляні пластинки або налагодити паралельність скляних пластин.

Рисунок 2.2.16



- 3 приладом можна проробити такі досліді:
- 1 Побудова зображень у плоскому дзеркалі.
- 2 Визначення показника заломлення рідини.
- 3 Визначення показника заломлення світла в рідині.

Дослід 9 Перевірка якості поверхні скла

Обладнання: УПА, саморобний інтерферометр для перевірки якості скляної поверхні, плоскопаралельна пластинка, тонке скло.

Саморобний інтерферометр виготовляємо з простого шкільного обладнання. Загальний вигляд установки показано на рис. 2.2.17. Корпус (рис. 2.2.18), виготовляємо з тонкої дошки (товщина 5-6 мм) або фанери.

В стінці з боку освітлювача прорізаємо круглий отвір діаметром 30-40 мм. Через нього світловий промінь входить в середину приладу. З протилежної частини стінки прорізаємо щілину для кріплення лінзи N1 з лабораторного набору для геометричної оптики. Лінза використовується з оправою без основи. Оправу кріпимо гвинтом з гайкою.

Гвинт не дає можливості лінзі обертатись, фіксуючи її положення. В отвір діаметром 8-9 мм, зроблений в задній стінці вставляємо стрижень. Кінець стержня розрізаємо і в проріз вставляємо скляну пластинку.

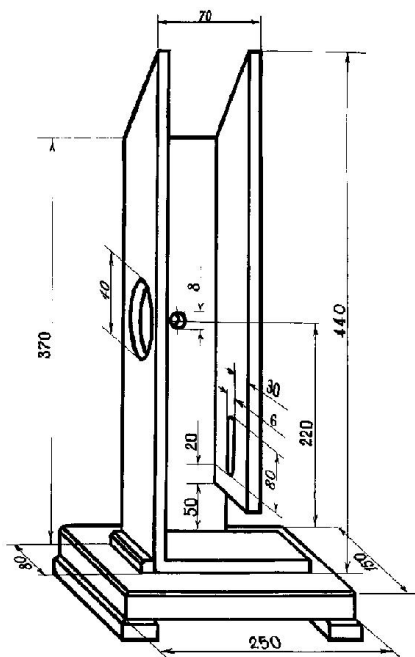


Рисунок 2.2.17

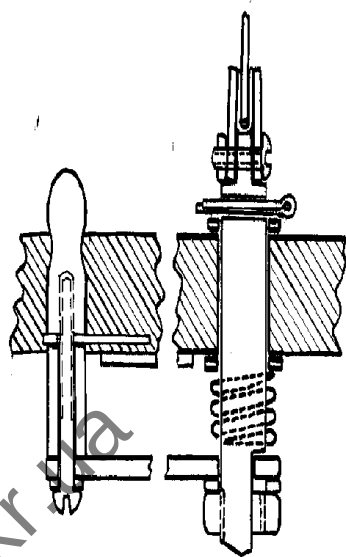


Рисунок 2.2.18

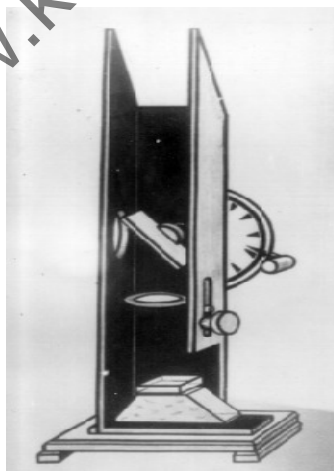
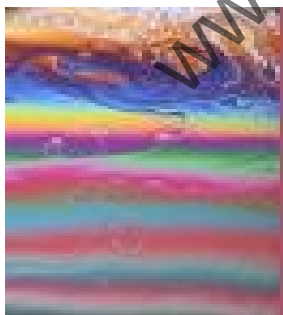


Рисунок 2.2.19

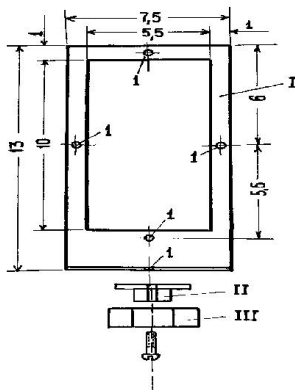
Місце дотику пластинки та прорізу стрижня змащуємо клеєм БФ-2. З іншої сторони на стержень поміщаємо спіральну пружину і рукоятку, вирізану з жерсті товщиною 1,5 мм, (рис. 2.2.19).

Рукоятку та стрілку кріпимо до стрижня гайкою. Під рукояткою приклеюємо транспорир. Стрілка та транспорир дають змогу визначати кут падіння світлового променя на скляну пластинку. Верхня частина бокових стінок корпусу зрізана під кутом 45^0 . На утворений зріз кладемо кусок білого картону. Він служить екраном при індивідуальному спостереженні. В демонстраційному варіанті інтерференційну картину спостерігаємо на стелі. Її можна повернути на вертикальний екран дзеркалом.

Передня стінка відкрита, що дає змогу бачити всі деталі приладу та забезпечує зручність в його налагодженні. Підготовка приладу до роботи проводимо в такій послідовності. Світло від УПА відбивається від пластинки 1 і проходить через лінзу 2 потрапляє на пластинку 3. Потім на освітлену поверхню пластинки 3 кладемо скло 1 і легко стискаємо їх. Пересуваючи лінзу N1 вздовж прорізу, добиваємось на екрані чіткої інтерференційної картини.



а)



б)

Рисунок 2.2.20

Плоскопаралельна пластинка є еталонним склом, а кусок тонкого досліджуваний зразок. Між цими поверхнями утворюється тонкий повітряний клин. В результаті відбивання світла від поверхонь виникає два когерентних пучка світла, які знову проходять через пластинку 1 і потрапляють на екран 5. Якщо перевіряюча поверхня має високу якість обробки, то інтерференційна картина матиме вигляд сукупності прямих смуг, які паралельні ребру повітряного клина. Якщо поверхня скла погано оброблена, то інтерференційні смуги викривляються (рис.2.2.20).

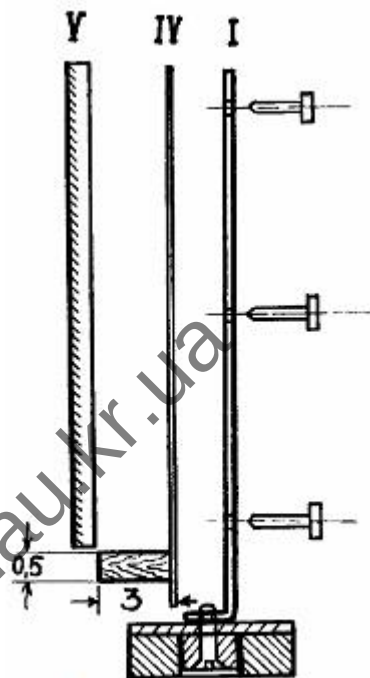


Рисунок 2.2.21

Демонструємо такі досліди:

- 1 Спостереження інтерференцій в білому світлі.
- 2 Спостереження інтерференції в монохроматичному світлі.
- 3 Зміщення інтерференційних смуг при зміні температури середовища між склом і пластинкою.
- 4 Контроль за якістю поверхні.
- 5 Визначення швидкості світла в склі.
- 6 Спостереження залежності ширини інтерференційних смуг від товщини клина.

Можливості інтерферометрів можна розширити. Для цього виготовляємо додаткове обладнання. Вирізаємо

дзеркала та скляні пластинки (по 5 кожної) розмірами 14x5 см. З листового металу товщиною 1,5x3 мм виготовляємо 5 підставок (під дзеркала та скляні пластинки) на рис.2.2.21.

В нижній частині підставки 1 загинаємо під прямим кутом плоску шириною 1 см. Посередині згину, а також в точках 1 просвердлюємо отвори діаметром 2,5 мм і нарізаємо різьбу М3. Відігнутою частиною підставку кріпимо до кільцевого керамічного магніту ІІІ (діаметром 35 мм від гучномовців). В середину магніту вставляємо втулку ІІ з отвором для гвинта, змастивши попередньо бічну поверхню втулки клеєм типу БФ-2, Суперцемент, АГО. Можна використати магніти з набору статички з магнітними тримачами. В цьому випадку потреба у втулках відпадає. В двох пластмасових підставках, призначених для скляних пластин, вирізаємо вікна 5,5x10 см. З гетінаксу чи іншого цупкого матеріалу вирізаємо п'ять прокладок ІV за розміром дзеркал 12x7,5 см. В двох з них вирізаємо вікна 5,5x10 см. Біля нижнього краю вікон по всій ширині прокладки приклеюємо тоненькі дерев'яні планочки 3, які виступають на 3 см. Спочатку на підставку І накладаємо прокладку ІV, потім дзеркало чи скляну пластинку V. Всі три деталі зверху та знизу стискаємо резиновими кільцями від велосипедної камери (ширина кілець 5-7 мм). З протилежної сторони в отвори з різьбою загвинчуємо гвинт М3 довжиною 1-1,5 см заточений під конус. Цим гвинтом проводиться точна установка дзеркал в оптичних дослідах. Дзеркала з зовнішнім покриттям виготовляємо самостійно, змивши з тильної сторони спиртом, ацетоном чи іншим розчинником фарбу. Можна скористатись дзеркалами від УПА чи епідіаскопа.

Дві скляні пластинки вирізаємо з одного куска вітринного скла товщиною не менше 6 мм. Дзеркала та скляні пластинки мають розміри 12x7,5 см. Екрани розмірами 4x12 см вирізаємо з цупкого картону та

зафарбовуємо чорною тушшю. Дерев'яну рейку, довжиною 13 см та перерізом 1x1 см, приклеюємо до екрана і вставляємо в отвір керамічного магніту. Аналогічно виготовляємо білий екран розмірами 15x20 см. Краще його виготовити з пластика чи оргскла та зафарбувати водоемульсійною фарбою. Після висихання на поверхню фарби тушшю нанести міліметрову сітку. Кювету виготовляємо з приладу „вогниво повітряне” (рис.2.2.22).

Відрізаємо нижню частину приладу, щоб одержати пустотілий циліндр. В його торцях просвердлюємо по два отвори 1 діаметром 2,5 мм глибиною 1,5 см. Потім нарізаємо різьбу М3. По конфігурації торців вирізаємо резинові прокладки 2 і такі ж металеві шайби 3. Одержані отвори закриваємо скляними полосками розмірами 2x4 см вирізаними з відмітої від фотоемльсії фотопластинки 4.

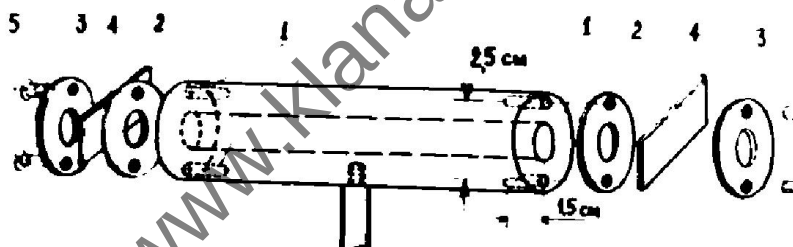


Рисунок 2.2.22

Всі деталі стискаємо гвинтами 5. Кювету можна виготовити з приладу для демонстрації ламінарного і турбулентного руху рідин чи циліндричної скляної трубки.

Виготовлені деталі набору кріпимо на мірній слюсарній плиті. На плиті доцільно мати міліметрову сітку з стороною квадрата 2 см. З типового обладнання використовуємо газовий лазер ЛГ 209, лінза N1 3 шт, бруски підставки (12,5x25x50 см) 2 шт.

Дослід 10 Інтерферометр Жамена

Обладнання: набір дзеркал, скляних пластинок та екранів на керамічних підставках, лазер ЛГ 209, лінза N 1 – 3 шт, мірна плита, бруски-підставки – 2 шт, циліндрична кювета, лінза N3.

Поблизу мірної слюсарної плити, яка лежить на брусках підставках, ставимо лазер ЛГ 209 на оптичній лаві 1, рис.2.2.23.

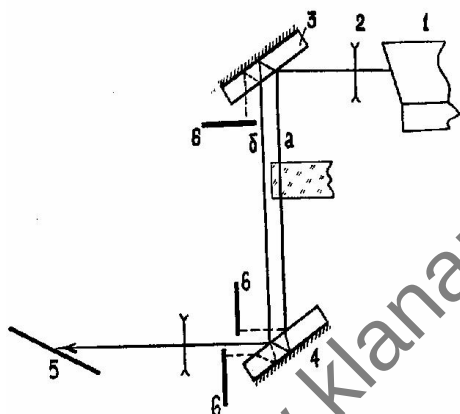


Рисунок 2.2.23



Рисунок 2.2.24

Світловий промінь повинен проходити паралельно плиті на висоті 10 см над нею. Ця відстань відповідає оптичному центру лінзи N3. Розширений промінь падає на дзеркало з внутрішнім покриттям 3 під кутом 45^0 , відбивається від внутрішньої та зовнішньої поверхонь і попадає на інше таке ж дзеркало 4. Промінь *б*, відбитий від внутрішньої поверхні, і промінь *а*, відбитий від зовнішньої поверхні, складаються в один на дзеркалі 4 з допомогою лінзи N 3. На екрані 5 одержуємо чітку інтерференційну картину з світлих та темних смуг (рис.2.2.24). Маємо варіант моделі інтерферометра Жамена.

Багаторазово заломлені та відбиті промені (на малюнку показані пунктиром) перекриваються чорними екранами 6. Налагодження інтерферометра проводимо з використанням міліметрової сітки нанесеної на мірну плиту. Точна орієнтація дзеркал та скляних пластинок здійснюється з допомогою гвинтів, що знаходяться з тильного боку підставок.

Дослід 11 Визначення показника заломлення скла та рідин

Обладнання: інтерферометр Жамена з лазером, плоскопаралельна пластинка.

За конденсором УПА кріпимо розсувну щілину, а в кінці оптичної лави об'єktiv (рис. 2.2.25).

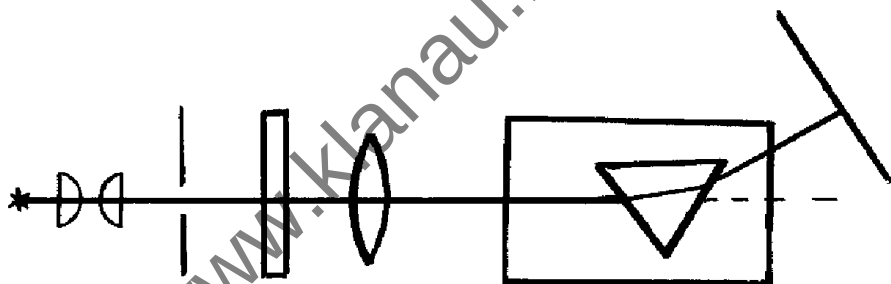


Рисунок 2.2.25

На шляху променя ставимо плоскопаралельну пластинку. На екрані спостерігаємо дві інтерференційні картини, які відрізняються шириною інтерференційних смуг. Екран ставимо під таким кутом, щоб з допомогою міліметрової сітки можна було визначити ширину максимумів чи мінімумів в кожній частині інтерференційної картини. Знаючи показник заломлення одного з середовищ (повітря чи скла), можна визначити показник заломлення іншого $l(nw)=m$, де l - товщина скла, m - зміщення полоси,

n - та w - показники заломлення середовищ. Аналогічно визначаємо показник заломлення рідини. Для цього один з пучків світла повинен пройти через кювету спочатку без рідини, а потім з певною рідиною.

Дослід 12 Модель інтерферометра Рождественського

Обладнання: лазер ЛГ 209, скляна пластинка 2 шт., дзеркало з зовнішнім покриттям 2 шт., лінза N3, настільний екран, паперові екрани 3 шт.

Установку збираємо за схемою, рис. 2.2.26, де 1 лазер, 2 скляна пластинка, 3 дзеркала з зовнішнім покриттям, 4 лінза, 5 настільний екран, 6 паперові екрани.

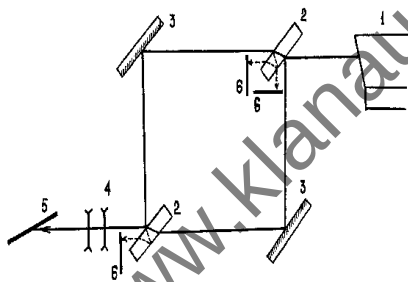


Рисунок 2.2. 26



Рисунок 2.2.27

Лазер ЛГ 209 поміщаємо на оптичній лаві. На відстані 10 см від лазера на мірній плиті кріпимо решту деталей установки. Промінь попадає на скляну пластинку і роздвоюється. Верхня його частина попадає на одне дзеркало з зовнішнім покриттям, а нижня на інше. Після цього промені направляємо на скляну пластинку 2. Дзеркала та пластинки розташовуємо так, щоб на виході промені накладалися і були паралельними. Лінзою 4

розширюємо одержану інтерференційну картину (рис.2.2.27). Відстань між скляними пластинками та дзеркалами складає 10-20 см. Паперовими екранами перекриваємо додаткові промені, які можуть засвітити або спотворити інтерференційну картину.

В цілому інтерферометр нагадує схему інтерферометра Жамена, але в даному випадку промені розводяться на порівняно великій відстані. Дана обставина розширює межі застосування приладу. Після одержання на екрані інтерференційної картини доцільно виконати такі завдання:

1 Спостереження зміщення смуг інтерференції в потоці нагрітого повітря. Для цього під одним з променів ставимо запалену спиртівку.

2 Спостереження зміщення смуг в парах ефіру. В кювету наливаємо декілька краплин ефіру і підставляємо її під один з променів.

3 Зміщення смуг в парах спирту. В кювету наливаємо деяку частину спирту та підставляємо під один з променів.

4 Визначення показника заломлення рідин. В кювету наливаємо певної рідини і поміщаємо її на шляху одного з променів. Показник заломлення буде рівним відношенню числа інтерференційних смуг при відсутності в кюветі рідини і при її наявності.

Дослід 13 Модель інтерферометра Майкельсона-Лінніка

Обладнання: екран, лазер ЛГ 209, лінза N3, паперові чорні екрани, дзеркало з зовнішнім покриттям 3 шт, скляна пластинка.

