

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

ЛАЗЕРНІ ТЕХНОЛОГІЇ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського як
навчальний посібник для здобувачів першого (бакалаврського) рівня
вищої освіти за освітньо-професійною програмою

«Комп'ютерно-інтегровані системи та технології в приладобудуванні»
спеціальності 151 Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології

Укладачі:
Тимчик Г. С.
Сорока С. О.
Філіппова М. В.

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2022

Рецензенти: *Воронов С.О., д-р техн. наук, проф*
Микитенко В.І., канд. техн. наук, доц.

Відповідальний редактор *Антонюк В.С., д-р техн. наук, проф.*

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 6 від 24.06.2022 р.)
за поданням Вченої ради факультету/навчально-наукового інституту
(протокол № 6/22 від 20.06.2022 р.)*

Навчальний посібник призначено для студентів приладобудівного факультету, які навчаються за спеціальностями 151 «Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології». У посібнику наведено мету і завдання лабораторних робіт, їх зміст та обсяг. Розглянуто організаційні питання роботи над дослідженнями, послідовність та методику виконання, наведено вимоги щодо оформлення та процесу захисту готових робіт.

Реєстр. № НП 21/22-678. Обсяг 4,7 авт. арк.
Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Перемоги, 37, м. Київ, 03056
<https://kpi.ua>
Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів
і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

ЗМІСТ

ВСТУП.....	3
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1. ВИЗНАЧЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ І ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	4
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 2. ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ В ІНТЕРФЕРОМЕТРАХ.....	15
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3. ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОСТОРОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	25
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВВЕДЕННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ОПТИЧНЕ ВОЛОКНО	35
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 5. ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНІЙ ЩІЛИНІ	45
ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6. ВИМІР ПАРАМЕТРІВ ГАУСІВСЬКОГО ПУЧКА ЛАЗЕРУ	51
ПЕРШОДЖЕРЕЛА.....	62
ДОДАТОК 1. ПРАВИЛА ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПРИ РОБОТІ З ЛАЗЕРОМ.....	64
ДОДАТОК 2. ВКАЗІВКИ ДО ВИКОНАННЯ ТА ОФОРМЛЕННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ	69
ДОДАТОК 3. ДОВІДКОВА ІНФОРМАЦІЯ.....	70

ВСТУП

В навчальному посібнику для вивчення дисциплін «Лазерні технології в виробництві приладів» та «Лазерні технології в медичному приладобудуванні» враховано досвід викладання даних дисциплін на кафедрі виробництва приладів, приладобудівного факультету КПІ ім. Ігоря Сікорського. До навчального посібника входять матеріали для проведення лабораторних робіт з даних дисциплін.

Зміст кожної лабораторної роботи включає мету роботи, короткі теоретичні відомості для підготовки до її самостійного виконання, опис необхідного устаткування, методичні рекомендації щодо порядку виконання та опрацювання результатів дослідження.

Для перевірки готовності до виконання роботи в кожній лабораторній роботі наведено контрольні запитання.

Перед початком кожної лабораторної роботи рекомендовано проводити інструктаж з техніки безпеки.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №1.

ВИЗНАЧЕННЯ ПРОСТОРОВО-ЕНЕРГЕТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ І ХАРАКТЕРИСТИК ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета роботи: ознайомитися з основними методами вимірювання просторово-енергетичних параметрів і характеристик лазерного випромінювання. Навчитися використовувати дані методи на практиці.

Обладнання та матеріали: лазер ЛГН-205, лінійка, екран, оптична лава, набір рейтерів.

Теоретичні відомості

Поняття спрямованості та розходження джерел випромінювання

Лазерне джерело випромінювання характеризується високою спрямованістю пучка в порівнянні з некогерентними джерелами. Спрямованість визначається розходженням пучка в просторі та характеризується плоским або тілесним кутом, у межах якого поширюється більша частина випромінювання.

Всі не лазерні джерела мають розходження в межах великого тілесного кута, досягаючи навіть повного 4π . Хоча на відстані від не лазерного джерела шляхом діафрагмування хвилі можна створити пучок з досить малим розходженням, обумовленим дифракцією, однак при цьому присутні значні втрати випромінювання.

У лазері резонатор «виділяє» в активному середовищі деяку спрямованість, для якої виконується умова самозбудження, - саме в цьому напрямку процеси вимушеного випускання можуть компенсувати втрати. Таким чином, в цих умовах формується випромінювання, яке чітко спрямоване уздовж осі резонатора. Слід зазначити, що навіть при повній просторової когерентності лазерного випромінювання його конусність не

дорівнює нулю та визначається дифракцією на випромінюючій апертурі лазера. Такі пучки є дифракційно обмеженими.

На практиці конусність лазерного випромінювання пов'язана не тільки з дифракцією на вихідній апертурі лазера, але й з геометрією резонатора, а також з наявністю оптичних неоднорідностей в речовині. Тому поряд з дифракційною θ_d розрізняють і геометричну θ_g конусність лазерного випромінювання.

При вимірюванні розходження лазерного випромінювання необхідно розрізняти структуру поля в ближній та дальній зонах. Дифракція на вихідній апертурі та розсіяння на неоднорідностях активного середовища призводять до утворення компоненти розходження випромінювання, яка зменшується практично до нуля на відстані L_0 , та визначається наступною залежністю:

$$L_0 \approx \frac{D_0^2}{\lambda}, \quad (1.1)$$

де D_0 – діаметр вихідної діафрагми лазера, λ - довжина хвилі.

При відстані $L > L_0$ випромінювання характеризується майже плоским хвильовим фронтом (наближення Фраунгофера). При $L \leq L_0$ для опису дифракції використовують наближення Френеля. Розходження лазерного пучка необхідно визначати в дальній зоні (при $L > L_0$), оскільки біля випромінюючої апертури лазера кутовий розподіл має непостійну конфігурацію.

На практиці використовують два визначення розходження. У першому випадку мають на увазі плоский або тілесний кут Q_p або θ_s , що визначає ширину діаграми спрямованості в дальній зоні за заданим рівнем кутового розподілу енергії або потужності, віднесеного до його максимального значення. Найчастіше значення рівня приймається 0,5 та $1/e^2$, де e - основа натуральних логарифмів. Наведене вище визначення

однозначно характеризує випромінювання тільки одномодового лазера, що має діаграму спрямованості без бокових пелюсток, тобто близьку до гауссівського розподілу, величина розподілу інтенсивності за перерізом пучка якого визначається виразом:

$$I(r)I_0 \exp\left(-\frac{r^2}{r_{\Pi}^2}\right), \quad (1.2)$$

де I_0 - інтенсивність випромінювання на осі пучка, r - відстань від осі пучка, r_{Π} - радіус пучка.

При багатомодовому режимі діаграма випромінювання має численні бічні пелюстки, що містять значну частину енергії. Тому величина розходження по заданому рівню енергії або потужності, тобто по суті центрального максимуму розподілу, не дуже показова, якщо невідомо кутовий розподіл енергії або потужності в даному куті. У таких випадках більш зручною характеристикою є енергетична розбіжність лазерного випромінювання ($\theta_{w,s}$ або $\theta_{w,p}$), тобто плоский або тілесний кут, усередині якого поширюється задана частка енергії або потужності випромінювання.

Лазерне випромінювання також характеризують значенням діаметра пучка, тобто діаметра поперечного перерізу пучка лазерного випромінювання, усередині якого проходить задана частка енергії або потужності.

Методи вимірювання розходження лазерного випромінювання

Для практичного визначення розходження використовують три основні методи: метод перерізів, метод реєстрації діаграми спрямованості і метод фокальної плями.

Найбільш простим є метод двох перетинів (рис.1.1). Відповідно до цього методу розходження (або енергетичне розходження) пучка випромінювання визначають шляхом вимірювання діаметрів пучка d_1 та

d_2 в двох поперечних перетинах дальньої зони, віддалених один від одного на відстані L , та обчислення шуканого кута θ за формулою:

$$\theta = 2\arctg[(d_2 - d_1)/2L] \approx (d_2 - d_1)/L, \quad (1.3)$$

де d_1 та d_2 - діаметри пучка в двох поперечних перетинах, L - відстань між ними.

Вимірювання діаметрів d_1 та d_2 проводяться одночасно або послідовно по одному і тому ж критерію - заданого рівня інтенсивності або заданої частці потужності (енергії). Перевагою методу є його простота, однак для забезпечення необхідної точності вимірювань потрібна досить велика (до декількох метрів) база між перетинами, що ускладнює використання цього методу в лабораторних умовах.

Для зменшення лінійних габаритів установки застосовують різні дзеркальні або призмові системи, які називають оптичними лініями затримки.

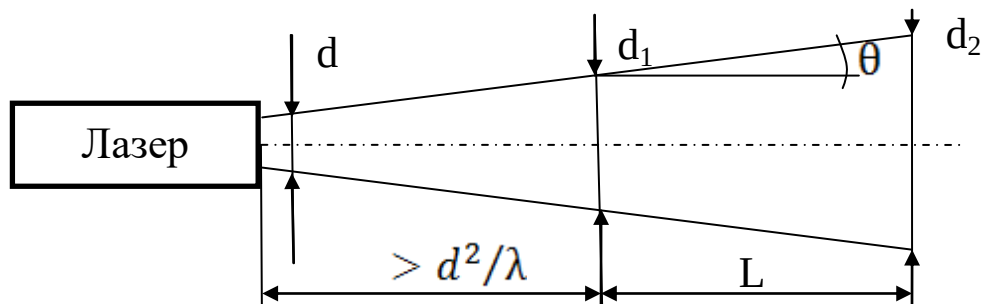


Рис. 1.1. Принципова схема методу двох перетинів

Метод реєстрації діаграми спрямованості дозволяє отримати найбільш повну інформацію про просторовий розподіл лазерного випромінювання (рис.1.2). Для вимірювання діаграми спрямованості можна використовувати фотоелемент або фотоелектронний перетворювач, які розташовані в дальній зоні, фотокатод Φ яких закритий діафрагмою з отвором малого діаметру. Переміщуючи фотоелемент по дузі кола радіусом R , реєструють кутовий розподіл інтенсивності випромінювання. Знаючи діаграму спрямованості, можна розрахувати енергетичне та кутове

розходження випромінювання. Вимірювання діаграми спрямованості є складною і трудомісткою процедурою, тому майже не застосовується в метрологічній практиці.

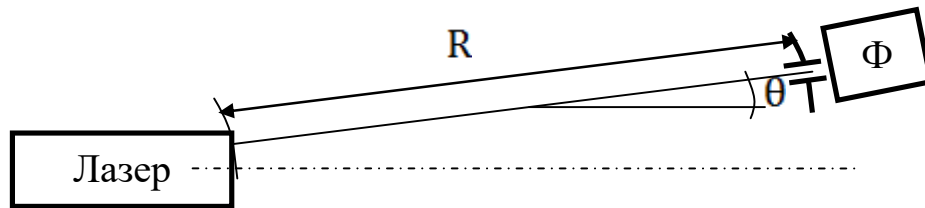


Рис. 1.2. Принципова схема методу реєстрації діаграми спрямованості

Метод фокальної плями є найбільш поширеним методом вимірювання розходження. Для проведення вимірювань в дальній зоні, тобто в області дифракції Фраунгофера, потрібні, як правило, значні відстані від джерела випромінювання. Умову дифракції Фраунгофера (додаток 3) можна отримати в фокальній площині ідеальної безабераційної позитивної лінзи Л (рис.1.3.).

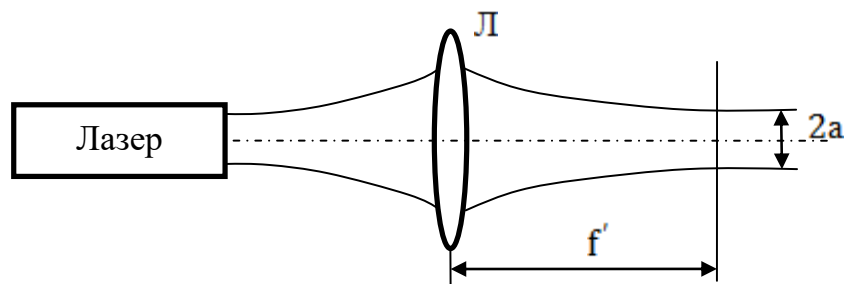


Рис. 1.3. Принципова схема методу фокальної плями

Для переходу до кутового розподілу необхідно лінійний розподіл у фокальній площині розділити на фокусну відстань лінзи, тобто кут розходження випромінювання лазера визначають за формулою:

$$\theta \approx a/f', \quad (1.4)$$

де a - радіус плями на фокальній площині.