Модель інтерферометра Майкельсона-Лінніка складаємо за схемою (рис.28).

В інтерферометрі Майкельсона відсутнє дзеркало 4, якість якого перевіряємо. Лазер 1 розташовуємо на оптичній лаві, а деталі установки на мірній плиті. На відстані 10-15 см від лазера ставимо скляну пластинку 2 під кутом 45 градусів до променя. Дзеркала 3 знаходяться на відстані 15-20 см від скляної пластинки. Дзеркало 4 ставимо безпосередньо біля скляної пластинки. Додаткові промені перекриваємо чорними паперовими екранами 6. Лінзою 7 зводимо промені на дзеркало 4, якість якого перевіряється.

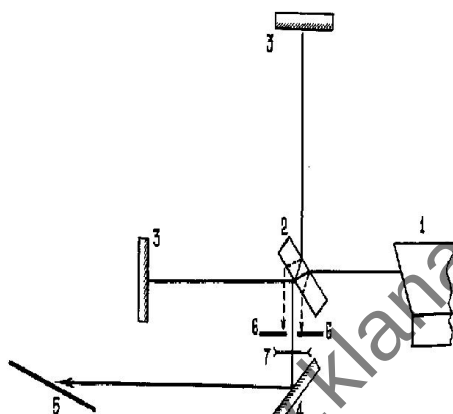


Рисунок 2.2.28

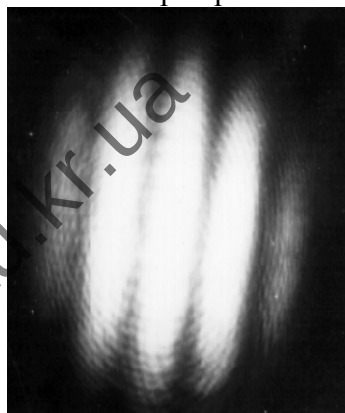


Рисунок 2.2.29

На екрані 5 одержуємо інтерференційну картину. Настроювання установки здійснюємо за такою методикою:

1 Спочатку на екрані добиваємось зображення променя від одного дзеркала 3. Після цього перекриваємо промінь, що попадає на дане дзеркало, і ставимо друге дзеркало 3 знову на екрані з'являється світла пляма.

2 Потім відкриваємо перше дзеркало 3 і, змінюючи кут падіння променя на дзеркала та пластинку, добиваємось на екрані інтерференційної картини (рис.2.2.29).

В установці промені розведені на достатньо великій відстані. Це дає можливість на шляху одного з них змінювати оптичну густину середовища і визначати показник заломлення та досліджувати дане середовище. Зокрема, під один з променів ставимо спиртівку. При цьому інтерференційні смуги змістяться. Аналогічний результат одержимо з парами ефіру, спирту. На шляху променів можна ставити кювету заповнену різними прозорими рідинами, або розташовувати тверді прозорі тіла.

Дослід 14 Моделювання інтерферометра Майкельсона-Лінніка

Обладнання: лазер на оптичній лаві, дзеркало з зовнішнім покриттям 3 шт., лінза N 3 2 шт, призма крон чи флінт, настільний екран, чорні паперові екрани.

З допомогою моделі інтерферометра Майкельсона-Лінніка (рис.2.2.30), можна досить точно (в кількісному вираженні) визначити глибину нерівностей дзеркала 4.

На мірній плиті ставимо три дзеркала з зовнішнім покриттям 4 та 5. Резиновим кільцем від велосипедної камери до дзеркала 4 притискуємо призму „флінт” чи „крон”. Промінь від лазера 1 розширюється лінзою 2 і попадає на призму 3. Після заломлення та відбивання світла від досліджуваної дзеркальної поверхні та поверхні призми, одержуємо два промені, які накладаються та інтерферують (рис. 2.2.31). Нерівності на дзеркалі 4 приведуть до зміщення інтерференційних смуг. Глибина нерівності в половину довжини світлової хвилі дає зміщення ширини однієї смуги. Якщо спостерігається зміщення на n смуг, то глибина нерівностей буде рівна n півхвиль.

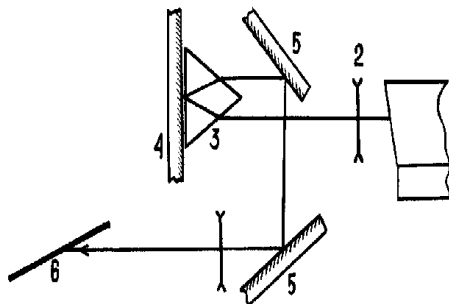


Рисунок 2.2.30



Рисунок 2.2.31

2.2.2 Фронтальні експеримент при використанні інтерферометрів

З дерева виготовляємо робочий столик, рис. 2.2.32. Він складається з двох опорних брусків: товщого (150x100x150мм) та тоншого (150x100x20 мм). На поверхню опорного бруска 1 кладемо планку 2 (150x70x20 мм) і прибиваємо її цвяхами.

На прибиту планку накладаємо брусок 3 і теж прибиваємо цвяхами. Між брусками по обидві сторони одержали пази для кріплення виступів скоби, рис. 2.2.33, рис. 2.2.34.

Скоба виготовляється з смужки заліза [70]. В комплект входить 4 касети, дерев'яні прокладки розмірами 90x40x20 мм та 90x40x20 мм і металева прокладка (90x40x2 мм). Дзеркала з зовнішнім покриттям виготовляємо з побутового дзеркала, змивши ацетоном чи спиртом покритий фарбою шар металевого дзеркала.

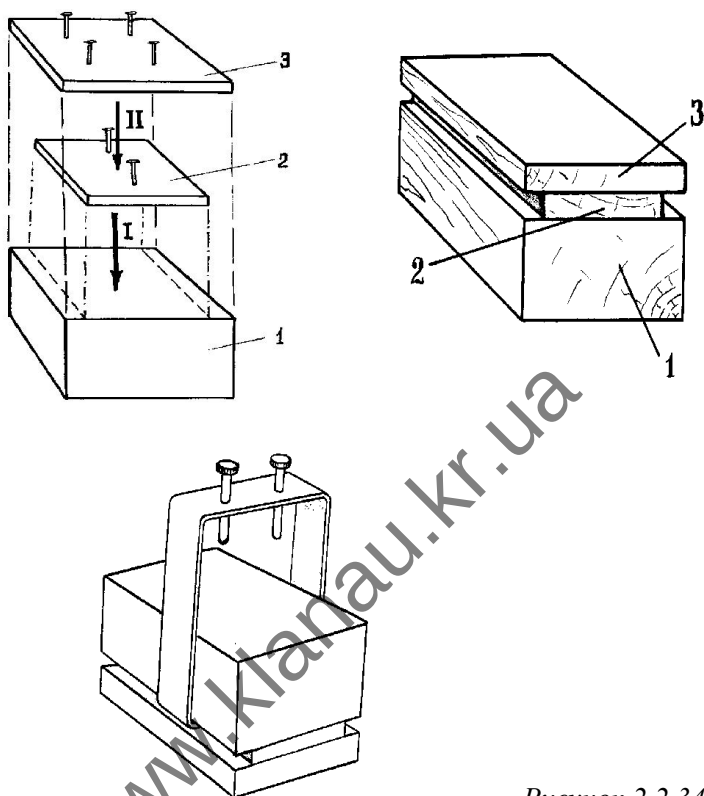


Рисунок 2.2.34

Дослід 15 Інтерференційна схема Жамена

Обладнання: модель інтерферометра Жамена, маловольтна лампочка на підставці, матовий екран на підставці з набору для геометричної оптики, джерело струму на 4 В, вимикач, з'єднувальні провідники, спиртівка, мідний провідник довжиною 15-20 см і діаметром 12 мм, спирт, набір світлофільтрів, комбінований світлофільтр, резинова груша.

Складаємо установку відповідно до рис. 2.2.35.

Розімкнутими кінцями скобу заводимо в пази робочого столика товщим опорним бруском вверх. На поверхню столика кладемо смужку дзеркала (95x50 мм) з зовнішнім покриттям. По краях дзеркала ставимо касети. Зверху касети накриваємо дзеркалом з внутрішнім покриттям. Потім на дзеркало кладемо тоншу дерев'яну прокладку і залізну пластинку. Гвинтами, що закріплені у верхній частині скоби, складену систему скріплюємо. Так складається модель інтерферометра Жамена.

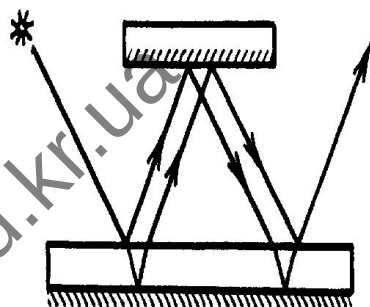
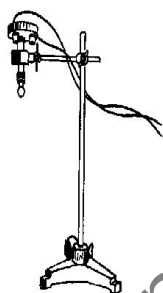
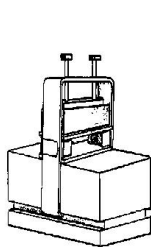


Рисунок 2.2.35

Рисунок 2.2.36

На учнівський стіл ставимо модель інтерферометра. За пристроєм поміщаємо універсальний фізичний штатив з маловольтною лампочкою в лапці. Балон лампочки розташовуємо на висоті 20 см над столом. Відстань від лампочки до краю нижнього дзеркала (по горизонталі) повинна становити 10-15 см. Промінь світла попадає на нижнє дзеркало, відбивається від нього до верхнього, ще раз відбивається від нижнього і попадає в око спостерігача, рис.2.2.36.

Спочатку спостерігач бачить в нижньому дзеркалі зображення грані верхнього дзеркала. Інтерференційна картина буде гарно проглядатись на ділянці нижнього

дзеркала від зображення цієї грані до ближчого від спостерігача краю, рис. 2.2.37.

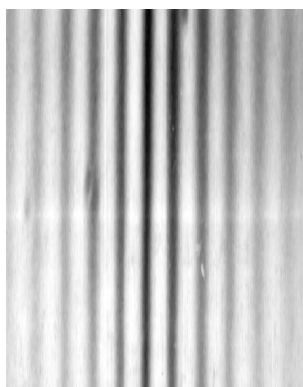


Рисунок 2.2.37

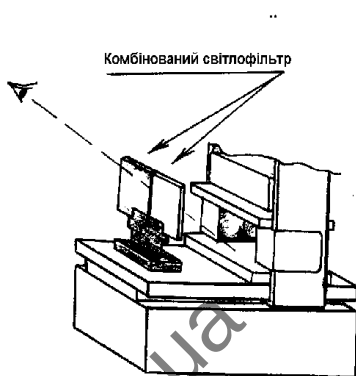


Рисунок 2.2.38

Після цього, між лампочкою та інтерферометром ставимо матовий екран. Якість картини значно покращується. Якщо інтерференційна картина не проглядається, то змінюємо натиск гвинтів на систему.

З описаним інтерферометром можна виконати такі завдання:

1 Спостереження інтерференції в монохроматичному світлі. Почергово розглядаємо інтерференційну картину через набір світлофільтрів і спостерігаємо темні та кольорові смуги.

2 Вивчення залежності ширини інтерференційних смуг від довжини хвилі. Інтерференційну картину розглядаємо через комбінований червоносиній світлофільтр, рис. 2.2.38, з набору для геометричної оптики. Бачимо ширші смуги в червоному світлі ніж в синьому.

3 Дослідження залежності коефіцієнта заломлення повітря від температури. Кінець дротинки довжиною 15-20

см та діаметром 2 мм нагріваємо на спиртівці і вводим в повітряний проміжок між поверхнями дзеркал. Спостерігаємо зміщення смуг інтерференції.

4 Порівняння коефіцієнтів заломлення повітря і парів спирту. В резинову грушу піпеткою наливаємо декілька краплин спирту. Потім наконечник груші вносимо в проміжок між дзеркал і натискуємо на її поверхню. Спостерігаємо зміщення смуг (в протилежну сторону ніж у випадку нагрівання).

Дослід 16 Інтерференційна схема Башкатова-Огороднікова-Попова

Обладнання: інтерференційна схема Башкатова-Огороднікова-Попова, маловольтна лампочка на підставці, джерело струму на 4 В, матовий екран з набору для геометричної оптики, спиртівка, мідна дротинка діаметром 2 мм, спирт, гумова груша.

Робочий столик ставимо тонким опорним бруском вверх, рис. 2.2.39.

В пази столика вводимо скобу і залишаємо її поблизу його кінця. На поверхню робочого столика поміщаємо дзеркало з внутрішнім покриттям (розмірами 100x75 мм). На його краях розташовуємо касети. Зверху касети накриваємо скляною пластинкою розмірами 100x150x6 мм. Її поверхня не повинна мати механічних дефектів. Така перевірка здійснюється мікрометром. Різниця в замірах не повинна перевищувати 0,1 мм. На поверхню скла ставимо другу пару касет і накриваємо їх дзеркалом з зовнішнім покриттям (95x50 мм). Потім послідовно накладаємо дерев'яну прокладку, металеву пластинку і стискуємо деталі гвинтами скоби. На вільну частину столика, рис.2.2.40, ставимо матове скло на підставці.

Верхній його край повинен в ньому зображення верхнього дзеркала. Переміщуючи голову вверхвниз, відшукуємо інтерференційну картину, рис. 2.2.41, має бути на 1,5-2 см вищим за маловольтну лампочку, закріплену в лапці фізичного штатива.

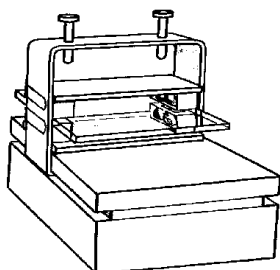


Рисунок 2.2.39

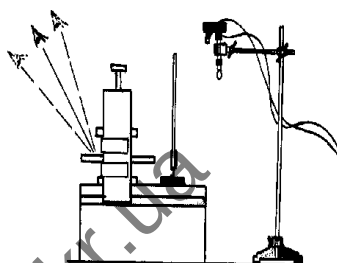


Рисунок 2.2.40

Дивимось на нижнє дзеркало через поверхню скляної пластинки і спостерігаємо картину.

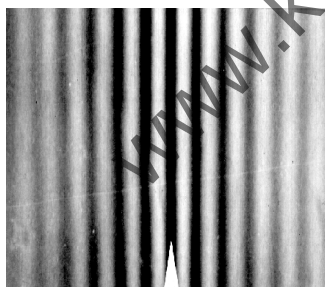


Рисунок 2.2.41

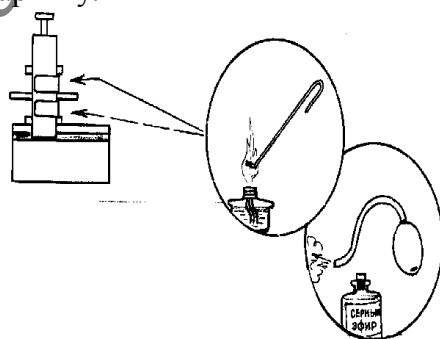


Рисунок 2.2.41, а

Якщо вона не проглядається, то слід змінити ступінь натиску гвинтів скоби на дзеркала. З інтерферометром можна вивчати: зміщення смуг в залежності від температури та складу середовища між дзеркалами,

(рис. 2.2.41,а), спостереження інтерференції в монохроматичному та білому світлі, дослідження якості поверхні скла тощо.

Дослід 17 Інтерференційна схема Брюстера

Обладнання: інтерференційна схема Брюстера, маловольтна лампочка на підставці, спитрівка, вимикач, з'єднувальні провідники, матовий екран на підставці, спирт.

Принципова схема інтерферометра подана на рис. 2.2.42.

З відмітої від емульсії фотопластини вирізаємо дві скляні пластинки 9×3 см та чотири пластинки 4×3 см. Ставимо робочий столик товщою частиною вверху. В пази поміщаємо кінці скоби і підводимо їх до середини столика. На поверхню столика кладемо тоншу дерев'яну прокладку. Покриваємо її куском чорного паперу. Потім послідовно накладаємо: пластинку 1 (кінець її повинен співпадати з краєм листа чорного паперу); тричотири коротких пластин 2; другу довшу пластину (висувається на 2 см по відношенню до нижньої); дерев'яну прокладку та металеву пластинку. Вся система стискається гвинтами скоби. Загальний вигляд установки подано на рис. 2.2.43.

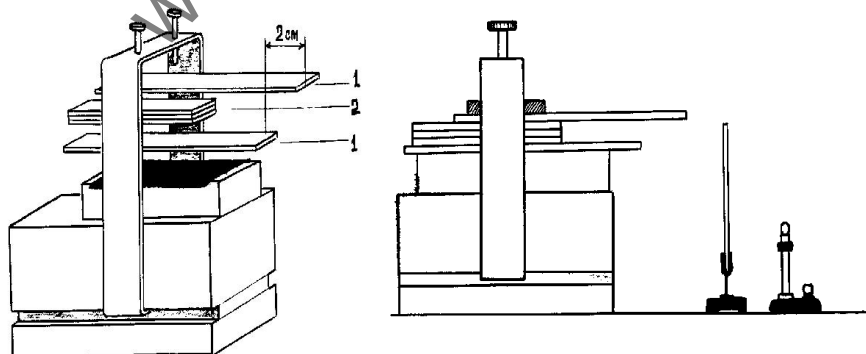


Рисунок 2.2.43

Підставку з маловольтною лампочкою розташовуємо на відстані 7-8 см від краю робочого столика. Вмикаємо електричну лампочку і дивимось на неї, рис. 2.2.44, через верхню скляну пластинку.

Переміщуємо око вниз так, щоб було видно декілька зображень лампочки. Потім між лампочкою та столиком ставимо матове скло. На місцідругого чи третього зображення лампочки спостерігаємо інтерференційну картину, рис. 2.2.45.

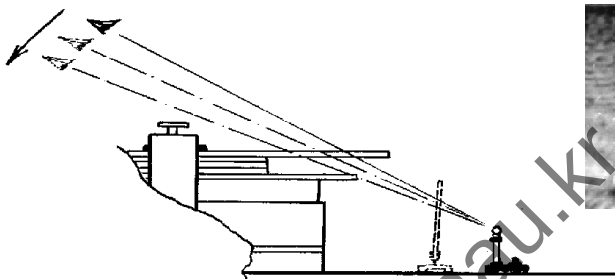


Рисунок 2.2.44



Рисунок 2.2.45

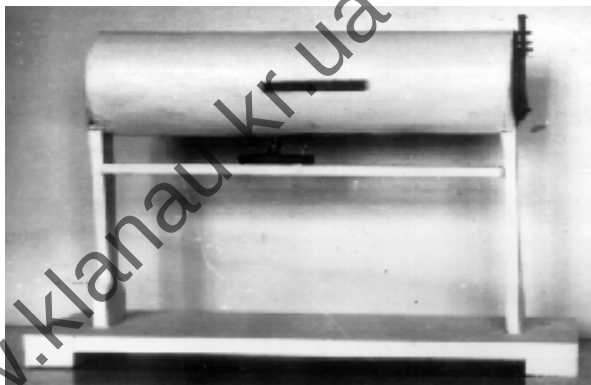
Якщо після установки матового скла інтерференційна картина не спостерігається, то слід змінити ступінь натиску гвинтів на пластини і дослід повторити. З приладом можна виконати наступні завдання: дослідити залежність показника заломлення від складу середовища між дзеркалами інтерферометра; спостерігати інтерференційну картину в білому та монохроматичному світлі; досліджувати залежність показника заломлення повітря від температури та залежність показника заломлення середовища між дзеркалами від його складу.

Дослід 18 Інтерферометр з біпризмою Френеля

Обладнання: саморобний інтерферометр, джерело світла.

З дерев'яних планочок перерізом 1×1 см та довжиною 50 см виготовляємо каркас, рис. 2.2.46. З однієї сторони каркаса кріпимо розсувну щілину від УПА, а з другої лінзу N1. На відстані 10-15 см від щілини жерстяними кутниками розташовуємо біпризму Френеля. Попередньо підбираємо такі відстані між деталями установки, щоб інтерференційна картина була чітка і яскрава. Каркас обтягуємо картоном, рис. 46. Напроти біпризми робимо отвір прямокутної форми, який можна закривати куском картону. З інтерферометром можна виконати такі досліді.

Рисунок 2.2.46



1 Спостереження інтерференційної картини в монохроматичному та білому світлі.

2 Дослідження впливу розмірів джерела світла на інтерференційну картину.

3 Дослідження умов виникнення інтерференційної картини.

4 Дослідження впливу середовища на інтерференційну картину.

5 Визначення показника заломлення світла в середовищі.

2.2.3 Лабораторні роботи фізичного практикуму з оптики

Лабораторна робота 1 Вимірювання довжини світлової хвилі за допомогою інтерферометра Юнга

Мета роботи: вивчення явища інтерференції світла; оцінити діапазон довжин хвиль видимого спектра; виміряти довжину хвилі синього і червоного світла; вивчити інтерферометр Юнга.

Обладнання: інтерферометр Юнга.

Короткі теоретичні відомості

Інтерференцією світла називається явище накладання двох або декількох когерентних світлових хвиль, у результаті якого відбувається перерозподіл інтенсивності світла в просторі.

Хвилі називаються **когерентними**, якщо вони мають однакову частоту та у точці накладання – постійну різницю фаз.

Отже, якщо хвилі когерентні, то спостерігається самоузгоджений хід у часі і просторі декількох хвильових процесів. Цю умову задовольняють **монохроматичні хвилі** – хвилі однієї строго визначеної частоти і постійної амплітуди. Оскільки ж одне реальне джерело не дає строго монохроматичного світла з постійною початковою фазою, то хвилі, що випромінюються будь-якими незалежними джерелами світла, завжди некогерентні.

Нехай дві когерентні монохроматичні світлові хвилі накладаються одна на одну в деякій точці простору. Перша хвиля викликає в цій точці гармонічні коливання

$$A_1 = A_{01} \cos(\omega t + \varphi_1), \quad (1.1)$$

а друга, відповідно

$$A_2 = A_{02} \cos(\omega t + \varphi_2) \quad (1.2)$$

Оскільки додаються два гармонійні коливання однакового періоду, що відбуваються в одному напрямку, то результуюче коливання буде також гармонійним з тим самим періодом і з тим самим напрямком, тобто

$$\hat{A} = \hat{A}_0 \cos(\omega t + \varphi) \quad (1.3)$$

Амплітуда E_0 цього коливання дорівнює:

$$E_0^2 = E_{01}^2 + E_{02}^2 + 2E_{01}E_{02} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1.4)$$

Оскільки хвилі когерентні, то $\cos(\varphi_2 - \varphi_1)$ має постійне в часі значення, тому інтенсивність результуючої хвилі ($I \approx E_0^2$):

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (1.5)$$

У точках простору, де $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) > 0$, $I > I_1 + I_2$, відповідно коли $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) < 0$, $I < I_1 + I_2$.

Отже, при накладанні двох когерентних світлових хвиль відбувається просторовий перерозподіл інтенсивності світла, внаслідок чого в одних місцях виникають максимуми, а в інших — мінімуми інтенсивності.

Для некогерентних хвиль різниця $\varphi_2 - \varphi_1$ неперервно змінюється, тому середнє в часі значення $\cos(\varphi_2 - \varphi_1) = 0$, інтенсивність результуючої хвилі скрізь однакова і при $I_1 = I_2$ дорівнює $2I_1$ (для некогерентних хвиль при даній умові в максимумах $I = 4I_1$, у мінімумах $I = 0$).

Для одержання світлових хвиль застосовують метод поділу хвилі, випромінюваної одним джерелом, що після проходження різних оптичних шляхів накладаються одна на одну і спостерігається інтерференційна картина.

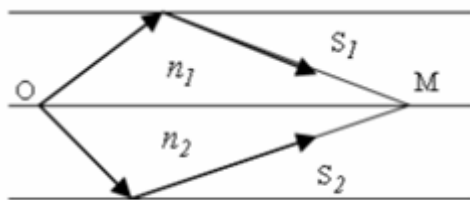


Рисунок 2.2.47

Нехай поділ на дві когерентні хвилі відбувається у визначеній точці O (рис.2.2.47). В точці M , в якій спостерігається інтерференційна картина, одна хвиля в середовищі з показником заломлення n_1 пройшла шлях S_1 , друга – у середовищі з показником заломлення n_2 – шлях S_2 . Якщо в точці O фаза коливань дорівнює ωt , то в точці M перша хвиля збудить коливання $A_1 \cos \omega(t - \frac{S_1}{v_1})$, друга хвиля – коливання $A_2 \cos \omega(t - \frac{S_2}{v_2})$, де $v_1 = \frac{c}{n_1}$, $v_2 = \frac{c}{n_2}$ – відповідно фазова швидкість першої і другої хвилі. Різниця фаз коливань, порушуваних хвилями в точці M , дорівнює

$$\delta = \omega \left(\frac{S_2}{v_2} - \frac{S_1}{v_1} \right) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (S_2 n_2 - S_1 n_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} (L_2 - L_1) = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta, \quad (1.6)$$

де $\frac{\omega}{c} = \frac{2\pi\nu}{c} = \frac{2\pi}{\lambda_0}$, а λ_0 – довжина хвилі у вакуумі.

Добуток геометричної довжини S шляхи світлової довжини в даному середовищі на показник n заломлення цього середовища називається **оптичною довжиною шляху** L , а $\Delta = L_2 - L_1$ – різниця оптичних довжин прохідних хвилями шляхів – називається **оптичною різницею ходу**.

Якщо оптична різниця ходу дорівнює цілому числу хвиль у вакуумі

$$\Delta = \pm m \lambda_0, \text{ де } m = 0, 1, 2, \dots \quad (1.7)$$

тоді $\delta = \pm 2m\pi$ і коливання, порушувані в точці M обома хвилями, будуть відбуватися в однаковій фазі. Отже, (1.7) є умовою **інтерференційного максимуму**.

Якщо оптична різниця ходу

$$\Delta = \pm (2m + 1) \frac{\lambda_0}{2}, \text{ де } m = 0, 1, 2, \dots, \quad (1.8)$$

то $\delta = \pm(2m+1)\pi$ і коливання, порушені в точці M обома хвилями, будуть відбуватися в протифазі. Тому рівняння (1.8) є умовою **інтерференційного мінімуму**.

Опис лабораторної установки

Базою інтерферометра Юнга є корпус із профілю, що має квадратний переріз, всередині якого змонтована оптична схема (рис. 2.2.48). Прилад та його елементи описані в розділі 2.1.

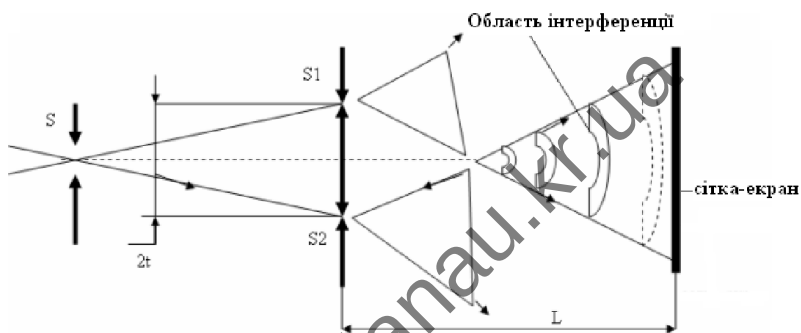


Рисунок 2.2.48 Оптична схема класичного досліду Юнга: S – вхідна щілина, S_1 і S_2 – подвійна щілина Юнга, L – відстань між подвійною щілиною і сіткою, $2t$ – відстань між щілинами в подвійній щілині Юнга

На відстані 100 мм від вимірювальної сітки окуляра в прорізі корпусу інтерферометра розташовується **тест-об'єкт № 1**. Він складається з: одинарної щілини 0,10 мм (позиція „1”), щілини 0,04 мм (позиція „центр”), подвійної щілини Юнга (позиція „2”). Ближче до окуляра на відстані 50 мм встановлений **тест-об'єкт № 2**. Він складається з біпризми Френеля (позиція „1”), тонкого екрана – „нитки” (позиція „2”). У центрі **тест-об'єкта № 2** знаходиться вікно, що надає можливість спостереження за **тест-об'єктом № 1**.

Револьюційною ідеєю в досліді Юнга було застосування першої вхідної щілини S . При відсутності такої щілин або при дуже великій її ширині, не забезпечується просторова когерентність світлових пучків, що висвітлюють подвійну щілину Юнга, що неминуче веде до нульової видимості інтерференційної картини. При використанні лазерного випромінювання необхідність у першій щілині відпадає, вона не потрібна, тому що лазерний пучок просторово когерентний у своєму перетині.

Хід роботи

1 Встановлюємо **тест-об'єкт № 2** у нейтральне положення „центр”.

2 Встановлюємо планку з **тест-об'єктом № 1** у положення „2” (подвійна щілина).

3 Наводимо окуляр на чітке зображення розподілів шкали сітки. Закріплюємо на перехідній втулці інтерферометра штатний освітлювач, виконаний на 2-х світлодіодах.

4 Вмикаємо, по черзі, червоний та синій світлодіоди, спостерігаємо інтерференційну картину і, одночасно, штрихи шкали сітки окуляра інтерферометра.

Примітка. Для того, щоб інтерференційна картина була більш яркою, допускаються нахили освітлювача інтерферометра (вправо - уліво) у межах люфту посадкової втулки.

5 За шкалою сітки виміряємо кількість темних (світлих) смуг N , що приходить на відповідну кількість розподілів n сітки. Тоді відстань між дифракційними мінімумами (максимумами) розраховуватимемо за формулою:

$$d = \frac{en}{N} \quad (1.9)$$

З огляду на те, що ціна мінімального розподілу вимірювальної сітки в полі зору окуляра $e = 0,2$ мм, одержимо:

$$d = \frac{0,2n}{N} \text{ (мм)} \quad (1.10)$$

Вимірювання проводимо 3 рази.

6 Виміряємо відстань між максимумами інтерференційних смуг для синього і червоного світлодіодів. Одержимо: $d_{\text{сб.}}, d_{\text{нсі}}$. Підставимо значення у формулу для визначення довжини хвилі світла: $d \sin \varphi = k\lambda$.

7 Для першого порядку інтерференційної картини $k=1$, а для малого кута φ на перший порядок $\sin \varphi \approx \tan \varphi \approx \frac{2t}{L}$. При цих умовах одержимо:

$$\lambda = d_{\text{сб.}} \cdot (\text{нсі}) \cdot \frac{2t}{L}, \text{ або } \lambda_{\text{сб.}} \cdot (\text{нсі}) = \frac{0,2n}{N} \cdot \frac{2t}{L}, \quad (1.11)$$

де $2t$ – відстань між щілинами в подвійній щілині Юнга ($2t = 0,1$ мм), а L – відстань між подвійною щілиною Юнга і шкалою сітки ($L = 100$ мм).

8 Розрахуємо за формулою (1.12) довжину хвилі для червоного і синього світлодіодів:

$$\lambda_{\text{сб.}} (\text{нсі}) = \frac{0,2n}{N} \cdot 0,001 \text{ (мм)} \quad (1.12)$$

9 Розраховуємо абсолютну та відносну похибки й оформляємо звіт про роботу.

Контрольні питання:

- 1 Дати визначення інтерференції світла?
- 2 Яким чином одержують когерентні хвилі?
- 3 Записати умови максимуму і мінімуму для інтерференції.

4 Розповісти про пристрій і принцип дії інтерферометра Юнга.

5 Які види інтерферометрів Ви знаєте?

Лабораторна робота 2 Визначення показника заломлення рідин та концентрації незабарвлених розчинів за допомогою інтерферометра ИТР – 1

Мета роботи: ознайомитись з одним із типів сучасних високочутливих лабораторних інтерферометрів та оволодіти інтерференційним методом визначення показника заломлення і концентрації незабарвлених рідких розчинів.

Обладнання: 1) інтерферометр лабораторний, модель ИТР-1; 2) знижувальний трансформатор Т4-220 В/8 В; 3) тримач з двокамерною скляною кюветою довжиною 10 мм для рідин; 4) дерев'яна рамка – підставка для зберігання кювет у неробочому стані; 5) колби з еталонними рідинами (дистильована вода, етиловий спирт, 2%, 5%, 7% та x % розчин етилового спирту у воді).

Короткі теоретичні відомості

До основних оптичних характеристик речовин належить показник заломлення світла. Розрізняють **абсолютний n та відносний N показники заломлення.**

Розглянемо два когерентні промені, які збігаються на екрані в точці А, проходячи від джерел S_1 і S_2 відстані d_1 і d_2 в оптично неоднакових середовищах n_1 і n_2 (рис.2.2.49).

Припустимо, що хвильовий фронт світлових пучків є плоским і запишемо рівняння плоскої хвилі в точці А для кожного пучка. Для першого пучка $\delta = A \sin 2\pi \left(\left(\frac{t}{T} \right) - \frac{d_1}{\lambda_1} \right)$,

для другого пучка $\delta = A \sin 2\pi \left(\left(\frac{t}{T} \right) - \frac{d_2}{\lambda_2} \right)$.

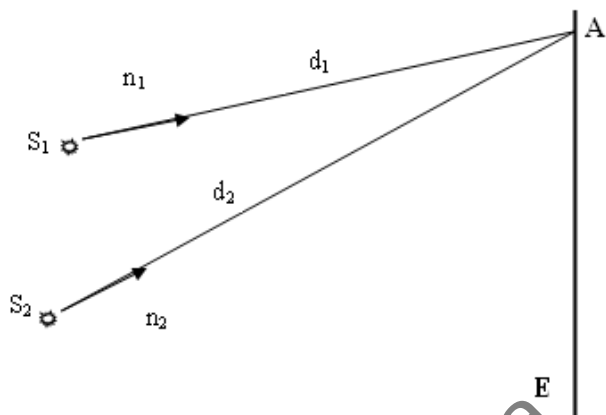


Рисунок 2.2.49 Визначення оптичної довжини шляху та утворення різниці фаз двох когерентних променів

Обчислимо різницю фаз цих пучків в точці A:

$$\varphi_1 = 2\pi \left(\left(\frac{t}{T} \right) - \frac{d_1}{\lambda_1} \right) \quad (2.1)$$

$$\varphi_2 = 2\pi \left(\left(\frac{t}{T} \right) - \frac{d_2}{\lambda_2} \right) \quad (2.2)$$

Тоді різниця фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2$, або $\Delta\varphi = 2\pi \left(\left(\frac{d_2}{\lambda_2} \right) - \frac{d_1}{\lambda_1} \right)$.

Оскільки $\lambda_1 = \frac{\lambda_0}{n_1}$, $\lambda_2 = \frac{\lambda_0}{n_2}$, то $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} (n_2 d_2 - n_1 d_1)$. Вираз

$-\frac{2\pi}{\lambda_0}$ – величина стала. Тому різниця фаз двох когерентних

променів, зведених у будь-яку точку екрана, залежить від геометричної довжини шляху та від абсолютного показника заломлення середовищ, в яких поширюються ці промені. Якщо промені проходять, наприклад, у повітрі геометрично рівні шляхи, то різницю фаз можна утворити, увівши на шляху одного з променів прозору пластинку чи кювету з

рідиною, що має відмінний від основного середовища (повітря) абсолютний показник заломлення. Саме такий спосіб утворення різниці фаз двох когерентних променів використано в інтерферометрі типу ИТР – 1.

Добуток абсолютного показника заломлення середовища на геометричну довжину шляху променя в цьому середовищі називають **оптичною довжиною шляху**

$D = nd$. Формула $\Delta\varphi = \frac{2\pi}{\lambda_0} \Delta D$ встановлює зв'язок між

різницею ходу двох променів, зібраних в дану точку екрана, з відповідною різницею фаз.

Когерентні промені, зібрані в одну точку екрана, інтерферують, якщо промені мають **однакові фази** ($\Delta\varphi = 0, 2\pi, \dots, 2k\pi$), то вони **підсилюють** один одного; якщо промені прийшли в точку А екрана в **протифазах** ($\Delta\varphi = \pi, 3\pi, \dots, (2k+1)\pi$), вони **послабляються**. Відповідно змінюється освітленість екрана: **в місцях підсилення променів освітленість зростає, в місцях послаблення зменшується**. Таку нерівномірну освітленість екрана, що є наслідком інтерференції когерентних променів, називають **інтерференційною картиною**. В інтерферометрі ИТР – 1 інтерференційна картина має вигляд вертикальних світлих (забарвлених) і темних смуг.