У даному методі для виключення впливу дифракції на краях лінзи застосовують довгофокусні лінзи з великою апертурою, що перевищує приблизно в 2 рази діаметр падаючого лазерного пучка, а фокусна відстань лінзи має задовольняти умові:

$$f' > 2,44 \cdot \lambda / \theta_{w.p}^e, \quad (1.5)$$

де λ - довжина хвилі лазерного випромінювання; $\theta_{w.p}$ - енергетичне розходження лазерного випромінювання, встановлена в стандартах або ТУ на лазери визначених типів. Похибка вимірювання даного методу, в основному, пов'язана з неточністю визначення розміру плями та не перевищує 27%.

Методи вимірювання діаметру перерізу пучка випромінювання

Як у методі фокальної плями, так і в методі перерізів суть вимірювань розходження зводиться до визначення діаметру перерізу пучка з того чи іншого критерію. Для визначення діаметра пучка випромінювання застосовують два основні методи (ДСТУ ISO 12005:2005): метод каліброваних діафрагм (рис.1.4) і метод розподілу щільності енергії (потужності) лазерного випромінювання.

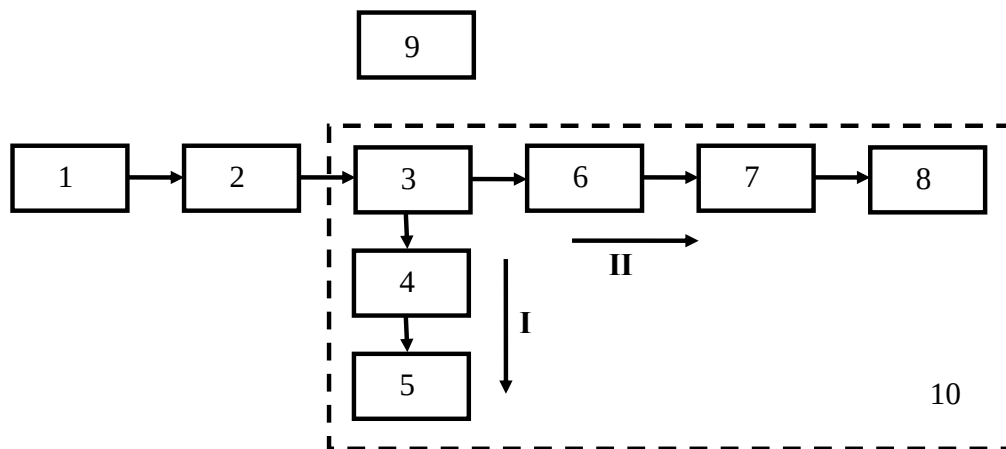


Рис. 1.4. Структурна схема методу каліброваних діафрагм

1 – лазер, 2 – послаблювач, 3 – розгалужувач, 4, 7 – оптична система, 5, 8 – вимірювач потужності, 6 – калібрувальна діафрагма, 9 – юстувальний прилад, 10 – пристрій для вимірювання діаметру пучка випромінювання

У першому випадку використовується діафрагма 6, в якій плавно

змінюється діаметр, або змінні калібровані діафрагми. Їх встановлюють безпосередньо в пучку або в фокальній площині лінзи. Змінюючи діаметр діафрагм, регулюють діаметр пучка, в межах якого укладена задана частка енергії (потужності) випромінювання від повної енергії. У схемі такого вимірювача є дві гілки, в одній з яких і вимірюється повна енергія (потужність) пучка I. Далі випромінювання з обох гілок порівнюються.

Розглянутий спосіб є недостатньо точним, а процес вимірювання малооперативним, крім того, він не дає інформації про розподіл поля біля максимуму випромінювання та не дозволяє виявити неоднорідності в розподілі випромінювання.

Для усунення цього недоліку застосовують метод реєстрації розподілу щільності енергії (потужності) лазерного випромінювання в поперечному перерізі пучка. Для цього у видимій області і ближньому інфрачервоному діапазоні спектру використовують фотографування плями випромінювання на фотоплівку або фотопластинку з подальшою обробкою мікрофотометруванням та чисельним інтегруванням.

У разі потужних імпульсних і безперервних лазерів застосовують нейтральні світлофільтри для ослаблення випромінювання. При грубих оцінках досить потужних лазерів розмір плями визначають за розміром отвору, який пропалює пучок лазера в непрозорій мішені (чорна папір, тонкі металеві пластини тощо).

Більш зручним способом вимірювання розподілу інтенсивності в сфокусованій плямі є автокалібрувальний спосіб (рис.1.5), який базується на розподілі лазерного пучка на ряд просторово подібних і досить віддалених один від одного пучків різної інтенсивності за допомогою пластини П встановленої під кутом до пучка лазера. Товста пластина П послаблює і багаторазово розщеплює лазерний пучок.

Якщо коефіцієнт відбиття обох поверхонь дорівнює ρ , то інтенсивність I_n , пучка з номером n, що виходить з похилої пластини П,

можна записати у вигляді (1.6):

$$I_n = I_0(1 - \rho)^{2 \cdot \rho^{2(n-1)}}, \quad (1.6)$$

де I_0 - інтенсивність пучка, що падає на пластину, ρ - коефіцієнт відбиття обох поверхонь, n - номер пучка.

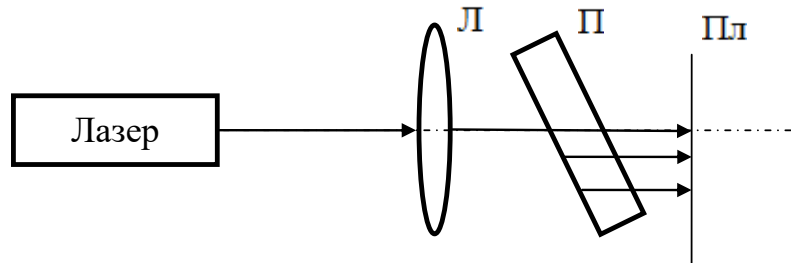


Рис. 1.5. Схема автокалібрувального способу вимірювання розходження випромінювання

Таким чином, на плівці Пл виходить кілька зображень плями з різною експозицією, з яких після обробки денситограм можна досить точно визначити діаметр плями на заданому рівні інтенсивності.

Для більш оперативного отримання даних, а також для перетворення випромінювання в видиму область спектру використовують відикони та дисектори, які дозволяють спостерігати або фотографувати об'єкти в ближніх інфрачервоних (до 1,5 мкм), видимих, ультрафіолетових або рентгенівських променях.

З появою багатоканальних, мозаїчних приймачів випромінювання завдання визначення відносного розподілу щільності енергії або потужності значно спростилося, а швидкість отримання результатів вимірювань істотно підвищилася. Паралельний принцип вимірювання багатоканальних локальних густин потужності і енергії дозволяє проводити аналіз імпульсного і нестабільного в часі і просторі в безперервного випромінювання з формуванням результатів безпосередньо на екрані дисплея.

Більшість перетворювачів мають до 100 каналів вимірювання з розміром одного елемента від 5x5 до 10x10 мм². Матричні приймачі

базуються на різних принципах роботи (термоелектричні калориметри, піроелектричні і напівпровідникові прилади) та можуть перекривати видиму й інфрачервону області спектру $\lambda = 0,4...25$ мкм.

Сучасні фотодіодні, фоторезистивні та фототранзисторні матриці складаються з декількох десятків тисяч елементів з кроком декількох десятків мікрометрів і загальною площею до 15×15 мм². Час опитування таких матриць складає доли мілісекунд.

Автоматизована математична обробка інформації з мозаїчних приймачів забезпечує:

- обчислення енергетичного розходження (не тільки щодо точки з максимальною інтенсивністю, але і відносно центра тяжіння плями або геометричного центру);
- виділення ізорівнів;
- обробку фокальних плям неправильної форми;
- корекцію спотворень вимірювального тракту, включаючи можливість індивідуальної корекції нерівномірності чутливості окремого каналу;
- визначення осі діаграми спрямованості, її дрейф протягом часу тощо.

1.2. Порядок виконання роботи

Перед початком виконання роботи необхідно ознайомитися з інструкцією по техніці безпеки при роботі з лазерними випромінювачами!

Зміст наступних операцій:

1. Ознайомитися з теоретичними відомостями роботи.
2. Скласти схему для практичного визначення розходження пучка лазерного випромінювання за методом перерізів відповідно до рис.1.6.

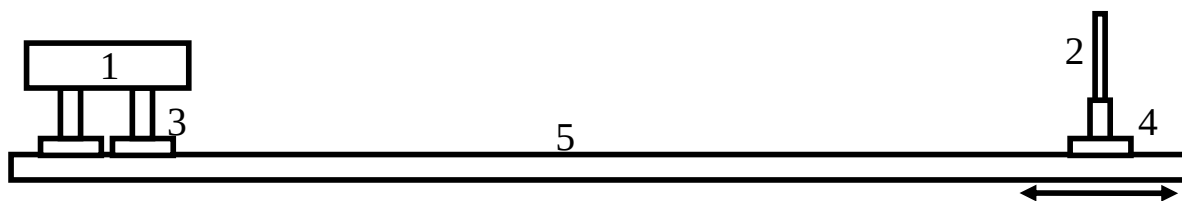


Рис. 1.6. Структурна схема установки для вимірювання розходження випромінювання методом двох перерізів

1 – лазер, 2 – екран, 3 – рейтер для кріплення лазера, 4 – рейтер для кріплення екрану, 5 – оптична лава

3. Закріпити лазер 1 в двох рейтерах 3 та встановити на оптичну лаву 5.
4. Закріпити екран 2 в рейтері 4 та встановити на оптичну лаву 5.
5. Увімкнути блок живлення лазера в мережу.
6. Встановити екран біля лазера та добитися юстувальними гвинтами рейтерів 3 та 4 того, щоб пляма від лазерного випромінювання попадала чітко в центр перехрестя на екрані.
7. Екран встановити біля лазера та визначити діаметр d_1 . Дані занести в таблицю 1.1.
8. Переміщати екран по оптичній лаві з кроком 0,25 м та проводити вимірювання діаметру d_2 . Дані занести в таблицю 1.1.
9. За даними таблиці побудувати графік залежності кута розходження θ випромінювання лазера від положення площини вимірювання L_i .
10. Зробити висновки по роботі.

13. Обробка результатів

1. Розрахувати значення кута θ за формулою 1.3.
2. Зробити висновки по роботі.

Контрольні запитання

1. Поняття спрямованості та розходження джерел випромінювання.
2. Від чого залежить конусність лазерного випромінювання?
3. В якій зоні визначають розходження лазерного пучка? Обґрунтуйте.
4. У яких випадках плоский або тілесний кут Q_p або θ_s , а у яких енергетичну розбіжність лазерного випромінювання ($\theta_{w.s}$ або $\theta_{w.p}$)?
5. Назвіть та опишіть методи вимірювання розходження лазерного випромінювання.
6. Назвіть та опишіть методи вимірювання діаметру перерізу пучка випромінювання.
7. Опишіть порядок виконання лабораторної роботи.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 2.

ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРНИХ ДЖЕРЕЛ ВИПРОМІНЮВАННЯ В ІНТЕРФЕРОМЕТРАХ

Мета роботи: ознайомитися з методиками складання інтерференційних приладів з використанням лазерних джерел випромінювання та навчитися оцінювати інтерференційні картини.

Обладнання та матеріали: інтерферометр Майкельсона, екран.