Слід відзначити, що при поширенні інтерферуючих променів в тому самому середовищі ($n_1 = n_2 = n$), різниця ходу виникає в результаті неоднакових геометричних відстаней від джерел променів до різних точок екрана (рис.2.2.50). Для центральної точки О екрана шляхи SO_1 та SO_2 однакові. Оскільки $n = \text{const}$, то $\Delta\varphi = 0$. Тому центральна частина екрана в цьому випадку буде яскраво освітленою, незалежно від середовища, в якому поширюються промені. Симетрично по обидва боки від центральної світлої смуги

розмістяться перші темні смуги, далі за ними знову спостерігатимуться світлі смуги і т.д.

Щоб передбачити результат інтерференції променів у точці А, виразимо різницю ходу ΔD через відстані L, l, H , які легко виміряти на досліді. З прямокутних трикутників S_1BA та $S_2B'A$ маємо,

$$d_1^2 = L^2 + (H - l)^2; \quad d_2^2 = L^2 + (H + l)^2. \quad (2.2.3)$$

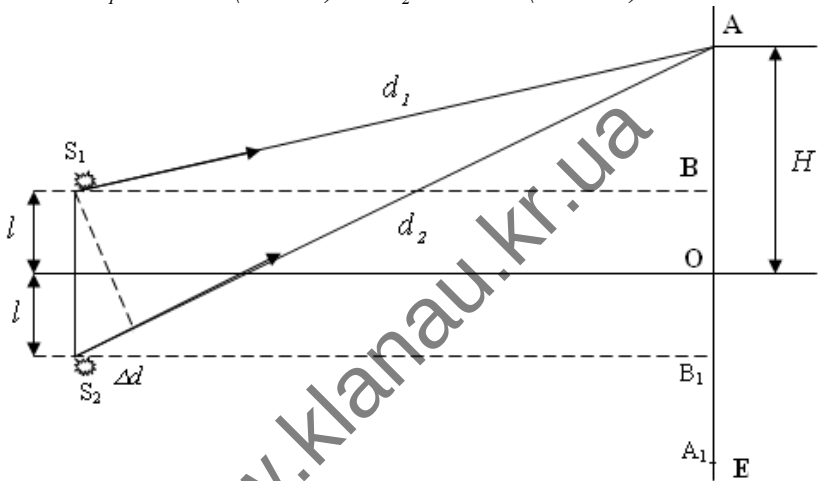


Рисунок 2.2.50 Обчислення різниці ходу променів для різних точок екрану

Обчислимо різницю квадратів відстаней d_1 і d_2 :

$$d_2^2 - d_1^2 = (L^2 + 2Hl + l^2)(L^2 + H^2 - 2Hl + l^2) = 4Hl. \quad (2.2.4)$$

Розглянемо різницю квадратів двох чисел:

$$d_2^2 - d_1^2 = (d_2 - d_1)(d_2 + d_1). \quad (2.2.5)$$

Оскільки завжди $L \gg 2l$, то $d_1 + d_2 \approx 2L$. Звідси

$$2L(d_2 - d_1) \approx 4Hl; \quad d_2 - d_1 \approx \frac{2Hl}{L}. \quad (2.2.6)$$

Різниця ходу променів $\Delta D = n(d_2 - d_1)$ в цьому випадку дорівнює $\Delta D = \frac{2nHl}{L}$. Відповідно різницю фаз

інтерферуючих променів можна обчислити за формулою $\Delta\varphi = \frac{2\pi nH2l}{\lambda_0 L}$, де $2l$ - відстань між когерентними

джерелами світла (у випадку інтерферометра ИТР – 1 це відстань між щілинами, від яких утворюються два паралельних світлових потоки); L – відстань від джерела світла до екрана (довжина інтерферометра); H – відстань від центра екрана до розглянутої точки на екрані; λ_0 – довжина хвилі світла, що використовується в інтерферометрі.

Підсилювання світла (максимум) відбувається в тому разі, коли інтерферуючі промені „приходять” в розглянуту точку екрана в однакових фазах. У випадку протифаз освітленість послаблюється (мінімум). Отже, умовою максимуму та мінімуму можна вважати такі рівності:

$$\Delta\varphi_{\max} = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2k\pi, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3. \quad (2.2.7)$$

$$\Delta\varphi_{\min} = 0, 2\pi, 4\pi, \dots, 2k\pi, \text{ де } k = 0, 1, 2, 3. \quad (2.2.8)$$

або $\frac{2\pi nH2l}{\lambda_0 L} = 2k\pi, \quad \frac{2nH2l}{\lambda_0 L} = 2k \frac{\lambda_0}{2}$ – умова максимуму.

$$\frac{2\pi nH2l}{\lambda_0 L} = (2k+1)\pi, \quad \frac{2nH2l}{\lambda_0 L} = (2k+1) \frac{\lambda_0}{2} \quad \text{– умова мінімуму} \quad (2.2.10).$$

З останніх формул видно, що при сталих значеннях l, L, λ_0, k величина H змінюється (інтерференційна картина зміщується при зміні показника заломлення середовища. Величина зміщення інтерференційної картини вздовж екрана пов'язана з величиною зміни показника заломлення середовища на шляху одного з променів.

Цей зв'язок використано в роботі ИТР – 1, в якому за зміщенням верхньої (рухомої) інтерференційної картини відносно нижньої (нерухомої), визначають різницю показників заломлення рідин в кюветах приладу.

$$\text{З умови максимуму } \frac{2nH2l}{\lambda_0 L} = 2k \frac{\lambda_0}{2} \text{ також впливає,}$$

що різним значенням λ_0 відповідають різні значення H при незмінних величинах l, L, n, k . Це означає, що при освітленні щілин інтерферометра монохроматичним світлом (лампочка розжарення без світлофільтра) в результаті інтерференції повинен утворитись спектр. Кожний інтерференційний максимум, спостережуваний в інтерферометрі ИТР – 1, є суцільним спектром, повернутим короткохвильовою (фіолетовою) частиною до центральної світної смуги. Ця смуга є максимумом нульового порядку ($k = 0$). В нульовому максимумі світло всіх довжин хвиль підсилюється в тій самій точці екрана. Тому центральний максимум незабарвлений, що дає змогу легко його визначити і уникнути можливої помилки при суміщенні рухомої інтерференційної картини з нерухомою. Наприклад, забарвлені максимуми 1-го та 2-го порядку практично неможливо розрізнити. Тому при переміщенні рухомої інтерференційної картини в початкове положення можна помилково сумістити максимум 1-го порядку рухомої картини з максимумом 2-го порядку нерухомої інтерференційної картини і припустити помилку в одну смугу (30 – 40 поділок шкали компенсатора).

Отже, суміщення інтерференційних картин слід контролювати за центральним незабарвленим максимумом.

Опис лабораторної установки

Інтерферометр ИТР-1 – універсальний лабораторний прилад, за допомогою якого можна вимірювати різницю

абсолютних показників заломлення рідин, газів та газових сумішей. Для вимірювання різниці показників заломлення рідин та їх розчинів інтерферометр ИТР – 1 укомплектовано набором скляних кювет різних розмірів.

Принципова оптична схема інтерферометра ИТР – 1 збігається із схемою інтерферометра Релея (рис. 2.2.51).

Розбіжний пучок світла від лампочки розжарення S (8 В ; $0,4\text{ А}$) проходить через вузьку щілину D_1 і потрапляє на об'єктив O_1 , за допомогою якого утворюється паралельний пучок завширшки $2l$. Цей пучок освітлює діафрагму D_2 з двома вузькими вертикальними щілинами, в результаті чого утворюється два паралельні пучки, які поширюються в корпусі інтерферометра на відстані $2l$ один від одного.

Отже, щілини діафрагми D_2 можна розглядати як два джерела S_1 і S_2 плоских хвиль. На шляху цих променів у корпусі приладу встановлюють тримач з кюветою яка має дві однакові камери, наповнені досліджуваною (K_1) та еталонною (K_2) рідинами. Після проходження через кювету промені збираються об'єктивом O_2 в одну точку A , що лежить у площині діафрагми D_3 з вертикальною щілиною. З другого боку точка A лежить у фокальній площині циліндричного окуляра O_3 , від якого промені паралельним пучком надходять в око спостерігача і після заломлення у кришталіку утворюють на сітківці інтерференційну картину.

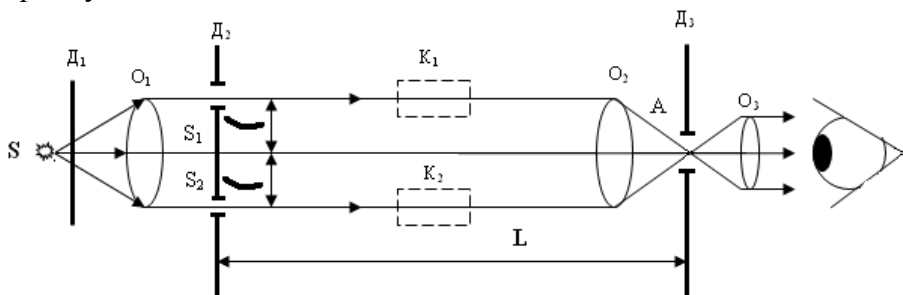


Рисунок 2.2.51 Оптична схема інтерферометра

Внаслідок проходження променів через кювети K_1 і K_2 , наповнені рідинами з неоднаковими показниками заломлення, утворюється додаткова різниця ходу (різниця фаз). Це призводить до зміщення інтерференційної картини, яка спостерігається через циліндричний окуляр O_3 , в лівий чи правий бік, залежно від співвідношення показників заломлення рідин в лівій та правій камерах кювет. Щоб можна було визначити величину зміщення інтерференційної картини, кювету встановлено в корпус інтерферометра так, що вона перетинає лише верхні половини променів. Нижнім половинам променів кювета не перешкоджає, тому вони поширюються у повітрі і утворюють нижню нерухому інтерференційну картину в порівнянні з якою визначається зміщення верхньої інтерференційної картини.

Щоб повернути рухому (верхню) інтерференційну картину в початкове положення, тобто сумістити її з нижньою (нерухомою) системою інтерференційних смуг, в інтерферометрі передбачено **компенсатор**, який складається з двох скляних пластинок однакової товщини. Одну з пластинок компенсатора (ліву відносно спостерігача, що дивиться в окуляр) встановлено на шляху лівого променя нерухомо. Друга пластинка компенсатора, яку встановлено на шляху променя, що пройшов через праву кювету, рухома. За допомогою важеля і барабана рухому пластинку в оправі можна нахилити і, змінювати оптичну довжину шляху правого променя в цій пластинці. Збільшуючи кут нахилу рухомої пластинки до горизонту довжина шляху світла в ній зменшується (рис.2.2.52). Це дає змогу за допомогою правої пластинки зменшити різницю ходу на величину, що дорівнює тій різниці, яка утворилась внаслідок наповнення камер кювет рідинами з неоднаковими показниками заломлення, тобто компенсувати її.

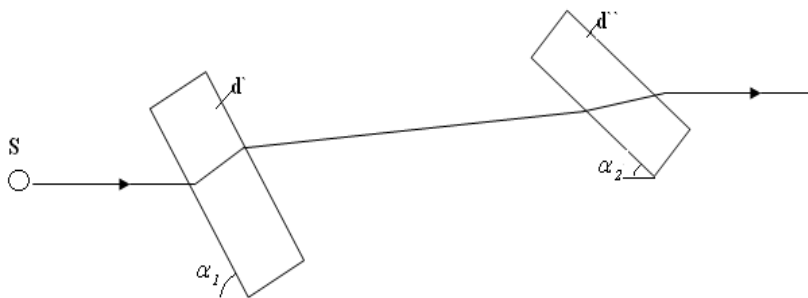


Рисунок 2.2.52 Збільшення оптичної довжини шляху при зменшенні кута між пластинкою і променем

Підбираючи кут нахилу рухомої пластинки, при якому додаткова різниця ходу, внесена рідинками з різними показниками заломлення, буде скомпенсована різницею ходу, утвореною зміною нахилу рухомої пластинки. Тоді верхня інтерференційна картина суміщається з нижньою. Максимальна зміна кута нахилу рухомої пластинки компенсатора становить близько 8° .

Градуювання шкали компенсатора здійснюється у відносних безрозмірних одиницях $[c] = \frac{1}{\bar{n}^3 \bar{e} \bar{a}}$. Колова

шкала барабана має 100 поділок, вертикальна шкала – 30. Отже, компенсатор розраховано на $100 \times 30 = 3000$ поділок. За паспортними даними приладу відомо, що при використанні кювет довжиною 8 см максимальна різниця абсолютних показників заломлення, яку можна виміряти на приладі, становить $\Delta n = 0,00063$. Очевидно, при цьому барабан компенсатора буде встановлено на кінці шкали, тобто на 3000 – й поділці. Тому ціна поділки дорівнюватиме

$$c = \frac{0,00063}{3000} = 2,1 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\bar{n}^3 \bar{e} \bar{a}}.$$

Величина зміщення верхньої інтерференційної картини залежить від різниці показників заломлення рідин у

кюветах. Необхідна для компенсації додаткова різниця ходу виявляється пропорційною нахилу рухомої пластинки компенсатора або показам шкали барабана мікрометричного гвинта, за допомогою якого через важіль змінюється нахил пластинки. Цю лінійну залежність між поділками шкали компенсатора та вимірювальною фізичною величиною (різниця показників заломлення еталонних рідин, еталонної рідини і розчину певної концентрації) використано для побудови калібрувального графіка.

Хід роботи

1 Знімаємо верхню кришку 1 (рис.2.2.53) корпусу 5 інтерферометра, вийняти тримач з кюветою.

2 Встановлюємо кришку 2 на корпус та вмикаємо живлення інтерферометра (шнур від інтерферометра – в гніздо на панелі трансформатора Т – 4, ручка „Яскравість” встановлена в середнє положення).

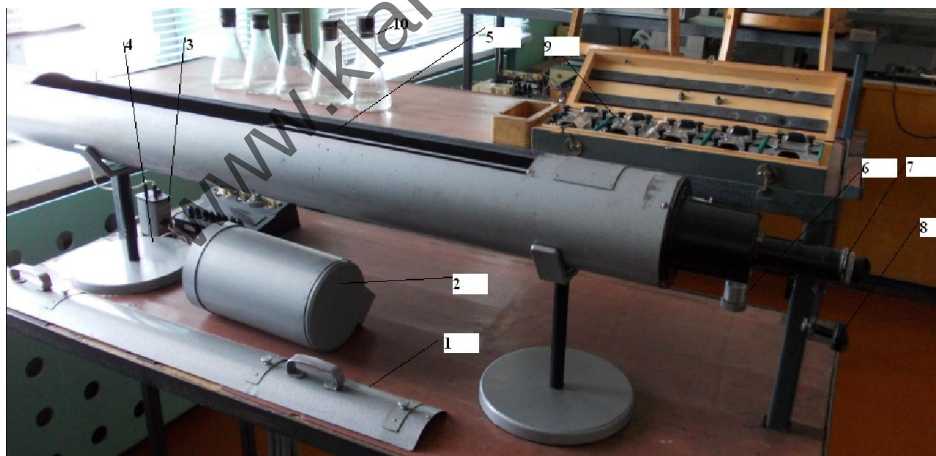


Рисунок 2.2.53 Загальний вигляд інтерферометра ИТР – 1:
1 – верхня кришка; 2 – захисний ковпак; 3 – трансформатор Т-4;
4 – підставки; 5 – термостат; 6 – барабан зі шкалою; 7 – зорова труба; 8 – луна; 9 – набір кювет; 10 – розчини для проведення експерименту

3 Спостерігаємо в зорову трубу 7, добиваємося найчіткішого зображення інтерференційної картини (обертанням алюмінієвої шайби з накаткою біля окулярної лінзи 7); за допомогою ручки „Яскравість” на трансформаторі встановлюємо достатню яскравість інтерференційної картини (рис. 2.2.54).

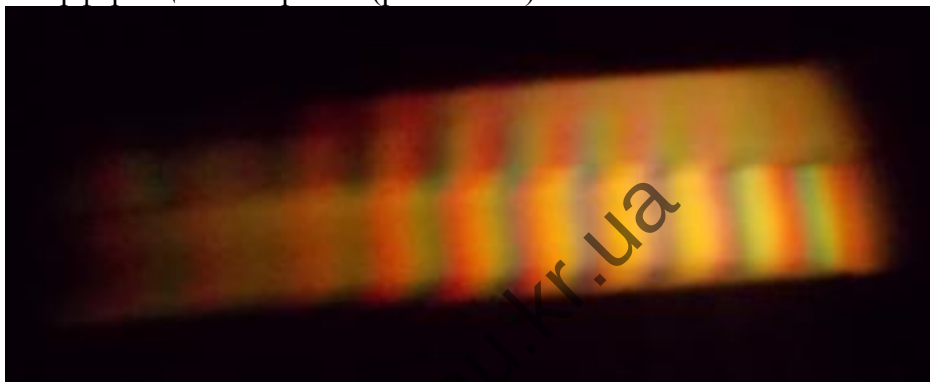


Рисунок 2.2.54 Зображення інтерференційної картини в інтерферометрі ИТР – 1

3 Встановлюємо тримач з чистою порожньою кюветою довжиною 1 см у термостат, закриваємо кришку корпуса інтерферометра, і суміщаємо нульові (незабарвлені) максимуми верхньої і нижньої інтерференційних картин, обертаючи барабан компенсатора. Знімаємо відлік N_0 на шкалі компенсатора, який і буде використовуватись за нульовий відлік приладу.

4 Виймаємо кювету з термостата, встановлюємо її на дерев'яну підставку і бюреткою для дистильованої води наповнюємо обидві камери водою на $\frac{3}{4}$ їх глибини, закриваємо скляними кришками.

5 Встановлюємо кювету в термостат (камера з літерою „П” – справа від спостерігача біля зорової труби). Верхня інтерференційна картина практично не зміститься, якщо камери кювети чисті. При зміщенні цієї картини знову

встановлюємо компенсатор так, щоб картини співпадали і це значення оберемо за нуль.

6 Ціну поділки шкали компенсатора знаходимо за паспортними даними приладу: для кювет 1 см максимальна різниця абсолютних показників заломлення, яку можна виміряти на приладі, становить $\Delta n = 0,005$, при цьому барабан компенсатора буде встановлено на кінці шкали, тобто на 3000 – й поділці і $c = \frac{0,005}{3000}$.

7 Знаходимо абсолютні показники заломлення чотирьох розчинів різних концентрацій етилового спирту у воді. Воду з правої (П) кювети виливаємо, просушуємо і наливаємо 2 % розчин етилового спирту, у воді (за допомогою окремої бюретки). Після компенсації оптичної різниці ходу знімаємо відлік на шкалах компенсатора і заносимо до таблиці.

Проведений експеримент повторюємо з іншими трьома розчинами (5%, 7% та невідомої концентрації x %). За раніше визначеною ціною поділки шкали барабана компенсатора C та за відліком шкали $N = N' - N_0$ обчислюємо різницю показників заломлення чотирьох розчинів та води ($\Delta n = cN$). Вода використовується як еталонна рідина, а тому показник заломлення кожного розчину визначається так: $n = n_e + \Delta n$.

8 За трьома еталонними розчинами (2%, 5%, 7%) будуємо калібрувальний графік, причому по горизонтальній вісі відкладаємо концентрацію розчинів, а по вертикальній – абсолютний показник заломлення розчину. Користуючись графіком, визначаємо концентрацію невідомого розчину.

9 Після закінчення вимірювань обов'язково промиваємо кювети і просушуємо.

Таблиця 1

Речовини в кюветі		Покази шкали		Різн.показн. заломл. $\Delta n = cN$	Абс. пок. заломлення води ($t = 20^\circ \text{C}$)	Абс. показ. заломлення розчину $n = n_d + \Delta n$
Камера „Л”	Камера „П”	Відлік за шкалою N'	Відлік від умовного нуля $N = N' - N_0$			
Вода	2 %				1,33299	
Вода	5 %					
Вода	7 %					
Вода	x %					

Контрольні питання

1 Чому інтерференційні максимуми, які спостерігаються в приладі ИТР – 1, виявляються забарвленими? Свою відповідь обґрунтуйте відповідними формулами.

2 Чому в інтерферометрі ИТР – 1 не користуються монохроматичним світлом, яке дуже легко дістати за допомогою світлофільтра?

3 Яке призначення компенсатора? Якими повинні бути його пластинки?

4 Які висновки можна зробити з таких прикладів:

а) умовний нуль, визначений без кювети і при встановленні кювети з проміжними камерами, не збігаються?

б) умовний нуль, визначений при встановленні кювети з проміжними камерами і при встановленні обох камер дистильованою водою, виявляються різними?

5 Який фізичний зміст абсолютного показника заломлення середовища? Відносного показника заломлення двох середовищ? Як пов'язані між собою ці величини?

Лабораторна робота 3 Дослідження залежності показника заломлення повітря від тиску інтерферометром Жамена

Мета роботи: вивчити будову та застосування інтерферометра Жамена; визначити залежність показника заломлення повітря від тиску.

Обладнання: інтерферометр Жамена; вакуумна посудина; водяний манометр; газові кювети; вакуумний насос.

Короткі теоретичні відомості

Коефіцієнт заломлення n речовини залежить від її густини ρ за інших незмінних умов. Ця залежність може бути виражена співвідношенням:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} = \text{const}. \quad (3.1)$$

Для газів, що перебувають при невеликих тисках, співвідношення (3.1) можна спростити. Враховуючи, що в розглядуваному випадку $n \approx 1$, можна записати:

$$\frac{n^2 - 1}{n^2 + 2} \cdot \frac{1}{\rho} \approx \frac{2(n - 1)}{3\rho} = \text{const}, \quad (3.2)$$

або

$$\frac{n - 1}{\rho} = \text{const}. \quad (3.3)$$

З іншого боку, через те, що коли стала температура густина газу ρ пропорційна до його тиску P , тоді запишемо:

$$\frac{n - 1}{P} = \text{const}, \text{ або } n - 1 = kP, \quad (3.4)$$

де k – деякий коефіцієнт пропорційності.

Із співвідношення (3.4) видно, що при сталій температурі зміна коефіцієнта заломлення Δn і зміна тиску ΔP пов'язані між собою наступною формулою:

$$\Delta n = k \Delta P \quad (3.5)$$

В даній роботі потрібно перевірити це співвідношення. Причому ΔP вимірюють водяним манометром, Δn – за допомогою інтерферометра Жамена.

Опис лабораторної установки

Головною частиною інтерферометра Жамена є дві однакові товсті плоско паралельні скляні пластинки P_1 та P_2 , посріблені з одного боку. Звичайно, ці пластинки розташовуються так, щоб їх площинами був невеликий кут. Хід променів в інтерферометрі Жамена подано на рис.2.2.55.

Світло від джерела фокусується конденсатором на щілину та паралельним пучком падає на пластинку P_1 .

Розглянемо один із променів цього пучка. Внаслідок відбивання від пластинки P_1 промінь роздвоюється. Кожний з двох паралельних променів I та II , що падають на пластинку P_2 , при відбиванні від її поверхонь знову роздвоюється, так, що на виході з приладу утворюються чотири промені 1, 2, 3 та 4, які паралельні між собою.

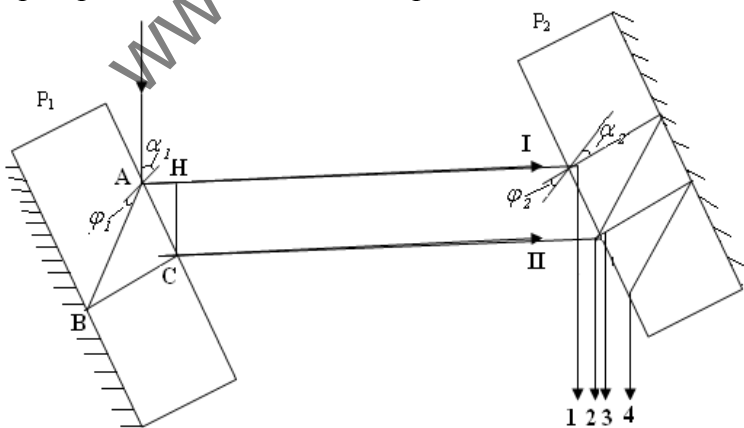


Рисунок 2.2.55

Між будь-якою парою променів, крім променів 2 та 3, є значна різниця ходу, зумовлена різним числом проходжень через товщу пластинок P_1 та P_2 . Ця різниця ходу становить кілька сантиметрів, а тому використовуючи біле світло інтерференція не спостерігається між променями 1-2, 3-4, 1-4. Інтерференційні явища виникають лише при суперпозиції променів 2 та 3.

Обчислимо різницю ходу між цими променями. Різниця ходу між променями I та I, відбитими від передньої та задньої поверхонь пластинки P_1 ,

$$\Delta_1 = i(\hat{A}\hat{A} + \hat{A}\hat{N}) - (\hat{A}\hat{I}) = 2hn \cos \varphi_1, \quad (3.6)$$

де n – коефіцієнт заломлення речовини пластинки; h – товщина пластинки; φ_1 – кут заломлення в пластинці P_1 .

Після відбивання від поверхонь пластинки P_2 промені 2 та 3 набувають додаткової різниці ходу

$$\Delta_2 = -2hn \cos \varphi_2, \quad (3.7)$$

де φ_2 – кут заломлення в пластинці P_2 . Повна різниця ходу між променями 2 та 3

$$\Delta = \Delta_1 + \Delta_2 = 2hn(\cos \varphi_1 - \cos \varphi_2) \quad (3.8)$$

У формулах (3.6) та (3.7) не враховувалася різниця в умовах відбивання від передніх та задніх поверхонь пластинок. Це виправдовується тим, що кожний із променів 2 та 3 утворився в результаті одного відбивання від передньої і одного – від задньої поверхонь.

Як видно з рис. 2.2.55, промені 2 та 3 паралельні між собою, тому інтерференцію можна спостерігати за допомогою зорової труби, вставленої на нескінченість, чи просто оком, окомадованим на нескінченість. Максимуми освітленості розташовуються в тих точках фокальної площини зорової труби, де сходяться промені з різницею ходу

$$\Delta = m\lambda, \text{ де } (m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots) \quad (3.9)$$

Різниця ходу

$$\Delta = (2m + 1) \frac{\lambda}{2} \quad (3.10)$$

відповідає мінімальній освітленості. Тому в полі зору труби виникає система горизонтальних інтерференційних смуг.

Якщо спостереження проводяться в білому світлі, центральна смуга виявляється ахроматичною (білою), вона оточена двома глибокими мінімумами. Далі розташовується система зафарбованих смуг, чіткість яких поступово погіршується. Ахроматична чи, нульова смуга, розташовується в тих точках поля зору, де різниця ходу дорівнює нулеві для всіх довжин хвиль.

Спостерігаючи описану інтерференційну картину, можна легко визначити показник заломлення речовини, уведеної в один із світлових пучків I чи II. Згідно цього повинен бути відомий показник заломлення середовища, через яке проходить другий світловий пучок.

Нехай у пучку I уведене тіло довжиною L (наприклад, кювета з газом) з показником заломлення n_1 . Шлях променя II, як і раніше, проходить у повітрі з показником заломлення n_2 . Тоді між променями I та II виникає різниця ходу

$$(n_2 - n_1)L = Y, \quad (3.11)$$

додаткова до тієї, яка визначається виразом (3.8).

Якщо $Y = m\lambda$, де m – ціле число, то очевидно, інтерференційна картина в монохроматичному світлі, яка спостерігається в трубу, зазнає зсуву на m смуг. Це означає, що на місце нульової смуги стане смуга з номером m , на місце першої – смуга з номером $(m + 1)$ і т.д.

Тепер можемо записати $L(n_2 - n_1) = m\lambda$, звідки

$$n_1 = n_2 - \frac{m\lambda}{L} = n_2 - \frac{Y}{L}. \quad (3.12)$$

Якщо величини n_2 , $Y = m\lambda$ та L відомі, то за формулою (3.12) визначимо невідому величину n_1 .

Але зручніше застосовувати спосіб компенсаційних вимірювань. Метод компенсації, чи нульовий метод, буде полягати в тому, щоб, збільшуючи оптичний шлях променя II, змусити інтерференційну картину повернутися у початкове положення та знову сумістити ахроматичну смугу з ниткою окуляра труби. Визначивши, наскільки довелося збільшити оптичний шлях променя II, будемо знати величину Y , яка входить у формулу (3.12).

У інтерферометрі Жамена це досягається застосуванням каліброваного компенсатора різниці ходу, який реалізовується так. У світлові пучки I та II вводять, крім вимірювальних кювет, дві плоскопаралельні скляні пластинки однакової товщини (рис.2.2.56).

Пластинки закріплені на їхній спільній горизонтальній вісі так, що вони утворюють між собою невеликий кут (порядку 10°).

Обертаючи пластинки навколо загальної горизонтальної вісі змінюється їх ефективна товщина, яка перетинається пучками променів I та II, тобто вони вносять додаткову різницю ходу в ті світлові промені, які проходять через них. Ця різниця ходу змінюватиметься внаслідок обертання пластин навколо горизонтальної вісі.

На цьому і заснований принцип дії компенсатора в інтерферометрі Жамена. Для відновлення початкового положення інтерференційної картини компенсатор повинен внести між променями I та II різницю ходу протилежного знака порівняно з тією різницею ходу, яка була спричинена зміщенням інтерференційної картини.

Для вимірювальної мети необхідно пов'язати кут повороту компенсатора з тією різницею ходу, яку він вносить у світлові промені при кожній своїй орієнтації. В цій роботі число смуг m , на яке зміщується інтерференційна картина, пов'язане з кутом повороту компенсатора α таким співвідношенням:

$$m = C\alpha, \quad (3.13)$$

де m з формули (3.12)

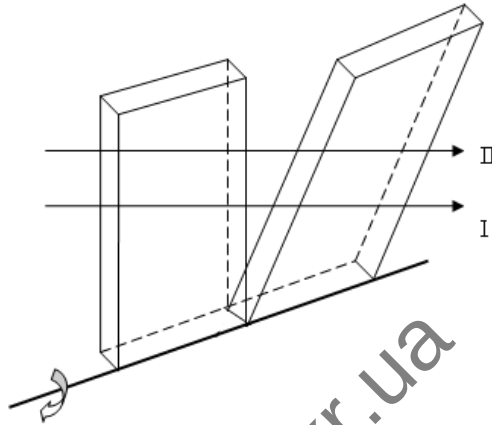


Рисунок 2.2.56

Газові кювети, вставлені в інтерферуючі промені I та II, являють собою металеві трубки, закриті на кінцях однаковими плоскопаралельними скляними дисками.

Хід роботи

1 За атмосферному тиску повітря в обох кюветах за допомогою компенсатора суміщаємо ахроматичну смугу з ниткою окуляра зорової труби.

2 Зменшуємо тиск повітря в одній з кювет ступінчасто на $\Delta P = 20, 18, 16, \dots, 2, 0$ см водяного стовпчика, за допомогою компенсатора суміщаємо нульову смугу з ниткою окуляра. Фіксуємо значення кута повороту компенсатора α для кожної зміни тиску повітря. Записуємо значення α в таблицю.

3 Визначаємо число смуг m для кожного випадку за формулою (3.13).

4 Визначаємо зміну показника заломлення розрідженого повітря $\Delta n = n_2 - n_1$ для кожного значення ΔP за формулою (3.12).

5 Вимірювання повторюємо не менше 10 разів.

6 Для кожного значення ΔP знайти середнє значення величини $\Delta n_{c\bar{o}}$ та всі дані заносимо в таблицю 3.1.

Таблиця 3.1

ΔP см вод.ст.	α_1	Δn_1	α_2	Δn_2	... α_{10}	Δn_{10}	Δn_{cp}
20							
18							
16							
14							
12							
10							
8							
6							
4							
2							
0							

7 Побудуємо графік залежності $\Delta n_{c\bar{o}} = f(\Delta P)$.

Примітка !

1 Довжина газової кювети $L = 25 \text{ мм}$.

2 Калібрувальна константа $\tilde{N} = \frac{1}{3} \tilde{\alpha} \tilde{\rho} \tilde{\alpha}^{-1}$.

3 Абсолютний коефіцієнт заломлення повітря при атмосферному тиску $n_2 = 1,000292$.

4 Перед щілиною інтерферометра встановлено оранжевий світлофільтр, тому потрібно прийняти довжину світлової хвилі $\lambda = 600 \text{ нм}$ ($1 \text{ нм} = 10^{-9} \text{ м}$).

Контрольні питання

- 1 Дати визначення інтерферометра?
- 2 Назвіть, які Ви інтерферометри знаєте?
- 3 Яка будова та принцип дії інтерферометра Жамена?
- 4 Що собою уявляє оптична схема інтерферометра Жамена?
- 5 Де застосовуються інтерферометри?
- 6 За якою формулою розраховується зміна показника заломлення розрідженого повітря?

Лабораторна робота 4 Експериментальна перевірка рівняння Ейнштейна для фотоефекта, визначення постійної Планка і роботи виходу електрона

Обладнання: 1) монохроматор Ум – 2; 2) джерела живлення; 3) електрична лампа розжарення; 4) електронний міст на лампі 6Н1П; 5) фотоелемент; СЦВ – 3; 6) мікроамперметр; 7) вольтметр.

Короткі теоретичні відомості

Фотоелектричний ефект – це явище, в якому чітко проявляється корпускулярна природа світла. Зіткнення електронів з фотонами призводить до виривання електронів з фотокатода. Ця взаємодія описується законами збереження енергії та імпульса, які одночасово описують й інші процеси: поглинання і випромінювання атомами світла, розсіювання квантів частинками. Ці закони запишемо в такому виді:

$$E_{\phi} + E = E_{\phi}' + E', \quad (4.1)$$

де E_{ϕ} , E , E_{ϕ}' , E' – енергія фотона і електрона до і після взаємодії.

$$\vec{D}_{\phi} + \vec{D} = \vec{D}_{\phi}' + \vec{D}', \quad (4.2)$$

де $\vec{D}_{\phi}$, $\vec{D}$, $\vec{D}_{\phi}'$, $\vec{D}'$ – відповідні імпульси.

Процес фотоефекту на вільних електронах в кристалі характерний тим, що фотони в процесі повністю поглинаються електронами, а тому

$$\vec{A}_o = 0, \text{ тому } \vec{P}_o = 0. \quad (4.3)$$

Тоді

$$E_o + E = E' \quad (4.4)$$

$$\vec{D}_o + \vec{D} = \vec{D}' \quad (4.5)$$

Але коли вважати, що електрони в зоні провідності металу рухаються з малими швидкостями, то $\vec{D}_o = \vec{D}$ ($\vec{P} = 0$). Але електрон, вилітаючи з кристалу, одержує лише частину цього імпульсу, а основну його частину забирає весь кристал. Тому для обрахунку енергії електрона закон збереження імпульсу можна не враховувати.

Крім того, необхідно врахувати, що електрон в зоні провідності металу не є повністю вільним. Для його виривання з металу необхідно йому надати енергію, рівну за величиною роботі виходу з металу. Інакше кажучи, для електрона $A = -A'$.

Отже,

$$h\nu - A = \frac{mv^2}{2} \quad (4.6)$$

Навіть при монохроматичному освітленні енергія електронів, що вилітають з фотокатода, є різною. Електрони в зоні провідності мають різну енергію, знаходячись на різних енергорівнях зони провідності.

Під роботою A розуміють енергію, яку необхідну витратити, щоб вирвати електрон з глибших енергетичних рівнів, необхідно витратити більшу енергію, а тому їх кінетична енергія після вильоту з кристалу буде меншою. Крім того, електрони можуть втрачати частину своєї енергії на шляху до поверхні фотокатода. Значить, співвідношення

(4.6) визначає кінетичну енергію не всіх, а лише найбільш швидких електронів.