2.1. Теоретичні відомості

Призначення інтерференційних приладів

Інтерферометром називають вимірювальний прилад, який базується на використанні інтерференції світла. Як відомо, у звичайних умовах при падінні світла на екран двох або декількох пучків світлових променів сумарна освітленість на екрані дорівнює сумарній освітленості, яка створюється окремими пучками. При явищі інтерференції цей закон порушується: світлова енергія перерозподіляється так, що на одних ділянках екрану сумарна освітленість буде більшою, ніж сума окремих освітленостей окремих пучків, а не інших – менше цієї суми.

Інтерференційні прилади (інтерферометри) широко застосовуються для високоточного вимірювання переміщень деталей, їх лінійних і кутових розмірів, контролю форми і мікрогеометрії поверхонь, дослідження якості оптичних систем, вимірювання показника заломлення рідин і газів, контролю тонкошарових покриттів, аналізу спектрального складу випромінювання і т. д.

З появою когерентних лазерних випромінювачів область застосування інтерферометрів значно розширилася, оскільки з'явилася можливість отримувати інтерференційну картину при великій оптичній різниці ходу інтерферуючих пучків. Більшість відомих у нинішній час

інтерферометрів побудовано на базі класичних схем інтерферометрів Фізо, Майкельсона, Цендера-Маха, Релея та Фабрі-Перо.

Далі детальніше розглянемо оптичні схеми інтерферометрів Фізо та Майкельсона.

Принцип роботи інтерферометру Фізо

Оптична схема інтерферометру Фізо представлена на рис.2.1.

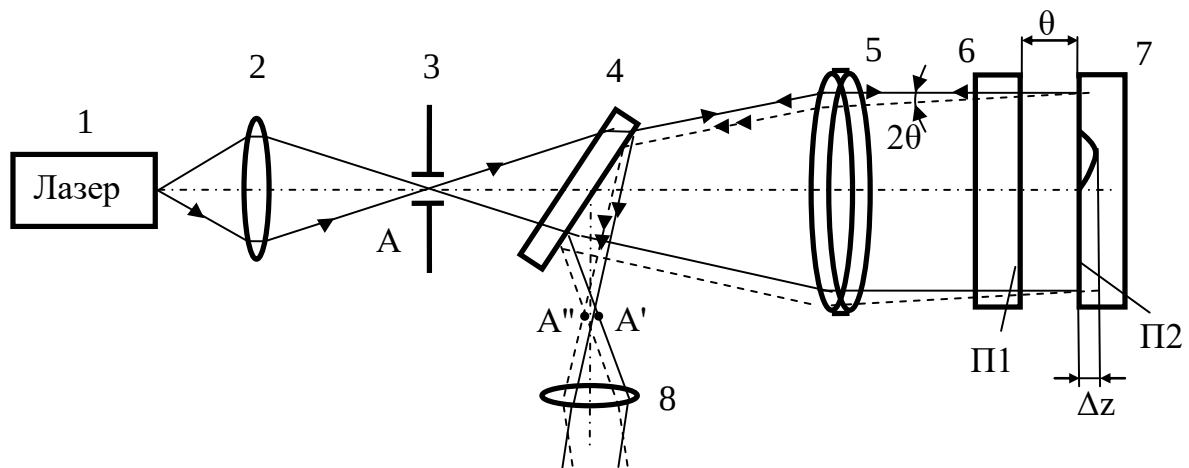


Рис. 2.1. Оптична схема інтерферометру Фізо: 1 – He-Ne лазер, 2 – конденсор, 3 – діафрагма, 4 – світлорозділююча пластинка, 5 – об'єктив, 6 – пластина-зразок, 7 – об'єкт, 8 – лінза.

Пучок світла від квазімонохроматичного джерела 1 (наприклад, He-Ne лазера) збирається за допомогою конденсорних лінзи 2 на отворі А діафрагми 3, проходить через світлоділильну пластину 4 і падає на об'єктив 5. Паралельний пучок променів, що вийшов з об'єктива 5, відбивається від плоскої поверхні пластини-зразка П1 6 і поверхні П2 об'єкту 7. Відбиті від поверхонь П1 і П2 світлові пучки проходять у зворотному ході через об'єктив 5 і відбиваються від світлороздільної поверхні пластини 4. Ці пучки будують два зображення (A' та A'') отвору діафрагми.

Взаємодія двох пучків призводить до утворення інтерференційної

картини, яка має вигляд рівновіддалених смуг (рис.2.2).

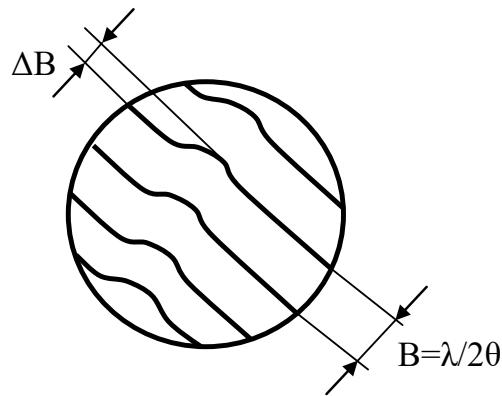


Рис. 2.2. Зображення інтерференційної картини.

Ширина смуг залежить від кута θ між поверхнями Π_1 та, який змінюється нахилом пластини-зразка 6 або об'єкту 7. Π_2 Для візуального спостереження інтерференційних смуг очі розташовують поблизу зображень A' та A'' отвору діафрагми 3. Юстування інтерферометра виконується за допомогою об'єктиву 5, що дозволяє спостерігати різкі зображення A' та A'' і поєднувати їх за допомогою нахилу пластини 6 або деталі 7. При наявності на поверхні Π_2 дефекту розміром Δ_z інтерференційні смуги викривляються на величину ΔB .

Провівши вимірювання ΔB і B , за формулою (4.1) можна оцінити похибку форми плоскої поверхні Π_2 .

$$\Delta_z = (\lambda / 2) \cdot (\Delta B / B), \quad (2.1)$$

де Δ_z – похибка форми плоскої поверхні, B – ширина інтерференційної смуги, ΔB – величина викривлення, λ - довжина світлової хвилі.

Якщо на поверхню Π_2 нанесений шар C , то в інтерферометрі Фізо спостерігаються дві системи смуг, одна з яких утворена пучками, відбитими від Π_1 і Π_2 , а друга - пучками, відбитими від Π_1 і зовнішньої поверхні шару C .

Принцип роботи інтерферометру Майкельсона

Оптична схема інтерферометру Майкельсона (рис.2.3) як і інтерферометру Фізо є базовою для багатьох інтерференційних приладів. Конденсорна лінза 2 проектує джерело світла 1 на отвір діафрагми 3. З об'єктиву 4 виходить паралельний пучок світла, який частково відбивається від поверхні світлоділильної пластини 5 і частково проходить через неї; пучок світла, який пройшов, відбивається від дзеркальної поверхні 31 деталі 6, а відбитий – проходить компенсатор 7 та відбивається від дзеркальної поверхні 32 деталі 8. Два пучка, відбиті від дзеркал 31 та 32, за допомогою пластини 5 направляються на об'єктив 9 та будують два зображення A' та A'' отвору A діафрагми 3. При виконанні умови когерентності ці пучки інтерферуються між собою. Окуляр 10 дозволяє спостерігати зображення A' та A'' при їх суміщенні шляхом нахилу одного з дзеркал. Компенсатор 7 врівноважує оптичний шлях у склі інтерферуючих пучків (необхідно при використанні джерела білого світла).

Якщо діафрагма 3 має малі розміри, в інтерферометрі спостерігають рівновіддалені смуги рівної оптичної товщини (рис.2.4), які локалізовані поблизу дзеркал. Замінюючи подумки дзеркало 31 його зображенням 31', яке будується пластинами 5 і 7, виникнення інтерференційної картини в інтерферометрі Майкельсона можна пояснити, як інтерференцію на повітряному клині між поверхнями 31' і 32'. При введенні об'єктива 11, який проектує діафрагму 3 на одне з дзеркал, через окуляр 10' можна спостерігати інтерференційні кільця рівного нахилу, локалізовані у нескінченності. У цьому випадку поверхні 31' і 32 розташовані паралельно одна одній.

Інтерферометр Майкельсона має численні застосування, одне з яких - вимірювання лінійних переміщень. Припустимо, що дзеркало 31 жорстко пов'язане з деталлю, поступово переміщається уздовж нормалі до поверхні

дзеркала (стрілка C1).

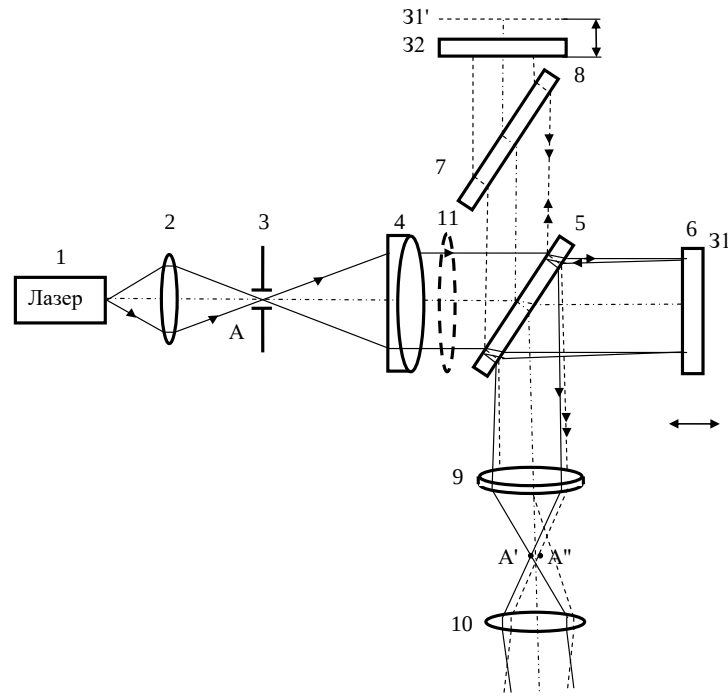


Рис. 2.3. Оптична схема інтерферометра Майкельсона.

1 – He-Ne лазер, 2 – конденсор, 3 – діафрагма, 4 – об'єктив, 5 – світлорозділююча пластинка, 6 – дзеркало, 7 – плоскопаралельна пластинка, 8 – дзеркало, 9 – об'єктив, 10 – окуляр, 11 – об'єктив.

Інтерференційні смуги будуть зміщуватися вздовж стрілки C2 перпендикулярній смугам (рис.2.4).

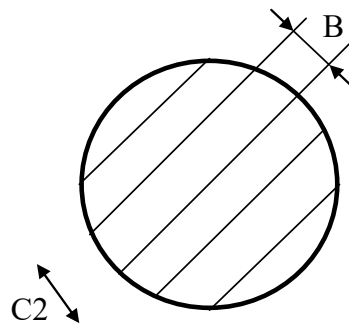


Рис. 2.4. Зображення інтерференційної картини.

При зсуві дзеркала на $\lambda/2$ смуги зсуваються на відрізок, який дорівнює ширині смуг B. За допомогою фотоелектричних пристроїв забезпечується вимірювання зсуву смуг з похибкою в соті частки B, що відповідає похибці переміщення дзеркала в тисячні частки мікрометра.

При значних переміщеннях дзеркала необхідно використовувати лазерні джерела, що дозволяють отримувати контрастну інтерференційну картину при великих оптичних різницях ходу.

Інтерферометр Майкельсона дозволяє контролювати якість оптичних деталей. У цьому випадку замість дзеркала З1, використовують оптичну систему (робочу гілку), яка містить контрольовану деталь і забезпечує автоколлімаційний хід променів.

На рис.2.5 зображені схеми робочої гілки при контролі призм П, увігнутих параболоїдів і довільних оптичних поверхонь.

При контролі увігнутих параболоїдів (рис.2.5, б) в робочу гілку вводиться безаберацийний об'єктив Об, який збирає паралельний пучок у фокус $F_{КП}$ контрольованого параболоїда КП; автоколлімаційний хід променів забезпечується плоским дзеркалом З.

На схемі на рис.2.5, в використаний компенсаційний об'єктив КО, який спрямовує промені строго по нормалях контрольованої поверхні КП.

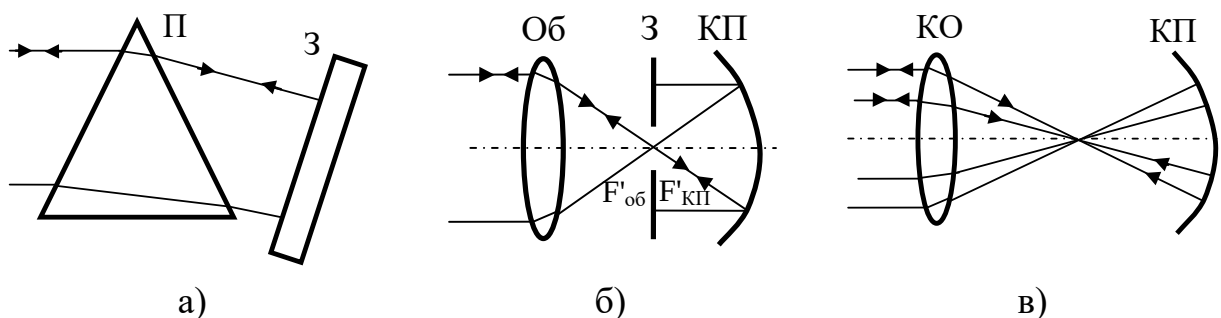


Рис. 2.5. Схеми контролю на інтерферометрі оптичних деталей

а) призма, б) увігнутих параболоїдів, в) довільних оптичних поверхонь; П – призма, З – дзеркало, Об – об'єктив, КП – контрольований параболоїд, КО – компенсаційний об'єктив

Контроль похибок оптичних деталей виконується по викривленню інтерференційних смуг, ширина яких регулюється нахилом другого дзеркала З2, інтерферометра (рис.2.3).

Приклади інтерференційних картин поверхонь оптичних деталей

На рис.2.6 приведено інтерференційні картини дослідження форми плоских оптичних поверхонь.

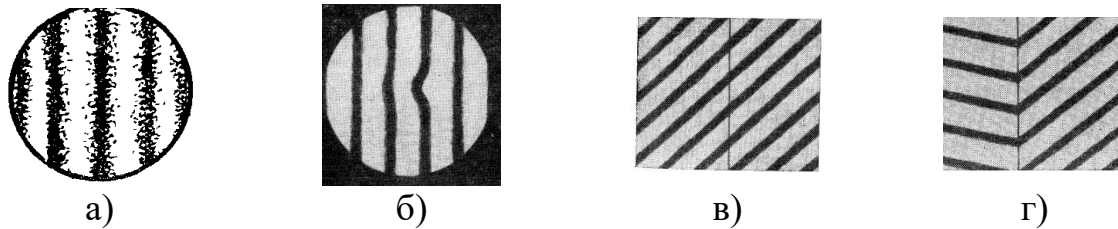


Рис. 2.6. Інтерференційні картини плоских поверхонь:

а) та б) – ідеальний та х похибкою клин, відповідно; в) та г) – призма з кутом 90° та відмінним від 90° , відповідно.

На рис.4.7 приведено інтерференційні картини лінзи.

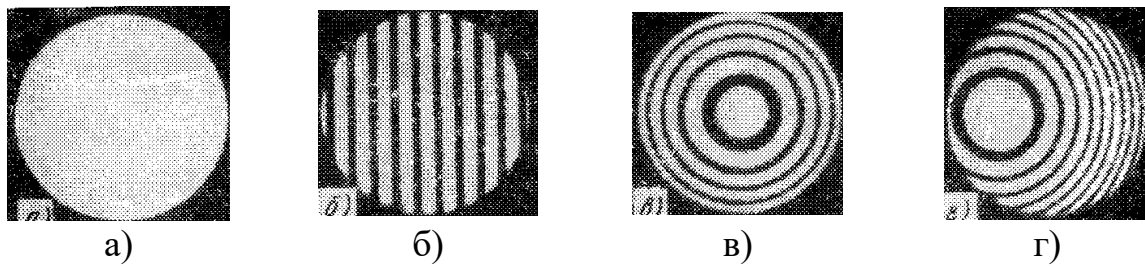


Рис. 2.7. Інтерференційні картини якісної лінзи:

а) – без нахилу та дефокусування, б) – з нахилом, в) – з дефокусуванням, г) – з нахилом та де фокусуванням.

На рис.4.8 та рис.2.9 приведено інтерференційні картини лінз з абераціями та їх комбінаціями, відповідно.

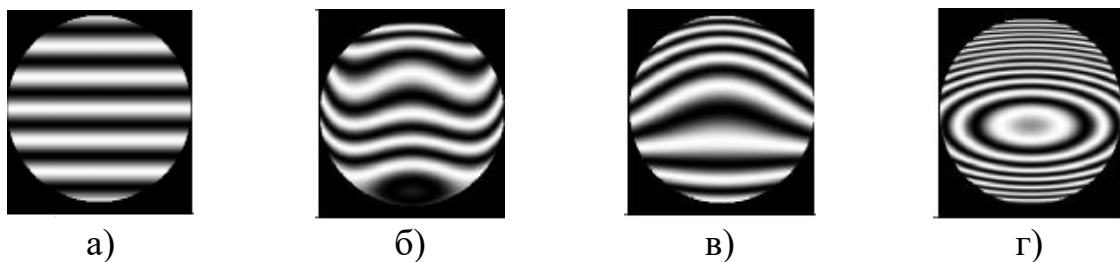


Рис.2.8. Інтерференційні картини лінз з абераціями

Умовні позначення: а) – відсутні аберації, б) – сферична аберація, в) – кома, г) – астигматизм.

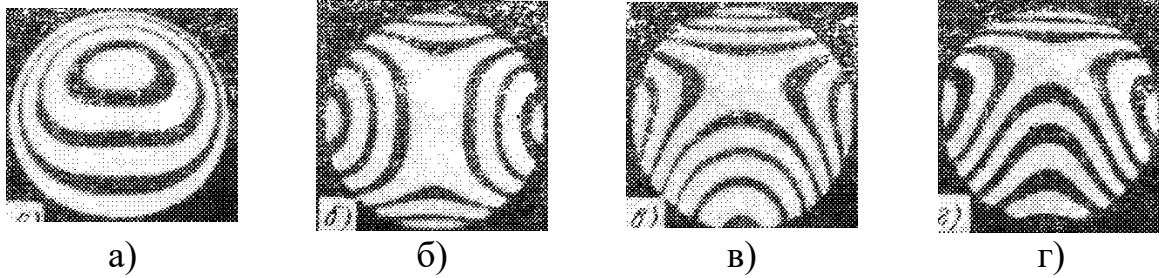


Рис. 2.9. Інтерференційні картини лінз з аберациями

а) – сферична аберация та кома, б) – сферична аберация та астигматизм, в) – кома та астигматизм, г) – сферична аберация, кома та астигматизм.

2.2. Порядок виконання роботи

Перед початком виконання роботи необхідно ознайомитися з інструкцією по техніці безпеки при роботі з лазерними випромінювачами (додаток 1).

1. Ознайомитися з теоретичними відомостями.
2. Ознайомитися з принципом роботи інтерферометра Майкельсона, загальний вигляд якого представлений на рис.2.10.
3. Ввімкнути джерело лазерного випромінювання і дочекатися його стабільної роботи.



Рис. 2.10. Загальний вигляд інтерферометру Майкельсона : 1 – лазер, 2 – телескопічна система, 3 – світлорозділююча призма, 4 – дзеркало, 5 – юстующе дзеркало, 6 – лінза.

4. За допомогою двох юстующих гвинтів дзеркала 5 добитися чіткою інтерференційної картини.

5. Добитися вертикального розміщення полос.
6. Отримати полоси різної товщини та замалювати інтерференційні картини в таблиці 2.1
7. Отримати полоси під різними кутами та замалювати інтерференційні картини в таблиці 2.2.

4.3. Обробка результатів

Отримані результати заносимо в табл. 2.1 та табл. 2.2.

Таблиця 2.1

Зображення інтерференційних картин полос різної товщини

Зображення інтерференційної картини	Ширина полоси, мм
1	2
...	

Таблиця 2.2

Зображення інтерференційних картин полос під різними кутами нахилу

Зображення інтерференційної картини	Кут нахилу, град
1	2
...	

8. Зробити висновки по роботі

Контрольні запитання

1. Що таке інтерферометр?
2. Назвіть області застосування інтерференційних приладів та їх види.
3. Намалюйте оптичну схему інтерферометру Фізо та розкажіть

принцип роботи.

4. Від чого залежить ширина смуг в інтерференційній картині?
5. Намалюйте оптичну схему інтерферометру Майкельсона та розкажіть принцип роботи.
6. Приведіть схеми контролю на інтерферометрі оптичних деталей.
7. Опишіть порядок виконання лабораторної роботи.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 3.

ДОСЛІДЖЕННЯ ПРОСТОРОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

Мета роботи: ознайомитися з поняттям когерентності. Визначити величину просторової когерентності випромінювання на основі інтерференційного досліду Юнга.

Обладнання та матеріали: оптична лава, гелій-неоновий лазер ЛГН-205, збираюча лінза, матове скло, подвійна щілина, екран для спостереження інтерференційної картини.

3.1. Теоретичні відомості

Поняття когерентності лазерного випромінювання

Однією з відмітних особливостей лазерного випромінювання є його висока ступінь когерентності, під якою розуміють кореляцію (узгодженість) фаз коливань, що розглядаються в різних точках простору в різні моменти часу. Високий ступінь когерентності лазера обумовлений двома основними чинниками: природою індукованого випуску і наявністю оптичного резонатора.

Звичайні джерела світла (лампи розжарювання, денного світла, Сонце та ін.) випускають некогерентні світлові хвилі, оскільки акти випускання випромінювання збудженими атомами відбуваються хаотично, незалежно один від одного.

Теорія оптичної когерентності має справу зі статистичними описом флуктуацій параметрів електромагнітних хвиль. Вона виражається в постійності або закономірністю зв'язку між фазами, частотами, поляризацією та амплітудами. Таким чином, під когерентністю розуміють узгоджене протікання в просторі та часі декількох коливальних або хвильових процесів. Відповідно до цього розрізняють просторову

та часову когерентність.

Часова когерентність - це узгоджене протікання декількох коливальних або хвильових процесів в різні моменти часу в одній і тій самій точці простору (рис.3.1).

Розділимо світловий промінь за допомогою напівпрозорого дзеркала А на два пучки (рис.3.1, а) і, спрямувавши ці пучки по різних шляхах, зведемо їх знову на екрані В. Промінь 1 проходить шлях АВ, витрачаючи на це час t_1 ; промінь 2 проходить шлях АСДВ і витрачає час $t_2 > t_1$. Таким чином, на екрані складуться світлові хвилі, випущені в моменти часу, відокремлені один від одного інтервалом $t = t_2 - t_1$.

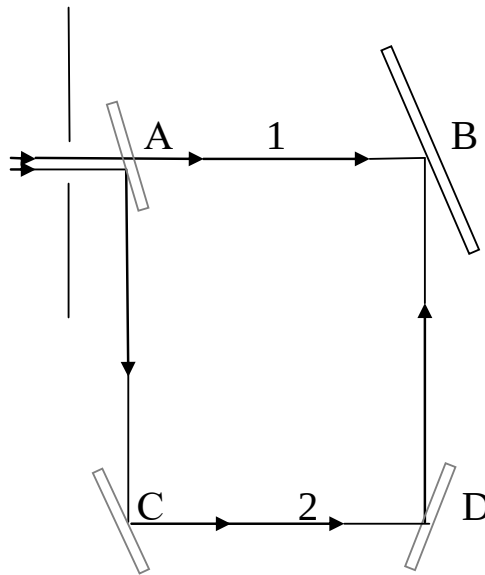


Рис. 3.1. Схематичне пояснення часової когерентності

Якщо протягом всього цього часу різниця фаз світлових коливань, створюваних променями 1 і 2 в будь-якій точці екрана, зберігається незмінною, то говорять, що світло має часову когерентність. На екрані виникає виразна стійка інтерференційна картина. Максимальне значення t , при якому така картина ще спостерігається, називають часом когерентності. Часова когерентність безпосередньо пов'язана із ступенем монохроматичності випромінювання: чим вища ступінь монохроматичності хвилі, тим більший час когерентності. В лазерах

монохроматичність випромінювання дуже висока, і час когерентності може досягати 10^{-2} с і більше.