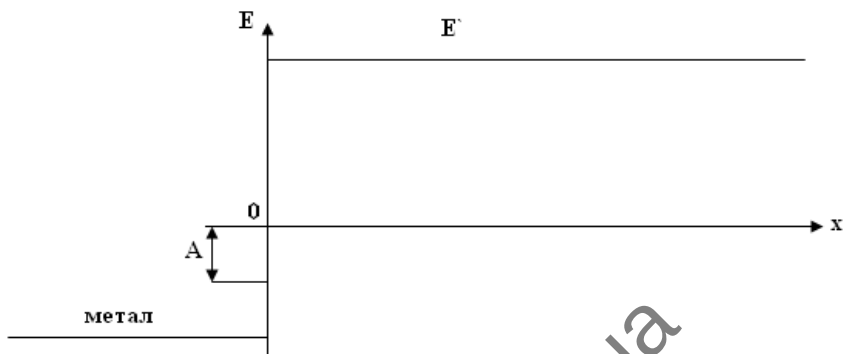


Рисунок 2.2.57

Визначимо і таку особливість процесу. Якщо ми маємо повністю вільний електрон (у вакуумі), то фотоефект в такому разі неможливий. В такому разі закони збереження мають вигляд (електрон будемо вважати нерухомим):

$$h\nu + mc^2 = \frac{mc^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.7)$$

$$\frac{h\nu}{c} = \frac{mv^2}{\sqrt{1 - \frac{v^2}{c^2}}} \quad (4.8)$$

Розв'язування цієї системи показує, що вона несумісна. А це значить – поглинання повністю вільним електроном всього фотона неможливе.

Для перевірки співвідношення (4.6) – рівняння Ейнштейна користуються часто методом затримуючого потенціалу. Для цього поблизу фотокатода розміщують другий електрод – анод. На цей електрод накладають від'ємний по відношенню до катода потенціал U . Як ми

говорили вище, електрони, що вилетіли з катода, мають різні кінетичні енергії. Ті електрони, енергія яких задовольняє $\frac{mv^2}{2} = eU$, де e – заряд електрона, не можуть досягти анода. Тому коли зростає U анодний струм при постійній інтенсивності і частоті падаючого світла буде спадати, якщо затримуючий потенціал U зростає. За деякого значення $U = U_\phi$ (потенціал запирання) навіть найшвидші електрони не досягають анода, а тому анодний струм припиняється.

Тому максимальна кінетична енергія фотоелектронів $E_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2}$ пов'язана з запираючим потенціалом U співвідношенням:

$$E_{\max} = \frac{mv_{\max}^2}{2} = eU_\phi \quad (4.9)$$

На досліді, як правило, вивчають залежність електронного анодного струму в фотоеlementі від величини U .

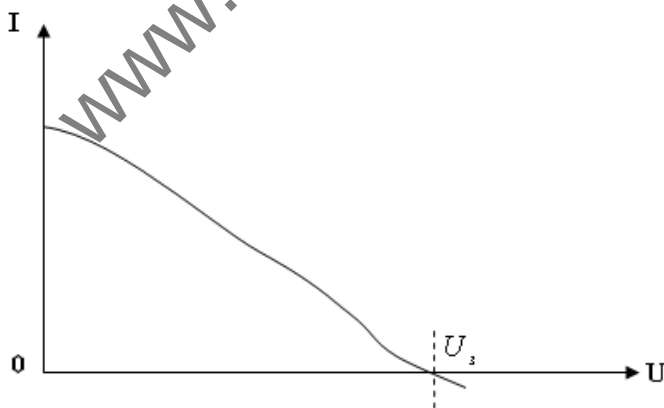


Рисунок 2.2.58

Як витікає із вище наведеного, форма залежності $U_{\varphi} = U_{\varphi}(U)$ визначається матеріалом і товщиною фото шару, від форми електродів і умов освітлення. Цікавою є не сама крива, а лише точка перетину кривої з віссю напруг ($U_{\varphi} = 0$), що визначає потенціал запирання U_{φ} (рис.2.2.58).

Якщо співвідношення (4.9) підставити в рівняння (4.6), то отримаємо:

$$h\nu = eU_{\varphi} + A, \quad (4.10)$$

або

$$U_{\varphi} = \frac{h}{e}\nu - \frac{A}{e} \quad (4.11)$$

Перевіряючи експериментально рівняння Ейнштейна треба переконатись, що U_{φ} залежить тільки від частоти ν світла, причому ця залежність лінійна (рис.2.2.59).

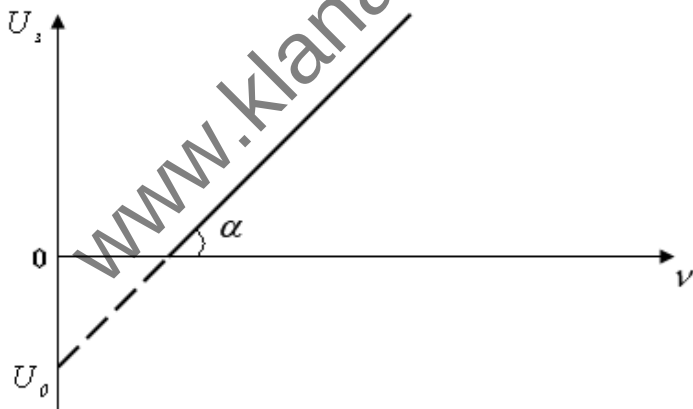


Рисунок 2.2.59

Потім визначивши тангенс кута нахилу α прямої $U_{\varphi}(\nu)$ до осі частоти, визначають постійну Планка:

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{dU_{\varphi}}{d\nu} = \frac{h}{e}. \text{ Значить } h = e \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (4.12)$$

Опис лабораторної установки

Схема експериментальної установки наведена на рис.2.2.60

Для підвищення чутливості вимірювальної системи і точності вимірювань використовують так званий електронний міст опорів. Плечами містка в такому випадку є опори R_1 і R_2 та внутрішні опори лампи (потрійного триода 6Н1П). Електронні лампи здатні змінювати свій внутрішній опір в залежності від потенціалу на керуючій сітці.

Тому, що малі зміни потенціалу керуючої сітки сильно змінюють внутрішній опір лампи, то така схема має високу чутливість. В нашому випадку зміна потенціалу сітки на одній половині подвійного триода 6Н1П здійснюється за допомогою фотоелемента. Рівновага містка фіксується мікрометром μA . Для визначення сталої Планка використовують сурм'яно-цезієвий фотоелемент СЦВ-3. Опори R_1 і R_2 порядку 1000 Ом.

Схема електронного містка працює таким чином. Коли фотоелемент затемнений, то його внутрішній опір дуже великий. Але тому що фотоелемент ввімкнений в коло керуючої сітки триода $\vec{E}_1$, то при затемненні фотоелемента на сітці цього триода будуть нагромаджуватись електрони, що летять від катода до анода. Ці електрони зарядять сітку до якогось від'ємного потенціалу. Через дільницю кола: триод $\vec{E}_1$ і опір R_1 потече слабкий струм. На сітці триода $\vec{E}_2$ в цей час електрони не будуть нагромаджуватись, бо ця сітка через опір R_3 з'єднана з батареєю сітки U_e . Тому струм, що тече через R_2 і лампу $\vec{E}_2$ не буде рівний струмові, що тече через R_1 і лампу $\vec{E}_2$. Тоді точки a_1 і a_2 будуть знаходитись при різних потенціалах ($R_1 = R_2$), тому через мікроамперметр потече деякий струм.

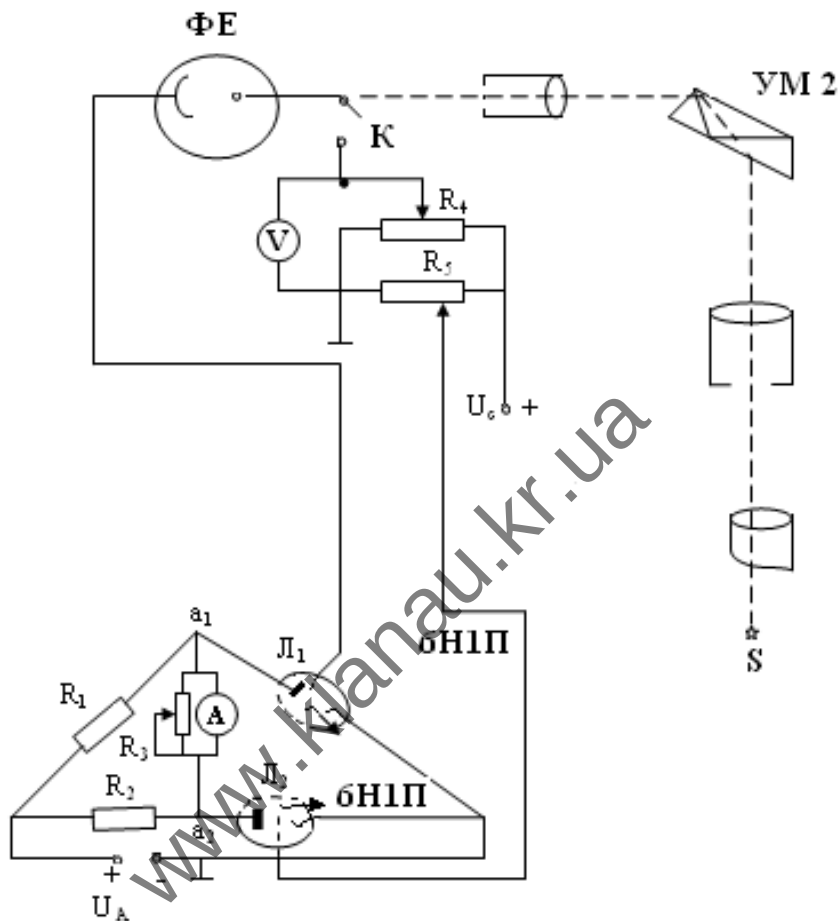


Рисунок 2.2.60

Регулюючи потенціометром R_5 , що ввімкнений в сіткове джерело живлення, встановлюємо на керуючій сітці триода такий потенціал, при якому через триод $\vec{E}_2$ тече такий же струм, як і через $\vec{E}_1$ при затемненому фотоелементі. Міст зрівноважиться, струм через мікроамперметр не тече коли напруга гальванометра U_0 .

Направимо на фотоелемент світло частоти ν від монохроматора. Фотони виривають з катода фотоелемента електрони, по колу тече струм і потенціал сітки $\vec{E}_1$ підвищиться. Рівновага моста порушиться. Від балансуємо міст, подаючи на фотоелемент за допомогою потенціометра R_4 затримуючу різницю потенціалів, при якій фотоелемент запереться і на сітці лампи $\vec{E}_1$ встановиться попередній потенціал. Міст знову приходить в рівновагу: покази вольтметра U_1 (затримуюча різниця потенціалів вимірюється за різницею показів вольтметра $U = U_1 - U_0$).

Як відзначалося, вимірювання зводиться до визначення залежності запираючого потенціалу від частоти світла, що падає на фотоелемент. Але точне вимірювання цього потенціалу викликає ряд труднощів. Як показують досліди, $I(U)$ підходить до вісі абсцис під невеликим кутом, в деяких випадках заходить в область від'ємних значень I , як це показано на рис. 2.2.61.

Значення запираючого потенціалу за цих умов є дещо неозначеним. Такий хід кривої, крім згаданих вище причин, пов'язаний з наявністю зворотного фотоефекту (фотоефект з анода), а також і з іонними струмами в фотоелементі. В такому разі для визначення запираючого потенціалу використовують не саму криву, а дотичну до кривої, що взята на прямолінійній ділянці $I = I(U)$ (рис.2.2.61).

Точність експерименту внаслідок цього виявляється низькою і складає 10-15%.

Монохроматор УМ – 2 (рис.2.2.62) закріплений на лаві P , де також розміщені джерело світла та конденсор, які закріплені на штативах. Об'єктив коліматора, система диспергуючих призм, а також об'єктив зорової труби містяться всередині корпусу приладу. Вхідна щілина регулюється за шириною мікрометричним гвинтом.

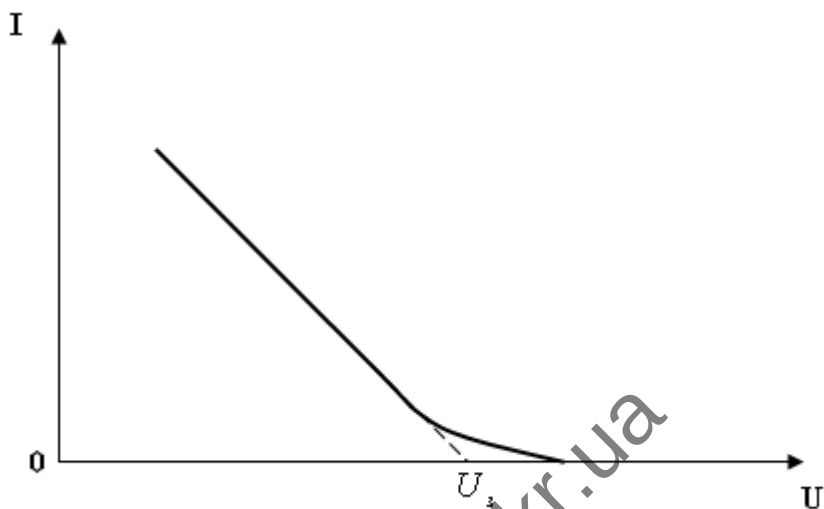


Рисунок 2.2.61

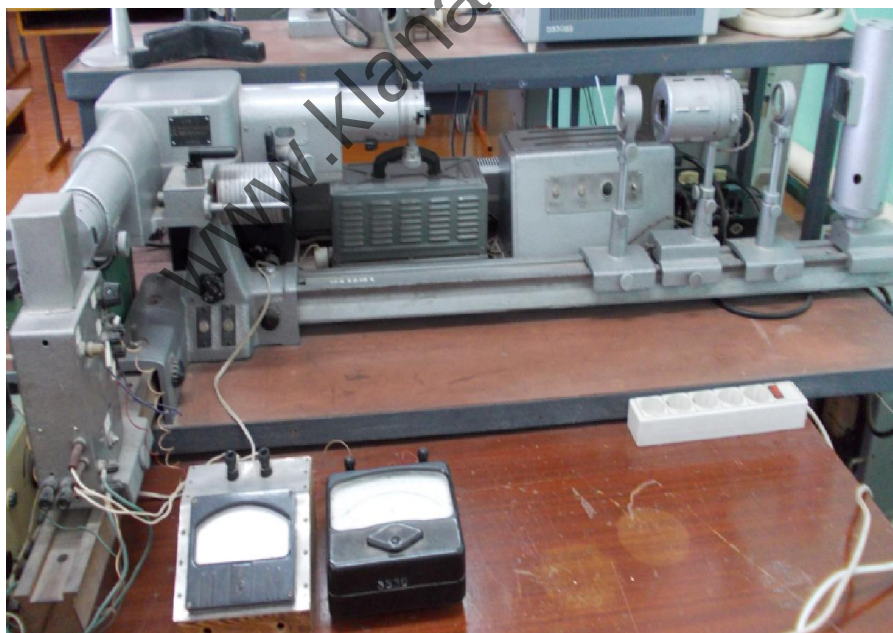


Рисунок 2.2.62 Загальний вигляд установки

Об'єктив коліматора повинен бути встановлений так, щоб щілина була у фокусі об'єктива. На боковій стороні корпусу приладу розташована шкала 4 з ноніусом, яка показує положення об'єктива коліматора. Шкала освітлюється освітлювальною лампою.

В фокальній площині об'єктива зорової труби розташована вихідна щілина. Для встановлення положення спектральної лінії в площині вихідної щілини є індекс у вигляді трикутника. Індекс спостерігається через окуляр. Виведення спектральної лінії на індекс проводиться поворотом диспергуючих призм за допомогою барабана. Індекс освітлюється лампочкою. Безпосередньо над лампочкою розташований диск з набором світлофільтрів. Повертаючи диск, можна освітлювати індекс жовтим, червоним чи зеленим світлом. Окуляр обертання може встановлюватися для ока спостерігача на чітке зображення індексу та спектральних ліній.

Відлічуючим пристроєм приладу є барабан, який з'єднано з системою диспергуючих призм. При повороті барабана на одну поділку 2^0 система призм повертається на $20''$. Монохроматор УМ-2 є симетричною системою: фокусна віддаль лінзи його коліматора дорівнює фокусній віддалі об'єктива зорової труби $F = 280 \text{ мм}$.

Хід роботи

1 Складаємо схему і зрівноважуємо міст. Зрівноваження моста розпочинаємо коли мінімальний опір R_3 , що шунтує мікроамперметр, щоб запобігти його пошкодженню. Потім R_3 збільшуємо і зрівноважуємо міст при більшій чутливості мікроамперметра (аж до максимальної чутливості).

2 Вмикаємо джерело світла S та підбираємо частоту монохроматора, скориставшись градувальним графіком, у

жовто-зеленій області спектра, прогріваємо монохроматор і схему моста.

3 Вмикаємо ключ K і освітлюємо фотоелемент пучком світла частоти ν_1 від монохроматора. Змінюючи напругу на сітці за допомогою потенціометра R_4 змінюємо залежність $I = f(U) = f(U_1 - U_0)$, заносючи одержані результати в таблицю.

4 За цими результатами будуємо криву $I = f(U_1 - U_0)$, за допомогою якої визначаємо U_φ для частоти ν_1 .

5 Обертаючи барабан монохроматора, переходимо до іншої (вищої) частоти і проводимо такі ж вимірювання, визначаємо затримуючий потенціал для вищих частот $\nu_2, \nu_3, \nu_4, \nu_5$.

6 На основі визначених значень U_φ і ν будуємо графік залежності $U_\varphi = \varphi(\nu)$. Нагадаємо, що в градусній таблиці монохроматора задається не частота ν , а довжина хвилі λ . Частоту розраховуємо за формулою:

$$\nu = \frac{2\pi\tilde{\nu}}{\alpha} \quad (4.13)$$

7 З графіка $U_\varphi = \varphi(\nu)$ визначаємо $\operatorname{tg} \alpha = \frac{U_{\varphi 2} - U_{\varphi 1}}{\nu_2 - \nu_1}$ і підраховуємо

$$h = e \cdot \operatorname{tg} \alpha = e \frac{U_{\varphi 2} - U_{\varphi 1}}{\nu_2 - \nu_1} \quad (\text{Å} \cdot \tilde{\nu}) \quad (4.14)$$

8 Перевіряємо незалежність запираючого потенціалу від інтенсивності світла, що падає на фотокатод, визначаючи U_φ коли різна ширина вхідної щілини монохроматора.