Просторова когерентність - це узгоджене протікання декількох коливальних або хвильових процесів у різних точках простору в один і той самий момент часу.

Пояснення явища просторової когерентності показано на рис.3.2. Екран містить два малі отвори B_1 і B_2 , які посилають в точку 3 промені 1 і 2. При цьому $B_1C = B_2C$. Таким чином, в точку 3 приходять коливання, не зміщені в часі $t_1 = t_2$, але з двох різних точок простору B_1 і B_2 . Ці коливання вважаються когерентними, якщо різниця фаз їх в точці 3 постійна. Таку когерентність називають просторовою.

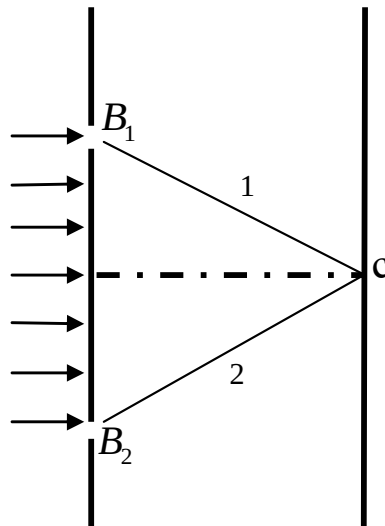


Рис. 3.2. Схематичне пояснення просторової когерентності

Визначення просторової когерентності лазерного випромінювання

Поняття оптичної когерентності зазвичай пов'язують з інтерференцією. Це пояснюється тим, що інтерференція є найпростішим явищем, в якому спостерігається узгодженість (кореляція) між світловими пучками, яка спричиняє просторово-неоднорідний розподіл інтенсивності в області їх перетину, в результаті чого виникають зони взаємного

підсилення або ослаблення. Зовні інтерференція проявляється у формуванні так званої інтерференційної картини.

Просторова когерентність світла, пов'язана з кінцевими геометричними розмірами джерела світла. Інтерференційна картина, обумовлена просторовою когерентністю, спостерігається в інтерферометрі Юнга (рис. 3.3).

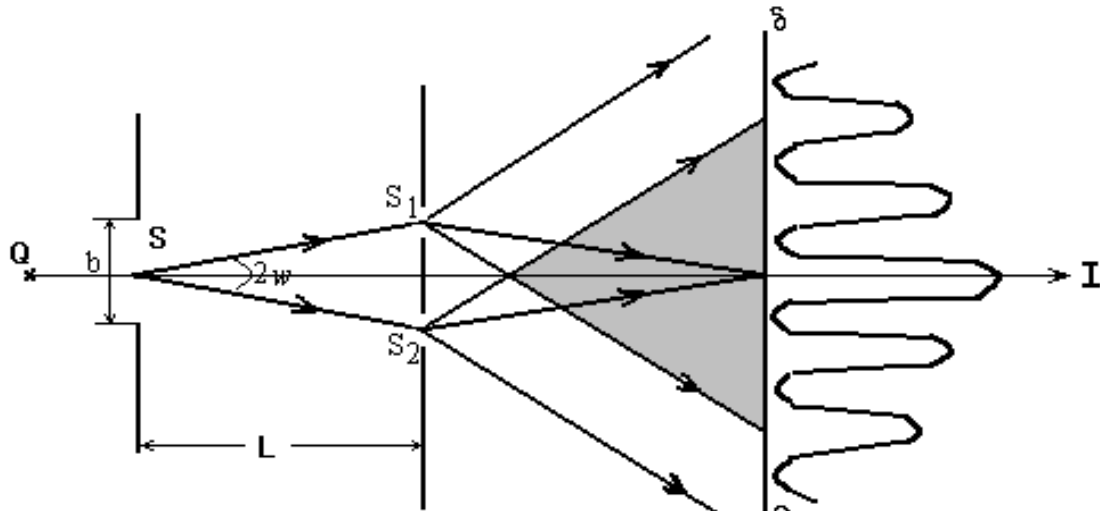


Рис. 3.3. Схематичне зображення досліду Юнга

Світло від джерела Q проходить через щілину S, яка є протяжним джерелом світла розміром b і створює пучок світла, що ділиться на два щілинами S_1 і S_2 .

В області перетину світлових пучків відбувається інтерференція світла і на екрані E спостерігається інтерференційна картина, розподіл інтенсивності світла в якій визначається співвідношенням

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (3.1)$$

де δ - різниця фаз коливань, що виникають під дією світлових хвиль, які прийшли від джерел S_1 та S_2 , I_1 та I_2 - інтенсивності світла від цих джерел.

Розмір b протяжного джерела S впливає на когерентність його «розщеплених» променів, що виходять в тілесному куті 2ω . На рис.3.4. опущений показ подвійної щілини S_1 та S_2 .

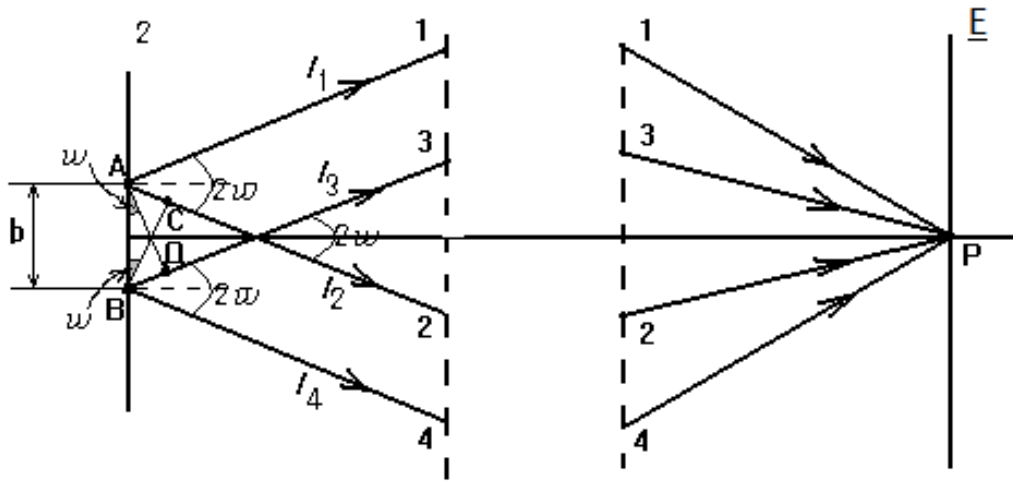


Рис. 3.4. Спрощене схематичне зображення досліду Юнга

Промені типу 1 і 2 (або 3 і 4), які виходять від одного атома, когерентні. При накладанні паралельних променів 1 і 3 (або 2 і 4) від різних атомів поблизу точки Р на екрані може спостерігатися інтерференційна картина за умови, що інтерференційні максимуми від променів одного краю А джерела не накладаються на мінімуми від променів іншого краю В джерела. Ця умова визначається безпосереднім підрахунком різниці ходу променів між крайніми точками джерела.

Різниця ходу променів 1 і 2 на шляху до екрану Е від точки А

$$\Delta_A = l_1 - l_2, \quad (3.2)$$

для променів 3 і 4 від точки В

$$\Delta_B = l_3 - l_4, \quad (3.3)$$

де l_1, l_2, l_3, l_4 - довжини шляхів, що проходять світлові промені до пристрою, що поділяє світлові хвилі на дві хвилі.

Різниця ходу між паралельними променями 2 і 4 дорівнює

$$l_2 - l_4 = AC = b \cdot \sin \omega \quad (3.4)$$

Аналогічно, різниця ходу між променями 1 і 3 дорівнює

$$l_3 - l_1 = BD = b \cdot \sin \omega \quad (3.5)$$

Отже,

$$\Delta_A - \Delta_B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1) = 2b \cdot \sin \omega \quad (3.6)$$

Якщо неузгодженість фаз на поверхні джерела не перевищує π , то розміри джерела забезпечують просторову когерентність світла. Це можливо при різниці ходу променів від точок А і В джерела не більше половини довжини хвилі λ :

$$\Delta_A - \Delta_B \leq \frac{\lambda}{2} \quad (3.7)$$

Інтерференція світла стане можливою лише за умови

$$2b \cdot \sin \omega \leq \frac{\lambda}{2} \quad (3.8)$$

Отриманий вираз є умовою просторової когерентності світла. Кут ω називається кутом когерентності або апертурним кутом інтерференційної схеми. З 3.2 випливає, що від некогерентного джерела можна отримати на великих відстанях (при збільшенні L кут ω зменшується, рис.3.3.) від нього майже когерентний пучок кінцевого перерізу, але при цьому буде використана мала частина енергії джерела. Збільшення розміру b джерела при незмінній відстані L призводить до погіршення контрастності інтерференційних смуг і потім до їх повного зникнення. При зменшенні розмірів некогерентного джерела схема стає просторово когерентною, а на екрані спостерігається інтерференційна картина, якщо виконується умова (3.8).

Застосування когерентного випромінювання

Високий ступінь монохроматичності та мале розходження когерентного оптичного випромінювання визначають області його практичного використання. Випромінювання з високою часовою когерентністю може бути використано для передавання інформації на оптичних частотах; при вирішенні завдань, пов'язаних з оптичною інтерференцією (вимірювання відстаней, лінійних і кутових швидкостей, деформацій поверхонь тощо); як стандарт частоти. Висока спрямованість

просторово-когерентного випромінювання обумовлює ряд його переваг перед некогерентним випромінюванням: невелику величину енергетичних втрат, пов'язаних з розходженням пучка; високе кутове розділення, що дозволяє точно спрямувати промінь на малий об'єкт і істотно скоротити перешкоди; можливість просторової фільтрації при прийманні сигналів. Звідси випливає, що вузьконаправлене оптичне випромінювання може бути ефективно використано при передаванні інформації на великі відстані, при оптичній локації виділених об'єктів (особливо для виділення об'єкта серед інших цілей), при вимірюванні кутів і відстаней за принципом, на якому засновані світлодалекоміри, в системах наведення за променем, при передаванні світлової енергії на найбільші відстані, для концентрації енергії в світловому пучку (оптичне різання, зварювання) тощо.

3.2. Порядок виконання роботи

Перед початком виконання роботи необхідно ознайомитися з інструкцією по техніці безпеки при роботі з лазерними випромінювачами (додаток 1).

1. Ознайомитися з принципом роботи експериментальної установки (рис.3.5).

Джерелом світла при проведенні дослідження є світла пляма, що виходить на матовому склі 3 при фокусуванні променя лазера 1 за допомогою лінзи 2. Товщина матового скла 3 в різних місцях різна, і тому світлові хвилі, які виходять з нього, мають різні початкові фази. Між матовим склом і екраном 5 міститься подвійна щілина 4 для отримання інтерференційної картини. Діаметр світлої плями на матовому склі 3 можна змінювати, переміщуючи лінзу або скло вздовж оптичної лави.

Спочатку спостерігається інтерференційна картина від нерухомої плями, що світиться. Різниця початкових фаз світлових хвиль, що виходять

від нього, зберігається з часом. Інтерференційні пучки світла від двох щілин S_1 та S_2 є просторово некогерентними за часом. На екрані спостерігається зерниста структура розподілу інтенсивності світла.

При обертанні матового скла 3 відбувається хаотична зміна початкової фази світла, що випускається з будь-якої точки плями, що світиться. Джерело світла стає повністю некогерентним, подібним звичайному тепловому джерелу світла. Інтерференційна картина на екрані змінюється його рівномірною освітленістю.

Потім спостерігається інтерференційна картина від одного світлового зерна середнього розміру на матовому склі. При обертанні скла 3 і одночасному переміщенні подвійної щілини 4 спостерігають момент зникнення інтерференційної картини на екрані 5, який настає при виході подвійної щілини за межі кута когерентності ω (рис.3.5).

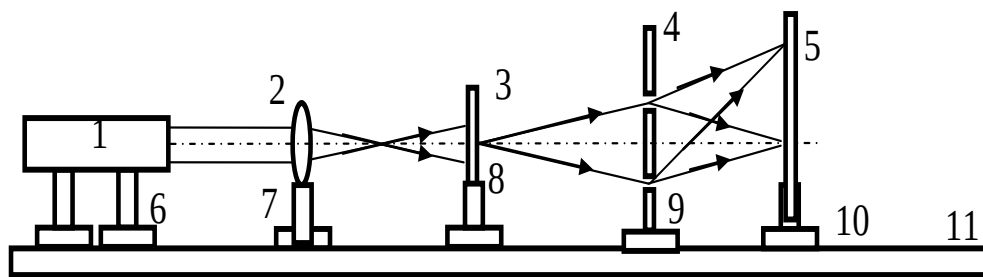


Рис. 3.5. Експериментальна установка для визначення часової когерентності

1 – лазер, 2 – збираюча лінза, 3 – матове скло, 4 – подвійна щілина, 5 – екран, 6, 7, 8, 9, 10 – рейтери для кріплення відповідних елементів, 11 – оптична лава.

Тимчасова когерентність світла в цих дослідах забезпечується властивістю лазерного випромінювання, його вузьким інтервалом частот.

2. Встановити на оптичну лаву 11 елементи згідно рис.3.5 (крім подвійної щілини 4). Спостерігати зернисте розподілення інтенсивності світла на екрані 5. Зробити висновки про результати спостереження.

3. Переміщуючи матове скло 3 відносно лінзи 2, домогтися, щоб зерна на

екрані стали якомога більшими. Виміряти відстань f від лінзи 2 до матового скла 3 (дорівнює фокусній відстані лінзи 2). Якщо фокусна відстань лінзи відома, то вимірювання проводити не треба. Результати занести до таблиці

4. Помістивши на місце лінзи аркуш паперу, виміряти діаметр D лазерного пучка. Поставити лінзу на місце. Результати занести до таблиці 3.1

5. Встановити подвійну щілину 4 між екраном 5 і матовим склом 3 так, щоб вона виявилася всередині світлового конуса з кутом 2ω . Для цього переміщують матове скло 3 уздовж лави відносно лінзи 2, поки подвійна щілина не з'явиться усередині світлового конуса одного зерна середнього розміру. Виміряти відстань l від лінзи до матового скла. Результати занести до таблиці 3.1.

6. Привести матове скло в швидке обертання і спостерігати за зміною інтерференційної картини на екрані при переміщенні щілини до матового скла. У момент зникнення інтерференційної картини виміряти відстань L від матового скла до подвійної щілини. Вимірювання занести до таблиці 3.1.

7. Зробити висновки по роботі.

3.3. Обробка результатів

Отримані та оброблені результати заносимо до таблиці 3.1

Таблиця 3.1

Отримані та оброблені результати

Фокусна відстань f , мм	Діаметр лазерного пучка, D , мм	Відстань l , мм	Відстань L , мм	Діаметр плями світла b , мм	Відстань d , мм	Кут когерентності ω
1	2	3	4	5	6	7

1. За відомими фокусною відстанню лінзи f , діаметром лазерного пучка D і відстанню l від матового скла до лінзи обчислити діаметр b плями світла на матовому склі 3:

$$b = \left| \frac{D(f-l)}{f} \right|$$

2. За відомими відстанню L від матового скла 3 до подвійної щілини 4 і відомою відстанню d між щілинами S_1 та S_2 обчислити кут когерентності

$$\omega \approx \frac{d}{2L}$$

3. Перевірити виконання умови просторової когерентності світла

$$2b \sin \omega \leq \frac{\lambda}{2}$$

Довжина хвилі лазерного випромінювання $\lambda = 632,8$ нм.

3. Висновки по роботі

Контрольні запитання

1. Чим відрізняються звичайні джерела випромінювання (лампи розжарювання, денного світла, Сонце тощо) від лазерних?
2. Опишіть теорію оптичної когерентності.
3. Дайте схематичне пояснення часової когерентності.
4. Дайте схематичне пояснення просторової когерентності.
5. Визначення просторової когерентності лазерного випромінювання.
6. Опишіть дослід Юнга.
7. Застосування когерентного випромінювання.
8. Опишіть порядок виконання лабораторної роботи.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №4. ДОСЛІДЖЕННЯ ЕФЕКТИВНОСТІ ВВЕДЕННЯ ЛАЗЕРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ В ОПТИЧНЕ ВОЛОКНО

Мета роботи: ознайомитися з методиками вимірювання та дослідження ефективності введення випромінювання в оптичне волокно. Навчитися використовувати дані методики на практиці.

Обладнання та матеріали: Лазер ЛГН-205, оптичне волокно, оптична лава, рейтера, фокусуюча лінза, оптичний ватметр ОМЗ-98.

4.1. Теоретичні відомості

Основні характеристики елементів зв'язку лазерного джерела та оптичного волокна

Основними характеристиками елементів зв'язку лазерного джерела та оптичного волокна є ефективність введення (спряження) та модова вибірковість. Ефективність спряження, як правило, визначається частиною загальної енергії оптичного пучка, введеної в волокно або виведеної з нього. Для елементів зв'язку з модовою вибірковістю ефективність спряження можна виразити незалежно від кожної моди. Однак багатомодові елементи зв'язку, як правило характеризуються загальною ефективністю. Тому ефективність спряження визначається як відношення енергії введеної (або виведеної) до повної енергії (до спряження).

Для підвищення ефективності вводу лазерного випромінювання в волокно використовують спеціальні погоджувальні елементи, які вибирають в залежності від типу лазерного випромінювання.

Коефіцієнт ефективності вводу визначається виразом:

$$\eta = \frac{P_{вих}}{P_{лаз}} 100\%, \quad (4.1)$$

де $P_{лаз}$ - потужність лазерного випромінювання, $P_{вих}$ - потужність лазерного випромінювання, яке пройшло через оптичну систему.

В децибелах (4.1) буде мати вигляд:

$$A = -10 \lg \left(\frac{P_{вих}}{P_{лаз}} \right). \quad (4.2)$$

Вимірювання втрат в децибелах є досить зручним та широко поширеним, оскільки воно дає змогу знаходити загальні втрати в системі, сумуючи втрати на її складових елементах.

Ефективність введення випромінювання в волокно залежить від:

- взаємного розташування випромінювача та волокна;
- числової апертури випромінювача та волокна;
- площі випромінюючої поверхні і діаметра серцевини волокна;
- відбиття випромінювання від торців світловоду;
- параметрів оптичних елементів, які використовуються при передачі випромінювання на волокно, їх просвітлення.

Особливості введення лазерного випромінювання в оптичне волокно

Перераховані вище лазери, як правило, мають резонатори великої довжини, діаметр випромінюючої поверхні $d \geq 1$ мм, тому кутове розходження (апертура) випромінювання не перевищує декількох мілірадіан.

Випромінювання, що виходить з лазерів такого типу, можна вважати колімованим (паралельним) та монохроматичним. Тому для введення випромінювання в волокно від таких лазерів зазвичай використовують збиральну лінзу (рис.4.1).

Випромінювання 2 лазера 1 фокусується лінзою 3 на вхідний торець

волокна 5. Якщо діаметр плями випромінювання дорівнює D_{Π} , то фокусну відстань лінзи f вибирають такою, щоб апертура падаючого пучка на торець волокна не перевищувала апертуру самого волокна $(NA)_B$. та виконувалось співвідношення :

$$D_{\Pi}/2f \leq (NA)_B. \quad (4.3)$$

Діаметр фокальної плями при цьому повинен дорівнювати діаметру серцевини волокна.

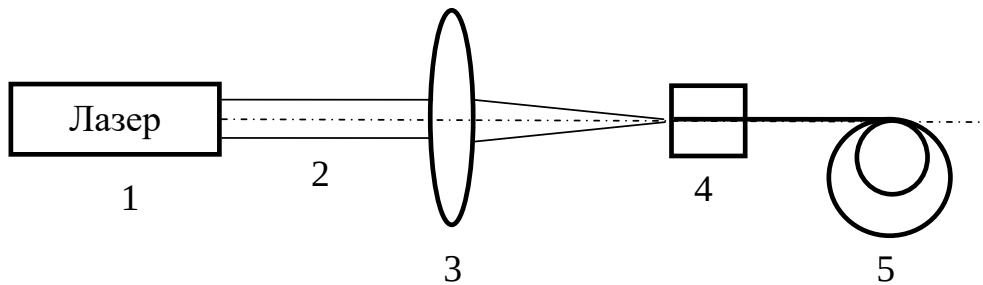


Рис. 4.1. Схематичне зображення вводу лазерного випромінювання в оптичне волокно

1 – лазер, 2 – пучок колімованого випромінювання, 3 – фокусуюча лінза, 4 – механічний юстувальний пристрій, 5 – оптичне волокно

На юстувальному пристрої 4 закріплюють прийомний торець волокна 5. У загальному випадку, для узгодження розташування торця волокна з фокусом лінзи та забезпечення узгодження осей лінзи й прийомного волокна, юстувальний пристрій повинен бути п'ятикоординатним (три просторові та дві кутові координати). При цьому, наприклад, для одномодового волокна, точність переміщення по просторовим координатами повинна бути не менше 1 мкм.

Для зниження втрат, пов'язаних з відбиттями від поверхонь лінзи, застосовують просвітлюючі покриття.

Зазначений спосіб введення випромінювання ефективний як для багатомодових, так і для одномодових волокон. При цьому втрати на введення зазвичай не перевищують декількох десятих часток децибелі.

Введення випромінювання в волокно від лазерних діодів

У напівпровідникових лазерних діодах (ЛД) товщина волоконного шару d_y , ширина d_x та довжина хвилі їх випромінювання λ пов'язані співвідношенням:

$$d_y < \lambda < d_x. \quad (4.4)$$

Товщина активного шару у більшості ЛД лежить в межах 0,1-0,3 мкм, а ширина - 2-10 мкм. Оскільки, світловий потік, який випромінюється лазерним діодом, внаслідок дифракції розширюється тим більше, чим менше випромінює торець ЛД, то кут випромінювання у вертикальному напрямку $\theta_{\perp}$ буде більшим кута випромінювання в горизонтальному напрямку $\theta_{\parallel}$. Зазвичай $\theta_{\parallel} \sim 10-15^\circ$, $\theta_{\perp} \sim 30-60^\circ$, тобто перетин випромінювання має форму еліпса з більшою піввіссю у вертикальному напрямку.

Оскільки розміри випромінюючої площадки ЛД менші ніж діаметр серцевини не тільки багатомодових, але й одномодових світлових волокон, то втрати на введення випромінювання в волокно пов'язані в основному з перевищенням апертурних кутів випромінювання ЛД над апертурним кутом волокна.

Існує декілька різних способів введення випромінювання від ЛД в світлове волокно. Вони відрізняються як за технологічною складністю, так і за ефективністю.

Безпосереднє з'єднання ЛД з волокном можливо як без додаткової обробки торця приймального волокна (рис.4.2, а), так і з його обробкою (рис.4.2, б, в).

При безпосередньому з'єднанні багатомодового волокна з лазерним

діодом (рис.4.2, а) втрати на введення зазвичай не менші ніж 7 дБ.

При з'єднанні з одномодовим оптичним волокном торець світловоду закруглюють, тобто надають йому конусоподібної форми, тим самим створюючи мікролінзу (рис.4.2, б). Найбільш ефективним є виготовлення мікролінзи шляхом травлення торця оптичного волокна (рис.4.2, в).