Контрольні питання

- 1 В чому полягає явище фотоефекту?
- 2 Як визначається робота виходу електрона з металу?
- 3 Чи можна пояснити явище фотоефекту на основі класичної електродинаміки?
- 4 Чому у вакуумних фотоелементах існує струм насичення? Чи можливий струм насичення в газонаповнених фотоелементах?
- 5 Поясніть, як працює електронний міст опорів.
- 6 Як визначити роботу виходу A , якщо відома затримуюча різниця потенціалів для різних частот?

Лабораторна робота 5 Вимірювання кривизни поверхонь інтерференційним методом

Мета роботи: вивчити особливості інтерференції світла за схемою Ньютона; експериментально одержати зображення кілець Ньютона, дослідити їхні кількісні характеристики та довжину хвилі світла.

Обладнання: мікроскоп, освітлювач, червоний і зелений світлофільтри, скляна пластинка, плоско-опуклі лінзи.

Короткі теоретичні відомості

Одним із методів одержання когерентних пучків світла полягає в розщепленні однієї хвилі на декілька під час відбивання та заломлення на поверхнях розділу двох середовищ. Цей метод називається **методом поділу амплітуди**. Інтерференцію, яка отримується за таким методом називають **інтерференцією Ньютона**.

Падаючи на тонку прозору пластинку чи плівку, світлова хвиля від віддаленого джерела частково відбивається від її верхньої поверхні, а частково проходить усередину і відбивається від нижньої поверхні (рис.2.2.63).

У результаті в напрямку відбитих променів 1 і 2 поширюються дві когерентні хвилі.

Оптична різниця ходу між променями 1 і 2 становить

$$\Delta D = n(AB + BC) - (AD + \frac{\lambda}{2}) \quad (5.1)$$

Додаткова різниця ходу $\frac{\lambda}{2}$ виникає внаслідок зміни

фази коливань світлового вектора на π під час відбивання пучка 1 від верхньої поверхні пластинки в точці A , тобто від оптично густішого середовища. У точці B , де світло відбивається від оптично менш густого середовища (повітря), додаткова різниця фаз не виникає. З рис.2.2.63 видно, що

$$AB = BC = \frac{d}{\cos r}, \quad AD = AC \sin i = 2d \operatorname{tgr} \sin i, \quad (5.2)$$

де i та r – кути падіння та заломлення. Так як $\sin i = n \sin r$, тому

$$\Delta D = 2n \frac{d}{\cos r} - 2dn \operatorname{tgr} \sin i - \frac{\lambda}{2} = \frac{2dn}{\cos r} (1 - \sin^2 r) - \frac{\lambda}{2} = 2dn \cos r - \frac{\lambda}{2}, \quad (5.3)$$

або

$$\Delta D = 2d \sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}. \quad (5.4)$$

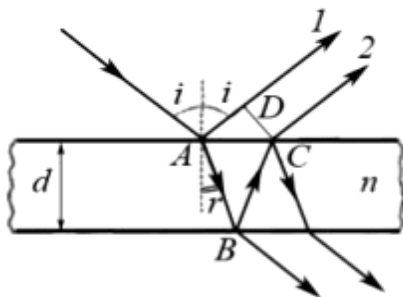


Рисунок 2.2.63 Визначення різниці ходу під час відбивання в тонких плівках

Умова максимуму інтенсивності відображена в формулі:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (5.5)$$

де $k = 1, 2, \dots$. Для мінімуму інтенсивності маємо

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (5.6)$$

Оптична різниця ходу променів 3 і 4, які пройшли крізь пластинку,

$$\Delta D' = 2dn \cos r, \quad (5.7)$$

менша за величину ΔD для відбитого світла на $\frac{\lambda}{2}$. Тому максимумам світла, що пройшло крізь пластинку, відповідають мінімуми у відбитому світлі.

Із формули (5.4) випливає, що різниця ходу променів у плоско паралельній пластинці залежить від кута падіння i цих променів на зовнішню поверхню пластинки. Тобто кожному значенню i відповідає інша різниця ходу.

Промені з однаковим нахилом, відбившись від верхньої та нижньої поверхонь пластинки, поширюються паралельно, а тому інтерференційні смуги локалізовані на безмежності. Для їхнього спостереження потрібно зібрати промені за допомогою лінзи (рис.2.2.64, а). На екрані, розташованому у фокальній площині лінзи L , спостерігатимемо інтерференційні смуги зі спільним центром у точці F на головній оптичній вісі лінзи. Їх називають **смугами однакового нахилу**.

Якщо тонку прозору пластинку зі змінною товщиною освітлюють паралельним пучком, то спостерігаємо інтерференційну картину, кожна смуга якої утворюється через відбивання променів у місцях пластинки з однаковою товщиною (рис.2.2.64, б).

Для спостереження смуг однакової товщини зручно користуватись збиральною лінзою. Вона дає зображення верхньої поверхні пластини, так як смуги однакової товщини розміщуються саме там. Якщо кут між поверхнями пластинки малий, то різницю ходу променів з високою точністю можна визначати за формулою (5.4) для кожного значення товщини d_i у точці падіння цього променя на поверхню.

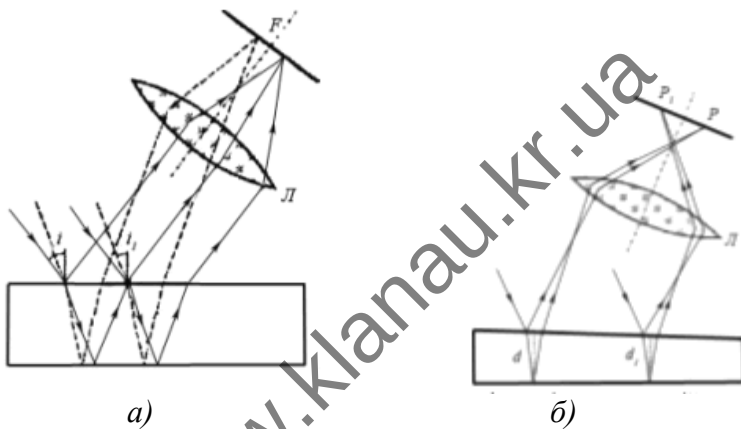


Рисунок 2.2.64 а) інтерференція в плоско паралельній пластині; б) інтерференція в клиновидній пластині

У разі товстих пластинок з непостійною товщиною інтерференційні смуги можна спостерігати лише в монохроматичному світлі. Відхилення від паралельності поверхонь пластинки має бути порівняно малим, оскільки в іншому разі смуги однакової товщини розмістяться близько. У тонких пластинках інтерференцію можна спостерігати і в білому світлі, тоді виникають кольорові смуги.

Смуги однакової товщини можна спостерігати тоді, коли до плоскій скляній поверхні дотикається плоскоопукла лінза з великим радіусом кривизни. Між лінзою і пластинкою утворюється повітряний прошарок, ширина

якого зростає від точки дотику до країв (рис.2.2.64). Якщо на лінзу нормально падає пучок монохроматичного світла, то світлові хвилі, відбиті від верхньої та нижньої меж прошарку, інтерферують, утворюючи смуги однакової товщини. Ділянки однакової товщини – це концентричні кола з центром у точці дотику лінзи і пластинки, то смуги однакової товщини являють собою концентричні кільця, що мають назву **кільця Ньютона**.

Розглянемо причину появи кілець Ньютона (рис.2.2.65). За умови спостереження у відбитому світлі променів у точці C інтерферують внаслідок різниці ходу променів 1, відбитим на межі верхньої поверхні повітряного прошарку, і променем 2, відбитим від нижньої поверхні прошарку в точці B . Нехай d – товщина повітряного прошарку для точки C .

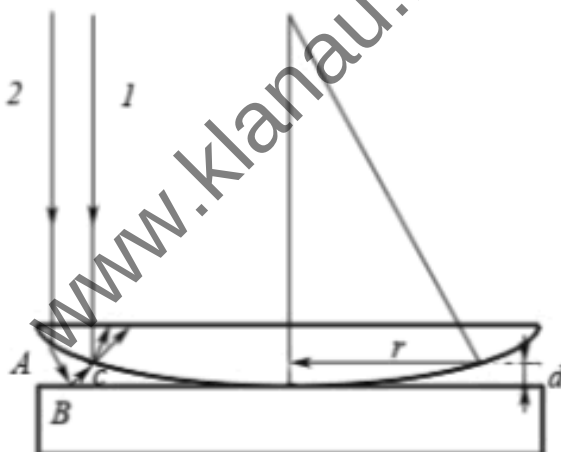


Рисунок 2.2.65 Утворення кілець Ньютона

Тоді різниця ходу ΔD променів 1 і 2 розраховується за формулою:

$$\Delta D = 2nd + \frac{\lambda}{2}, \quad (5.8)$$

де n – показник заломлення середовища між лінзою і плоско паралельною пластинкою ($n = 1$). З рис.65 видно, що

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2, \quad (5.9)$$

де r – радіус інтерференційного кільця, R – радіус кривизни лінзи.

За умови $R \gg d$ маємо

$$r^2 = 2Rd. \quad (5.10)$$

Умови максимуму (світлих кілець) та мінімумів (темних кілець) такі:

$$\Delta D = 2dn + \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \quad (5.11)$$

$$\Delta D = 2dn + \frac{\lambda}{2} = (2k + 1)\frac{\lambda}{2}, \quad (5.12)$$

де k – ціле число. Скориставшись формулою (5.9), отримаємо, що радіус світлого кільця розраховується за формулою:

$$r = \sqrt{(2k - 1)R \frac{\lambda}{2}}, \quad (5.13)$$

а радіус темного кільця розраховується за формулою:

$$r = \sqrt{kR\lambda}. \quad (5.14)$$

З формул (5.13) та (5.14) можна визначити R або λ . Внаслідок пружної деформації скла важко досягти ідеального контакту сферичної лінзи та плоскої пластинки в точці дотику. Точніший результат отримаємо, якщо розрахувати радіус кривизни лінзи або довжину хвилі за різницею радіусів двох кілець.

Отже, кінцева формула має вигляд

$$\lambda = \frac{(r_k - r_n)(r_k + r_n)}{(k - n)R}, \quad (5.15)$$

де k і n – номери кілець ($k \gg n$).

Опис лабораторної установки

Основна частина приладу для вивчення кілець Ньютона – це мікроскоп (рис.2.2.66.), на предметному столику якого розміщена система лінза-пластинка, за допомогою якої отримуємо кільця Ньютона. Окуляр мікроскопа має механізм діоптрійного наведення. У фокальній площині окуляра встановлено шкалу, замість якої можна встановити сітку. Шкала та сітка – це плоскопаралельні круглі скляні пластинки. На одну з них нанесено шкалу з ціною поділки 0,01 мм, а на іншу – сітку з ціною поділки сторони квадрата 1,0 мм.

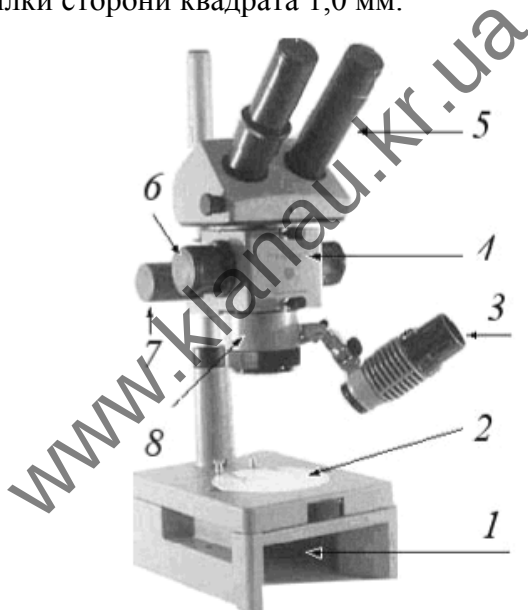


Рисунок 2.2.66 Будова мікроскопа: 1 – столик та дзеркало для роботи в прямому світлі; 2 – столик для роботи у відбитому світлі; 3 – освітлювач; 4 – корпус з барабаном; 5 – окуляр; 6 – перемикач величини збільшення; 7 – маховик механізму фокусування; 8 – об'єктив

Для наближеного оцінення лінійних розмірів або площ ділянок предмета в одну з окулярних трубок приладу треба

вставити окуляр 8^x із шкалою. Механізмом діоптрійного наведення окуляра потрібно досягти чіткого зображення шкали або сітки. Потім поворотом маховиків механізму фокусування досягають чіткого зображення предмета.

У таблиці 5.1 для переведення вказано, якій величині предмета відповідає одна поділка шкали або сітки для всіх збільшень мікроскопа. Щоб визначити приблизні розміри предмета (його лінійні розміри або площу), досить полічити кількість поділок шкали, що вкладаються у вимірювальну ділянку предмета, і помножити її на число, вказаній в наведеній таблиці 5.1 для того збільшення мікроскопа, за якого проводять вимірювання.

Таблиця 5.1

Переведення шкали або сітки у величину предмета для різних збільшень мікроскопа

Округлені значення збільшень, що нанесені на маховик барабана	Одна ціна поділки шкали 0,1 мм	Сторона квадрата 1 мм
	Відповідність величині предмета	
0,6	0,17	1,7
1	0,1	1
2	0,05	0,5
4	0,025	0,25
7	0,014	0,14

Хід роботи

1 Встановлюємо лінзу зі світлофільтром і пластинкою в оправу на предметний столик мікроскопа.

2 Перемикаємо збільшення об'єктива мікроскопа на $0,6^x$ та пересуваючи лінзу з пластинкою, юстуємо мікроскоп до появи в його окулярі інтерференційної картини кілець Ньютона.

3 Поступово змінюючи збільшення мікроскопа в бік зростання, юстуємо мікроскоп до заповнення всього поля окуляра інтерференційними кільцями.

4 Вимірюємо радіуси кілець Ньютона за допомогою шкали або сітки окуляра для кратності 8^x .

5 Обчислюємо радіус кривизни лінзи за формулою

$$R = \frac{(r_k - r_n)(r_k + r_n)}{(k - n)\lambda} \quad (5.16)$$

6 Встановлюємо інший світлофільтр і визначивши радіуси кілець Ньютона за формулою (5.15) знайдемо ефективну довжину світлової хвилі пропускання світлофільтра.

7 Заносимо отримані результати у таблиці 5.2. та 5.3.

Таблиця 5.2

Результати визначення радіуса кривизни лінзи за кільцями Ньютона

№ п/п	λ , нм	k	r_k	r_n	n	R	ΔR	$E, \%$
1.								
2.								
Середнє значення								

Таблиця 5.3

Результати визначення довжини світлової хвилі за кільцями Ньютона

№ п/п	λ , нм	k	r_k	r_n	n	λ	$\Delta \lambda$	$E, \%$
1.								
2.								
Середнє значення								

8 Розрахуємо абсолютну та відносні похибки для радіуса кривизни лінзи та довжини хвилі.

9 Робимо висновок та остаточний результат записуємо в такому виді:

$$R = (R_{\text{н\ddot{a}d}} \pm \Delta R), i \text{ при } E, \%$$

$$\lambda = (\lambda_{\text{н\ddot{a}d}} \pm \Delta \lambda), i \text{ при } E, \%.$$

Контрольні питання

- 1 Опишіть схему утворення кілець Ньютона.
- 2 Яка фізична природа кілець Ньютона?
- 3 Чому дорівнюють радіуси світлих та темних кілець?
- 4 Як експериментально визначають довжину хвилі світла за допомогою пристрою для одержання кілець Ньютона?
- 5 Виведіть робочу формулу, яку використовують у цій роботі.

ВИСНОВОК

В сучасних умовах перед подальшим вдосконаленням фізичної освіти постає проблема ознайомлення та виконання суб'єктами навчання різного рівня завдань, які є різноманітними за обсягом та глибиною розгляду навчального матеріалу, запровадженням у навчальний процес доцільних методів, прийомів, підходів та засобів навчання, що відповідають інтересам, здібностям, можливостям студентів у процесі навчання фізики.

При цьому загальний курс фізики, а також система навчального експерименту й обладнання для його відтворення в вузівських лабораторних умовах, що відбиває основи фізичних знань з оптики, завжди відстають від рівня наукових фізичних знань про навколишній світ та про наукові експериментальні методи, що застосовуються для дослідження в сучасній науковій галузі. Проте, розвиток навчального експерименту та обладнання з фізики є природним, закономірним процесом. Він відбиває рівень пізнання людиною навколишнього середовища на даному етапі та сутність фізичних уявлень про наукову картину світу. Водночас важливим аспектом для реалізації цього напрямку є розробка навчальних експериментів, які передбачають на основі самостійної пізнавальної діяльності суб'єктів навчання поступово й постійно поглиблювати вивчення фізичних явищ з оптики, розширювати теоретичні знання та експериментальні вміння студентів у використанні навчального обладнання та використанні фізичних досліджень, широко запроваджувати лабораторні роботи і фізичні практикуми дослідницького характеру, демонстраційні досліди, що передбачають вивчення конкретних фізичних величин, встановлення співвідношень між ними, перевірку основних фізичних законів,

закономірностей та наслідків, що впливають із фундаментальних фізичних теорій.

Досвід свідчить, що проблема формування у студентів вищих навчальних закладів правильних наукових уявлень із загального курсу, а особливо з оптики, може бути практично реалізовано за умов створення дидактичної системи, яка спрямована не лише на якісне, науково й методично обґрунтоване викладання змісту навчального матеріалу з оптики, а відповідно на забезпечення самостійної пізнавально-пошукової діяльності студентів.

Ефективною дидактичною системою для формування в студентів різних вищих навчальних закладів знань з оптики є:

- 1) модернізований навчальний фізичний експеримент з оптики на основі сучасного обладнання [11, 35, 37], (демонстрації і досліди викладача (вчителя), самостійні фронтальні спостереження й роботи лабораторні та роботи фізичного практикуму), що передбачає суттєву активізацію пошуково-пізнавальної діяльності студентів у процесі навчання;

- 2) самостійні завдання різних рівнів складності з оптики, згідно кредитно-модельної системи навчання фізики;

- 3) використання сучасних інформаційно-комунікаційних технологій навчання [39, 40, 41, 42], програмно-педагогічних засобів навчання (ППЗ) [11], що гарно поєднуються з фізичним експериментом під час вивчення загального курсу фізики.