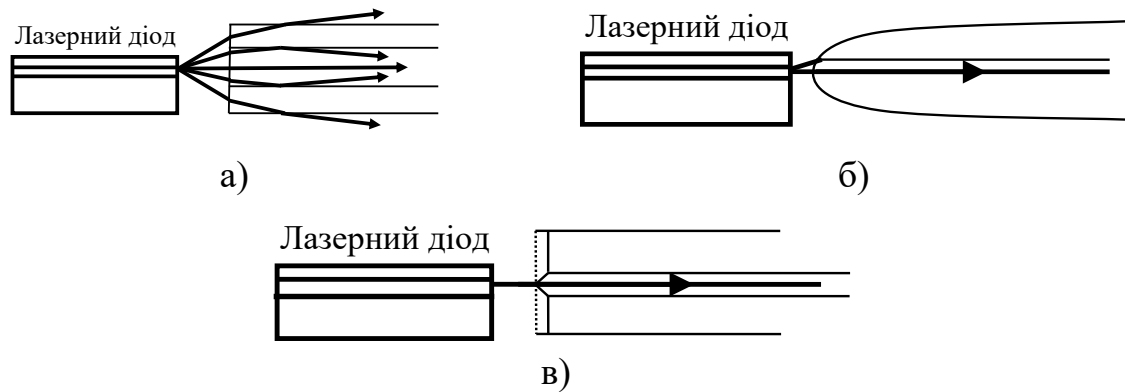


Рис. 4.2. Безпосереднє введення випромінювання лазерного діоду в оптичне волокно: а) багатомодовий світло діод; б) одномодовий світло діод; в) одномодовий світлодіод

Використання мікролінз на торці волокна дозволяє збільшити інтервал перекриття поля випромінювання і поля хвильовидної моди.

Оскільки на виході з лазерного діоду випромінювання в перетині має форму еліпса, то часто для його корекції до круглої форми застосовується циліндрична (стрижнева, градієнтна) лінза. Підбираючи відповідну довжину циліндричної лінзи та відстані L_1 та L_2 , можна значно скоротити розбіжність пучка в вертикальному напрямку та зменшити втрати при введенні з 7 дБ до 5 дБ (рис. 4.3).

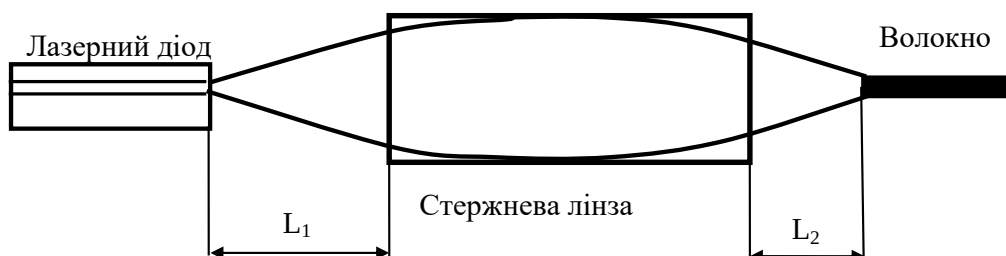


Рис. 4.3. Введення лазерного випромінювання в волокно за допомогою

стрижневої лінзи

Стрижнева лінза має циліндричну форму з плоскими торцевими поверхнями. Властивості лінзи базуються на створенні розподілу коефіцієнта заломлення симетрично оптичної осі по радіусу за квадратичним законом:

$$n(r) = n_0 \left(1 - \frac{1}{2} g^2 r^2 \right), \quad (4.5)$$

де g - параметр фокусування, характеризує крутість профілю коефіцієнта заломлення.

З рівняння траєкторії променів в даній лінзі $\frac{dr}{dz} = -g^2 r^2$ випливає, що траєкторія світлового променя всередині стрижневої лінзи має синусоїдальну форму. Крок цієї траєкторії дорівнює $\frac{2\pi}{g}$ і є основним параметром лінзи.

Сферичні лінзи збільшують коефіцієнт зв'язку за рахунок збільшення апертурного кута. Наприклад, при використанні сферичної лінзи в волокні з різницею показників заломлення 0,5% і апертури кутом 5,7°, останній може бути збільшений до 32°. Оскільки коефіцієнт зв'язку пропорційний квадрату числової апертури, застосування сферичної лінзи дозволяє значно збільшити введену в волокно потужність.

Застосування ж сферичних і градієнтних (інша назва - градани) лінз дозволяє зменшити втрати на введення до 1 дБ багатомодових оптичних волокон і до 2 дБ для одномодових оптичних волокон.

Приклад комбінації сферичної та градієнтної лінз при введенні випромінювання лазерного діоду в оптичне волокно наведено на рис.4.4.

В даному випадку випромінюючий торець лазерного діоду розміщено в фокусі колімуючої сферичної лінзи. Градан використовується для фокусування випромінювання на торець волокна.

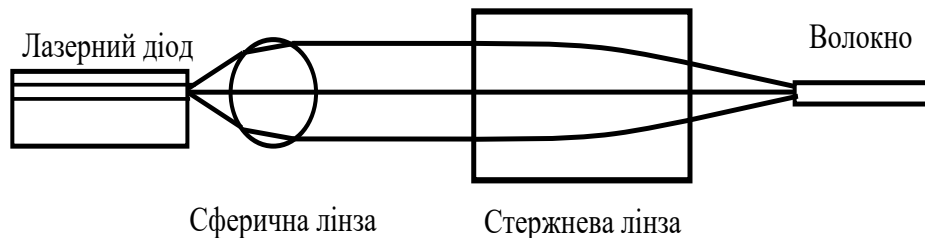


Рис. 4.4. Введення випромінювання в оптичне волокно за допомогою сферичної та градієнтної лінз

4.2. Порядок виконання роботи

Перед початком виконання роботи необхідно ознайомитися з інструкцією по техніці безпеки при роботі з лазерними випромінювачами та електровимірними приладами!

Ввімкнути блок живлення лазера та ватметра і дати їм прогрітися 5-10 хв. Обладнання готове до використання.

Вимірювання вхідної потужності лазерного випромінювання

Зібрати експериментальну установку згідно рис.4.5.

1. Встановити на оптичній лаві 5 лазер 1 в рейтерах 3.
2. Встановити на оптичній лаві 5 юстувальний столик 4.
3. Закріпити приймальний роз'єм 2 ватметра 6.
4. Направити випромінювання від лазера 1 в роз'єм ватметра 2.
5. За допомогою юстувальних гвинтів рейтерів 3 та юстувального столика 4 добитися найбільших показників потужності на ватметрі 6.

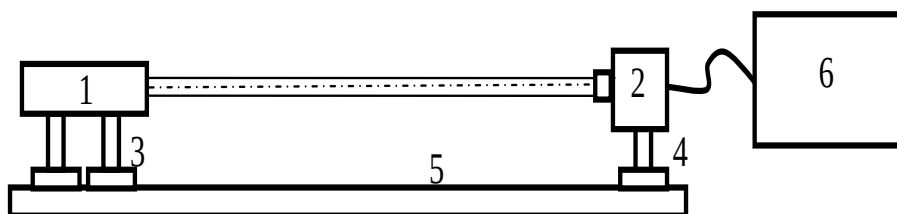


Рис. 4.5. Експериментальна установка для вимірювання вхідної потужності

лазера: 1 – лазер, 2 – роз’єм ватметра, 3 – рейтера, 4 – юстувальний столик,
5 – оптична лава, 6 – ватметр

6. Зняти показники оптичної потужності лазера $P_{\text{лаз}}$.
7. Отримані результати занести до таблиці 3.1.

Вимірювання потужності лазерного випромінювання з використанням фокусуючої лінзи

1. Зібрати експериментальну установку згідно рис.4.6.

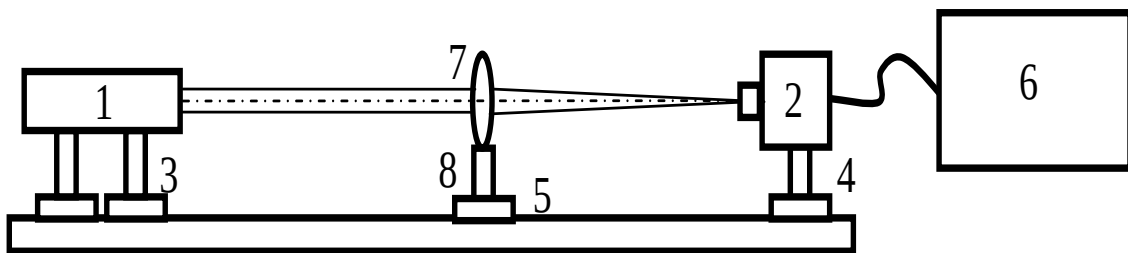
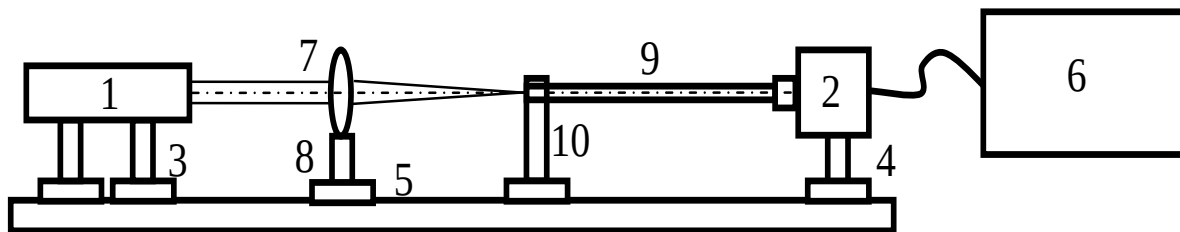


Рис. 4.6. Експериментальна установка для вимірювання вхідної потужності лазера, що фокусується лінзою: 1 – лазер, 2 – роз’єм ватметра, 3 – рейтера, 4 – юстувальний столик, 5 – оптична лава, 6 – ватметр, 7 – фокусуюча лінза, 8 – рейтер

2. Встановити на оптичній лаві 5 лінзу 7 в рейтері 8.
3. Відцентрувати фокусуючу оптичну систему «лазер-лінза» (добитися того, щоб при фокусуванні випромінювання лінзою її фокус лежав на оптичній вісі лазерного пучка).
4. Направити випромінювання від лазера 1 в роз’єм ватметра 2 за допомогою фокусуючої лінзи 3.
5. Зняти показники оптичної потужності лазерного випромінювання, яке пройшло через лінзу $P_{\text{вих.л}}$.
6. Отримані результати занести до таблиці 4.1.

Вимірювання потужності лазерного випромінювання з використанням передавальної оптичної системи «лінза-волокно»

1. Зібрати експериментальну установку згідно рис.4.7.
2. Встановити на оптичній лаві 5 юстувальний столик 10 із закріпленим вхідним торцем волокна 9.
3. Закріпити вихідний торець волокна 9 до роз'єму ватметра 2.
4. Відцентрувати оптичну систему «лінза-волокно» (добитися того, щоб при фокусуванні випромінювання лінзою її фокус лежав на оптичній вісі волокна). При цьому переміщати лише юстувальний столик 10 !!!



- Рис. 4.7. Експериментальна установка для вимірювання вхідної потужності лазера, що фокусується лінзою: 1 – лазер, 2 – роз'єм ватметра, 3 – рейтера, 4 – юстувальний столик, 5 – оптична лав, 6 – ватметр, 7 – фокусуюча лінза, 8 – рейтер, 9 – волокно, 10 – юстувальний столик
5. Зняти показники оптичної потужності лазерного випромінювання, яке пройшло через оптичну систему «лінза-волокно» $P_{\text{вих}}$.
 6. Отримані результати занести до таблиці 4.1.

4.3. Обробка результатів

1. Розрахувати коефіцієнт втрат випромінювання при використанні лінзи в відсотках та децибелах за формулами (4.1) та (4.2):
2. Результати занести до таблиці 4.1.
3. Зробити висновок по роботі.

Таблиця 4.1

Результати вимірювання

$P_{\text{лаз}}, \text{Вт}$	$P_{\text{вих.л}}, \text{Вт}$	$P_{\text{вих}}, \text{Вт}$	$\eta(\text{л}), \%$	$A(\text{л}), \text{дБ}$	$\eta, \%$	$A, \text{дБ}$
1	2	3	4	5	6	7

Контрольні запитання

1. Назвіть основні характеристики елементів зв'язку лазерного джерела та оптичного волокна. Дайте їх характеристику.
2. Від чого залежить ефективність введення випромінювання в волокно?
3. Особливості введення випромінювання в волокно від газових, рідких та твердотільних лазерів.
4. З чим пов'язані втрати на введення випромінювання лазерного діоду в волокно?
5. Які способи введення випромінювання в волокно від лазерних діодів ви знаєте? Опишіть один з них.
6. Опишіть порядок виконання лабораторної роботи.