ВИКОРИСТАНІ ПЕРШОДЖЕРЕЛА

1. Анциферов Л.И. Практикум по методике и технике школьного физического эксперимента. / Л.И. Анциферов, И.М. Пишиков. – М.: Просвещение, 1984. – 255 с.

2. Ахутин А.В. История принципов физического эксперимента. От античности до XVII в. – М.: Наука, 1976. – 292 с.

3. Батарчукова Н.Р. Новое определение метра. / Батарчукова Н.Р. – М., Изд-во стандартов, 1964. – 80 с.

4. Бекетова А.К. Использование теневого прибора ИАБ-451 в качестве двухлучевого интерферометра./ Бекетова А.К., Ключкова О.А., Рябова Н.В. – М.: «Оптико-механическая промышленность», 1962. - № 3. - С. 11-14.

5. Бекетова А.К. Расширение возможностей теневого прибора при использовании дифракционной решетки./ А.К. Бекетова, Д.И. Четвергов. – М.: «Оптико-механическая промышленность», 1964. - № 4. - С. 14-18.

6. Борн М. Основы оптики. / Борн М., Вульф Э. – М., «Наука», 1970. – 856 с.

7. Бугаев А.И. Методика преподавания физики в средней школе: Теорет. основы : [учеб. пособие для студентов пед. ин-тов по физ. – мат. спец.] / Бугаев А.И. – М.: Просвещение, 1981. – 288 с.

8. Валеитэн Л. Субатомная физика: ядра и частицы – пер. с франц. – М.: Мир, 1986. – 272 с.

9. Васильев Л.А. Интерферометр с дифракционной решеткой. / Л.А. Васильев, И.В. Ершов. – М.: Машиностроение, 1976. – 232 с.

10. Величко С.П. Нове навчальне обладнання для спектральних досліджень: [посібник для студ. фіз.- мат. фак-тів пед. вищ. навч. закл.] / С.П. Величко, Е.П. Сірик. – [2-е вид.]. - Кіровоград: ТОВ „Імекс-ЛТД”, 2006. – 202 с.

11. Величко С.П. Сучасні технології у фізичному експериментуванні з оптики: [навчальний посібник для вчителів] / С.П. Величко, О.С. Кузьменко. – Кіровоград: ПП „Центр оперативної поліграфії „Авангард”, 2009. – 164 с.

12. Викладання фізики в 6-7 класах середньої школи: [посібник для вчителів] / О.В. Пьоришкін, Н.О. Родіна, Х.Д. Рошовська та інші; за ред. О.В. Пьоришкіна. – К.: Рад. шк., 1982. – 269 с.

13. Герасимов Ф.М. Интерферометр с вогнутой дифракционной решеткой./ Герасимов Ф.М., Наумов С.С. – М.: «Оптика и спектроскопия», 1958. - Т. V. - Вып. 6.- С. 682 –685.

14. Герасимов Ф.М. Дифракционные решетки, концентрирующие излучение в вакуумной, ультрафиолетовой и рентгеновской областях спектра./ Герасимов Ф.М., Наумов С.С., Денисов Л.М. – М.: «Оптика и спектроскопия», 1964. - Т. XVI. - Вып. 1. - С. 133-138.

15. Гончаренко С.У. Методика навчання фізики в середній школі. Коливання і хвилі. Оптика. Теорія відносності. Фізика атомного ядра / С.У. Гончаренко, М.Й. Розенберг. – К.: Рад. шк., 1974. – 229 с.

16. Гончаренко С.У. Фізика: підруч. [для 11 кл. серед. загальноосв. шк.] / Гончаренко С.У. – К.: Освіта, 2002. – 319 с.

17. Демонстрационный эксперимент по физике в средней школе. ч. 2. Под ред. А.А.Покровского. – М.: Просвещение, 1979. – 288 с.

18. Дитчберн Р. Физическая оптика. / Дитчберн Р. – М., «Наука», 1965. – 632 с.

19. Дифракционные решетки Государственного оптического института. – М.: «Оптика и спектроскопия», 1958. - Т. IV. - Вып. 6. - С. 779 – 790.

20. Эцин И.Ш. Модуляционный метод измерения весьма малых измерений разности фаз в

интерференционных устройствах. / И.Ш. Эцин. – Измерительная техника, 1968. – № 5. – С. 24 – 27.

21. Жакино П. Последние достижения интерференционной спектроскопии, «Успехи физических наук», 1962 .

22. Жук Ю. Використання засобів НІТ у лабораторному практикум з фізики / Ю. Жук // Фізика та астрономія в школі. – 2000. - № 3. – С. 35 – 38.

23. Забелин А.А. К вопросу об общей теории интерферометров. Труды ГОИ им. С.И. Вавилова. / Забелин А.А. // 24, № 146, 1956. – С. 3-12.

24. Захарьевский А.Н. Интерферометры. / Захарьевский А.Н. – М., Оборонгиз, 1952. – 296 с.

25. Знаменский П.А. Методика преподавания физики. / Знаменский П.А. – изд. 3. – Л.: Учпедгиз, 1955. – 352 с.

26. Калитеевский Н.И. Интерферометр Фабри-Перо и некоторые его приложения в спектроскопии. / Н.И. Калитеевский, М.П. Чайка – В кн.: Спектроскопия газорозрядной плазмы. – Л.: Наука, 1970. – С. 160 – 201.

27. Карташев А.И. Методы измерения малых измерений разности фаз в интерференционных устройствах. / А.И. Карташев, И.Ш. Эцин. // Успіхи фізических наук, № 106, вып.4, 1972. – С. 687 – 721.

28. Коломийцев Ю.В. Интерферометры. / Коломийцев Ю.В. – Л.: Машиностроение, 1976. – 296 с.

29. Королев Ф.А. Спектроскопия высокой разрешающей силы. / Королев Ф.А. – М.: Гостехиздат, 1953. – 278 с.

30. Коршак Є.В. Навіщо і як вивчати фізику. / Є.В. Коршак // Фізика та астрономія в школі, 1966. - №1 – С. 4.

31. Коршак Є.В. Методика і техніка шкільного фізичного експерименту: [практикум] / Є.В. Коршак, Б.Ю. Миргородський – К.: Вища школа, 1981. – 279 с.

32. Коршак Є.В. Фізика, 11 кл.: підручн. [для загальноосвіт. навч. закл.] / Є.В. Коршак, О.І. Ляшенко, В.Ф. Савченко. – К.: Ірпінь: ВТФ „Перун”, 2004. – 288 с.

33. Кудрявцев П.С. Курс истории физики: учебное пособие для пед. ин-тов по физической специальности. 2е изд., испр. и доп. / П.С. Кудрявцев. – М.: Просвещение, 1982. – 447 с.

34. Кузьменко О.С. Методика навчання оптики в умовах профільного навчання фізики: дис. ... кандидата пед. наук: 13.00.02 / Кузьменко Ольга Степанівна. – Кіровоград, 2011. – 312 с.

35. Кузьменко О.С. Використання можливостей PowerPoint при вивченні оптики у профільній школі / О.С. Кузьменко // Фізика і хімія твердого тіла. Стан, досягнення і перспективи / Матеріали Всеукраїнської конференції молодих вчених, 20 – 21 жовтня 2010 року. – Луцьк: РВВ ЛНТУ, 2010. – С. 309 – 311.

36. Кузьменко О.С. Роботи фізичного практикуму з оптики: [посібник для вчителів фізики] / Кузьменко О.С.; за ред. проф. С.П. Величка. – Херсон: ТОВ „Айлант”, 2009. – 72 с.

37. Кузьменко О.С. Використання інформаційно-комунікаційних технологій у навчанні оптики в профільній школі: посібник для вчителів фізики / Кузьменко О.С.; за ред. проф. С.П. Величка. – Херсон: ТОВ „Айлант”, 2010. – 60 с.

38. Кузьменко О.С. Застосування сучасних засобів експериментування з оптики. Елективний спецкурс: Посібник для вчителів фізики / За ред. проф. С.П. Величка. / О.С. Кузьменко – Херсон: ТОВ „Айлант”, 2010. – 114 с.

39. Кузьменко О.С. Розв’язування фізичних задач з оптики з використанням TURBO PASCAL / О.С. Кузьменко // Матеріали науково-практичної конференції, присвяченої 80-річчю фізико-математичного факультету. – Кіровоград:

Лисенко С.В., 2010. – С. 66 – 67.

40. Кузьменко О.С. Використання ЕОМ під час вивчення оптики в середній школі / О.С. Кузьменко // Наукові записки. – Кіровоград: КНТУ, 2010. – Вип. 10. – Ч. I. – С. 72 – 78.

41. Кузьменко О.С. Виконання лабораторних робіт з оптики при використанні комп'ютерних програм / О.С. Кузьменко // Сучасні інформаційні технології в управлінні та професійній підготовці операторів складних систем: матеріали VI Міжнародної науково-практичної конференції, м. Кіровоград 27-28 жовтня 2011 року. – Кіровоград: ДЛАУ, 2011. – С. 109 – 110.

42. Кузьменко О.С. Використання інформаційних технологій у лабораторному практикумі з фізики / О.С. Кузьменко // Наукові записки. – Випуск 108 – Серія: Педагогічні науки. – Кіровоград: РВВ КДПУ ім.В. Винниченка, 2012. – Частина I. – С. 257 – 264.

43. Кузьменко О.С. Теоретико-методичні особливості використання комп'ютерно-орієнтованих засобів навчання у процесі вивчення фізики / О.С. Кузьменко // Теорія та методика навчання математики, фізики, інформатики: збірник наукових праць. Випуск X: в 3-х томах. – Кривий Ріг: Видавничий відділ НМетАУ, 2012. – Т.2: Теорія та методика навчання фізики. – С.178 – 183.

44. Ландсберг Г.С. Оптика. / Ландсберг Г.С. – изд. 3-е. – М., Гостехтеоретиздат, 1958. – 728 с.

45. Лекционные эксперименты по оптике. Под ред. Н.И.Калитеевского – Л.: Изд. Лен. унта, 1981. – 160 с.

46. Линник В.П. Простой интерферометр для исследования оптических систем. / Линник В.П. // ДАН СССР, 1933. - №5 – С. 208-211.

47. Линник В.П. Интерференционные астрономические инструменты Пулковской обсерватории. Труды XI

Астрометрич. Конференции СССР. / Линник В.П. // - Л.: ГАО, 1955. – 270 с.

48. Майкельсон А.А. Световые волны и их применение. / Майкельсон А.А. – М.-Л., Гостехтеоретиздат, 1934. – 144 с.

49. Майкельсон А.А. Исследования по оптике. / Майкельсон А.А. – М.-Л., Госиздат, 1936. – 200 с.

50. Маршель А. Структура оптического изображения. / Маршель А., Франсон М. – М., «Мир», 1964. – 296 с.

51. Мултановский В.В. Физические взаимодействия и картина мира в школьном курсе физики. – М.: Просвещение, 1977. – 256 с.

52. Миргородский Б.Ю. Шкільний фізичний експеримент / Миргородський Б.Ю. – К.: Рад. шк., 1972. – 198 с.

53. Нагибина И.М. Интерференция и дифракция света. / И.М. Нагибина. – Л.: Машиностроение, 1974. – 359 с.

54. Огородников Г.Ф. Демонстрационные опыты по физике и строению атома. / Г.Ф. Огородников, М.Н. Башкатов, И.В. Попов, Н.М. Ростовцев. – М.: Просвещение, 1967. – 176 с.

55. Основы методики преподавания физики в средней школе. Под ред. А.В.Перышкина, В.Г.Разумовского, В.А.Фабриканта. – М.: Просвещение, 1984. – 398 с.

56. Осадчук Л.А. Методика преподавания физики: [Дидактические основы] / Осадчук Л.А. – Киев-Одесса: Вища школа, 1984. – 351 с.

57. Оптика и атомная физика (лабораторный практикум по физике). Ответственный редактор чл. кор. АН СССР О.И.Сивухин. – Новосибирск.: 1976. – 454 с.

58. Учебный прибор «Интерферометр Юнга»+ автономный осветитель ИЮ – ИПС. Паспорт. Методические рекомендации по использованию. – К.: 2010. – 10 с.

59. Подковырин И.А. Дифракционный интерферометр на основе прибора Теплера. – «Ученые записки Казанского университета», 1956 - Т. 116.- № 5.- С. 60-62.

60. Програми для профільних класів загальноосвітніх навч. закладів з укр. мовою навч. / О. Бугайов (кер.), М. Головка, Л. Закота, В. Коваль, Д. Костюкевич, М. Мартинюк, О. Хоменко – К.: Пед. преса, 2004. – 144 с.

61. Програма для профільних класів загальноосвітніх навч. закладів. Фізика 10-11 класи // Фізика та астрономія в школі. – 2004. - № 5. – С. 1-36.

62. Програма для загальноосвітніх навчальних закладів. Фізика. Астрономія. 7 – 12 класи / Автори : фізика: О.І. Ляшенко (кер.), Є.В. Коршак, М.Т. Мартинюк, М.І. Шут; астрономія: М.І. Дибенко, В.Г. Коретніков, А.І. Клімшшин, В.Г. Кручиненко, І.П. Крячко. – К. – Ірпінь: Перун, 2005. – 81 с.

63. Програма для універсального і технологічного профілю навчання. Фізика, 10-11 класи – К.: Педагогічна преса, 2004. – 19 с.

64. Програми з фізики для старшої школи // Фізика та астрономія в школі. – 2010. – № 2. – С. 9 – 16.

65. Просветление оптики. / Гребенщиков И.В., Власов А.Г., Непорент Б.С. и др. – М.–Л.: ОГИЗ, 1946. – 136 с.

66. Рождественский Д.С. Интерферометры для исследований аномальной дисперсии. / Рождественский Д.С. // - Изв. АН СССР, № 8, 1934. – С. 1119 – 1150.

67. Романова М.Ф. Интерференция света и ее применения. / Романова М.Ф. – Л.-М., ОНТИ, 1937. – 176 с.

68. Роуеэлл Г. Физика. / Г. Роуеэлл, С. Герберт. Перевод с английского И.Е. Коткова. Под редакцией профессора В.Г. Разумовского. – М.: Просвещение, 1998. – 576 с.

69. Садовий М.І. Методика і техніка експерименту з оптики: [посібник для вчителів та студентів педагогічних

вузів] / М.І. Садовий, І.В. Попов. – Кіровоград: Прінт-Імідж, 1998. – 194 с.

70. Садовий М.І. Методика і техніка експерименту з оптики: Посібник для студентів фізичних спеціальностей вищих педагогічних навчальних закладів та вчителів фізики. / [Садовий М.І., Сергієнко В.П., Трифонова О.М., Сліпухіна І.А., Войнович І.С.] – Луцьк: Волинь поліграф, 2011. – 292 с.

71. Скоков И.В. К вопросу чувствительности многолучевого интерферометра. / И.В. Скоков. – Заводская лаборатория, 1967. – № 5. – С. 580 – 582.

72. Скоков И.В. К вопросу о чувствительности многолучевого интерферометра. / И.В. Скоков, Г.И. Кромский. – Вестник Московского Университета. Физика, астрономия, 1967. – № 6. – С. 100 – 101.

73. Скоков И.В. Многолучевые интерферометры. / И.В. Скоков. – М.: Машиностроение, 1969. – 247 с.

74. Сусь Б.А. Проблеми дидактики фізики у вищій школі. Науково-методичне видання – [2-ге, виправлене і доповнене.] / Б.А. Сусь, М.І. Шут. – К.: ВЦ „Просвіта”, 2003. – 155 с.

75. Сусь Б.А. Дидактичні та методичні основи активізації самостійної діяльності студентів при різних формах занять з фізики: [навчально-методичний посібник] / Сусь Б.А. – К.: КВІУЗ, 1996. – 196 с.

76. Тарасов К.И. Спектральные приборы. / К.И. Тарасов. – Л.: Машиностроение, 1968. – 387 с.

77. Толанский С. Спектроскопия высокой разрешающей силы. – М.: Изд-во иностр. лит., 1955. – 436 с.

78. Учебное оборудование по физике в средней школе. Пособие для учителей. Под ред. А.А.Покровского – М.: Просвещение, 1973. – 490 с.

79. Физический практикум по оптике. ч. 4. Составил С.И.Князев. – Шадринск.: 1970. – 370 с.

80. Физический практикум. Электричество и оптика / [Под ред. проф. В.И. Иверовой. – 2-е изд.] – М.: Наука, 1968. – 815 с.
81. Фізичний практикум для факультативних занять / В.Г. Чепуренко, П.Я. Левченко, А.Ф. Передерій, З.О. Шамро.; за ред. В. Г. Чепуренко. – К.: Рад. шк., 1971. – 240 с.
82. Франсон М. Когерентность в оптике. / Франсон М., Сланский С.– М., «Наука», 1967, - 80 с.
83. Carnet M. Methods interferometriques, utilisant les fringes de Superposition. – « Rev. d'Optique », 1954, 33, № 1, p. 1 – 25.
84. Connes P. L' etalon de Fabry – Perot. – « J. Phys et radium », 1958, 19, № 3, p. 262 – 280.
85. Harrison G.R. The production of diffraction gratings. Journal of the Optical Society of America, 1949, v 39, № 6, p. 413-426.
86. Hariharan P., Sen D. Double – Passed Fabry – Perot Interferometr. – J. Opt. Soc. Am., 1961, 51, № 4, p. 398 – 400.
87. Hariharan P., Sen D. Double – Passed Fabry – Perot Interferometr. – J. Opt. Soc. Am., 1961, 51, № 4, p. 400 – 403.
88. Hariharan P. Modified Mach-Zender interferometer. – Appl. Optics, 1969, 8, № 9, p. 1925-1926.
89. Kraushaar R. A diffraction grating interferometer. Journal of the Optical Society of America, 1950, v. 40, № 7, p. 480-481.
90. Strong J. and Vaness G.A. Lamellar grating far-infrared interferometer. Journal of the Optical Society America, 1960 v. 50, № 2, p. 113-118.
91. Post D. Characteristics of the Series Interferometr. – J. Opt. Soc. Am., 1954, 44, № 3, p. 243 – 246.
92. <http://lasertex.eu/index.htm>
93. <http://www.phywe.com/460/apg/327/Optics.htm>