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № 5.

ДОСЛІДЖЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА НА ОДНІЙ ЩІЛИНІ

Мета роботи: Дослідження дифракції Фраунгофера та встановлення закономірності розподілу інтенсивності випромінювання в дифракційній картині від вузької щілини

Обладнання та матеріали: гелій-неоновий лазер; розсувна щілина УФ-2, екран з масштабною шкалою, механізм переміщення фотодіоду, пристрій реєстрації електричного сигналу з фотодіоду.

5.1. Теоретичні відомості

Дифракція – це огинання хвилями перешкод, у сучасному, більш широкому сенсі – це будь-яке відхилення від законів геометричної оптики при розповсюдженні хвиль. Дифракцією називають сукупність явищ при розповсюдженні світла в середовищі з різкими неоднорідностями, такими як маленький круглий отвір, вузька щілина, дифракційна решітка тощо. В звичайних умовах дифракцію світла спостерігають у вигляді нерізкої розмитої границі тіні освітленого предмета.

Явища дифракції зазвичай класифікують в залежності від відстаней між джерелом і точкою спостереження (екраном) та перешкодою, що розташована на шляху світла. Якщо ці відстані великі (нескінченно великі) то говорять про дифракцію в паралельних променях – дифракцію Фраунгофера. У протилежному випадку говорять про дифракцію в непаралельних променях – дифракцію Френеля.

Простим для розрахунку та практично важливим випадком дифракції є дифракція на довгій прямокутній щілині. Світлове поле за щілиною знайдеться за принципом Гюйгенса-Френеля, який полягає в наступному: кожна точка хвильового фронту є джерелом вторинних хвиль, притому інтенсивність світла у довільній точці простору можна розглядати як

результат інтерференції вторинних хвиль, які випромінюються нескінченно малими ділянками хвильової поверхні.

При застосуванні принципу Гюйгенса-Френеля на випадок щілини, будемо розглядати інтенсивність світла у довільній точці спостереження як результат інтерференції когерентних вторинних хвиль, що випромінюються різними ділянками хвильового фронту на щілині.

Нехай на щілину шириною b нормально падає плоска монохроматична хвиля довжиною λ . Розглянемо інтерференційну картину на екрані, який розташований на відстані $L \gg b$ від щілини – ця умова є умовою дифракції Фраунгофера (рис.5.1).

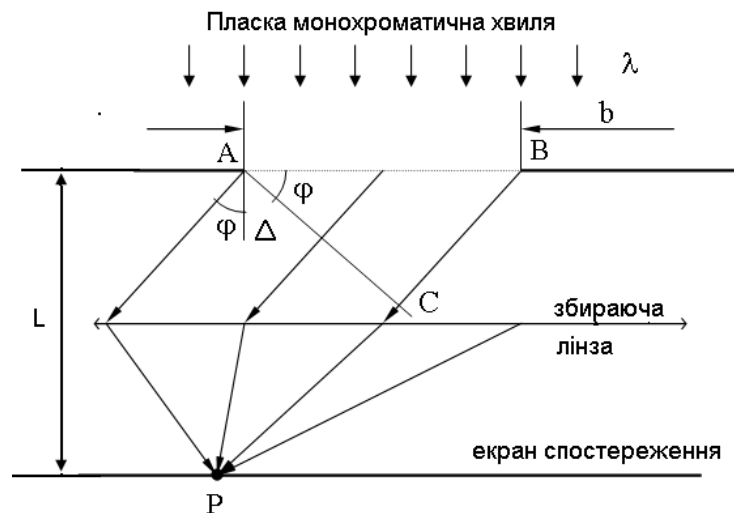


Рис. 5.1. Схема дифракції Фраунгофера

φ - кут дифракції b - ширина щілини, L - відстань від щілини до екрану

Інтерференційна картина представляє собою чергування на екрані світлих та темних смуг, тобто умова дифракційного мінімуму буде мати вигляд:

$$b \cdot \sin \varphi = k\lambda, \quad (5.1)$$

де φ - кут дифракції; k - порядок дифракційного мінімуму; $k = 0, 1, 2, \dots$

Умова дифракційного максимуму матиме вигляд:

$$b \cdot \sin \varphi = (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (5.2)$$

де k - порядок дифракційного максимуму; $k = 0, 1, 2, \dots$

Умова (5.1) означає: різниця ходу Δ між хвилями, що випромінюються крайніми точками щілини, повинна містити ціле число хвиль:

$$\Delta = k \cdot \lambda, \quad (5.3)$$

В той же час з геометрії задачі маємо:

$$\Delta = b \cdot \sin \phi. \quad (5.4)$$

Одержаний результат легко пояснити без будь-яких розрахунків. Припустимо, з початку, що $k=1$ і формула (5.1) приймає вигляд

$$b \cdot \sin \phi = \lambda. \quad (5.5)$$

Розділимо щілину на дві рівні частини. Тоді хвилі від цих частин щілини прийдуть в певну точку спостереження, для якої виконується умова $L \gg b$, в протилежних фазах і погасять одна одну при інтерференції – утвориться міні інтенсивності 1-го порядку. Якщо ж виконується умова (5.1), то щілину треба розділити на $2k$ ділянок однакової ширини. Хвилі від ділянок з непарними номерами прийдуть в певну точку спостереження в фазах, протилежних фазам хвиль, що прийшли від частин з парними номерами [14].

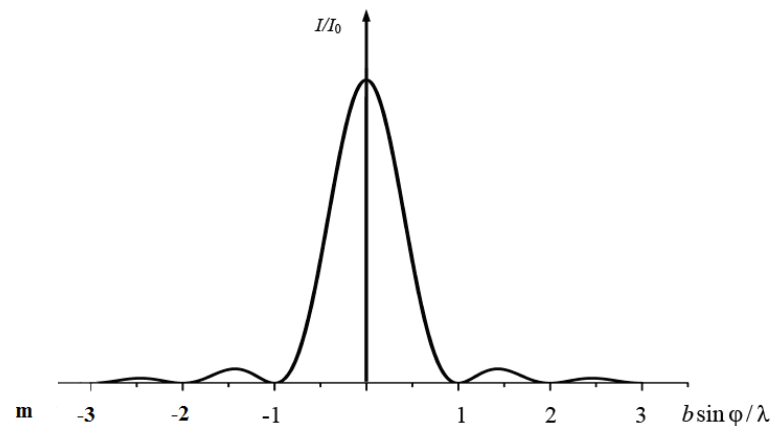


Рис. 5.2 Розподіл інтенсивності світла

Паралельний пучок світла від гелій-неонового лазера 1 падає нормально на щілину (рис. 5.3.). Результат дифракції у вигляді

періодичного розподілу інтенсивності світла спостерігається на екрані 3, який розміщено на відстані $l > b^2 / \lambda$ від щілини 2.

Фотодіод 4 можна механічно переміщувати горизонтально в межах 100 мм в обидва боки від його середнього положення за допомогою мікрометричного гвинта

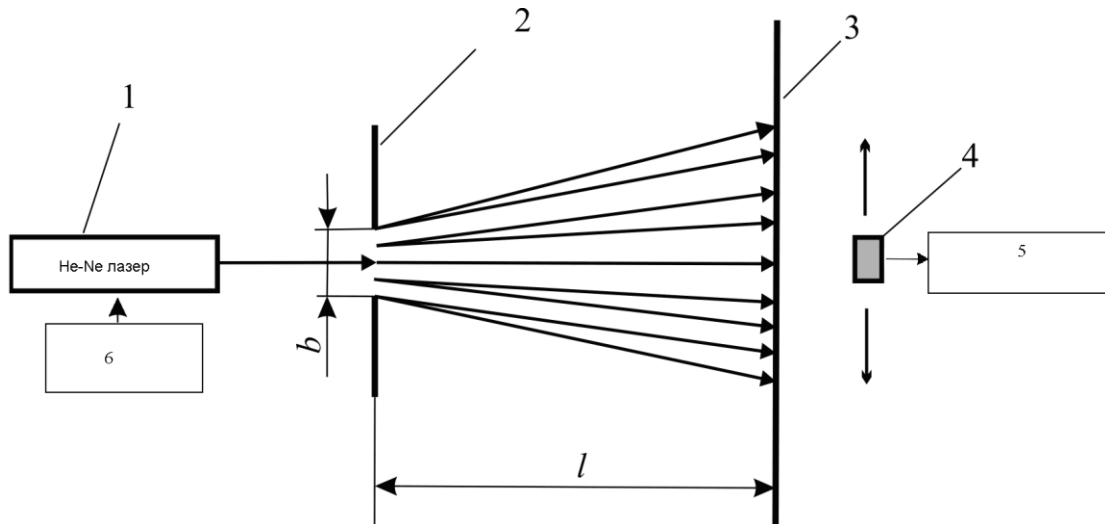


Рис. 5.3. Схема установки для дослідження дифракції Фраунгофера
1 – гелій-неоновий лазер; 2 – щілина УФ-2; 3 – екран зі шкалою, 4 – фотодіод; 5- пристрій для реєстрації сигналу; 6 – блок живлення лазера

5.2. Порядок виконання роботи

1. Скласти оптичну схему для проведення дослідження (рис. 5.4)

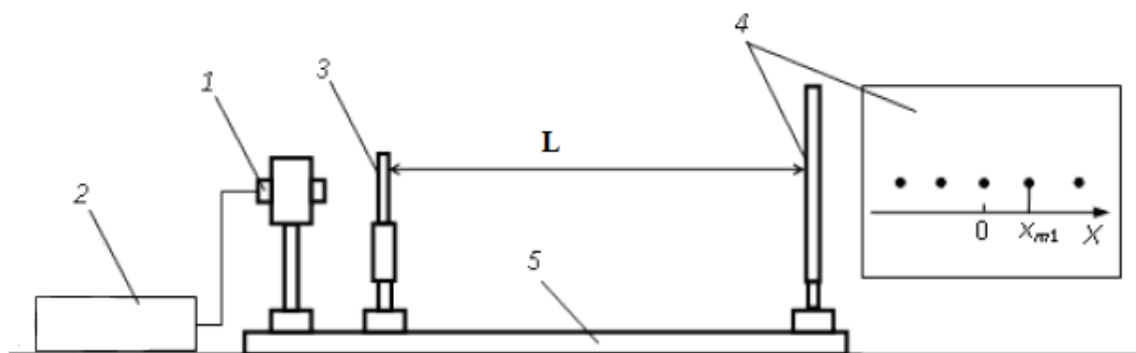


Рис. 5.4. Оптична схема для проведення дослідження
1 – He-Ne – лазер, 2 – джерело живлення лазера, 3 – щілина УФ-2, 4 – екран, 5 – оптична лава

2. Ввімкнути блок живлення лазера в мережу та після 5 хв. Прогріву лазера натиснути кнопку «Випромінювання», при цьому з'явиться лазерний промінь.
3. Встановити щілину 3 таким чином, щоб пучок випромінювання від лазера 1 падав перпендикулярно на щілину та симетрично перекривав її.
4. Змінюючи мікрометричним гвинтом ширину b щілини 2, отримати на екрані 4 чітку дифракційну картину. При цьому відстань між мінімумами першого порядку повинна бути не менш 10 мм. При цьому не можна зводити мікрометричний гвинт до нуля, оскільки це призведе до виходу з ладу щілини.
5. За показами мікрометричного гвинта визначити ширину b щілини, визначити відстань L від щілини 3 до екрану 4, а також між $\alpha_{1-1}, \alpha_{2-2}, \dots, \alpha_{n-n}$ дифракційними мінімумами. Результати вимірювань занести в таблицю 5.1.

Таблиця 5.1

№ з/п	b , мм	L , мм	α_{1-1}	...	α_{n-n}
1					
2					
3					
...					
n					
середнє значення					

5. Розмістити на місці екрану 4 фотодіод, на рівні дифракційної картини, з підключеним до нього пристроєм реєстрації електричного сигналу, та виміряти темновий струм I_0 фотодіоду.
6. Переміщаючи фотодіод за допомогою мікрометричного гвинта вздовж дифракційної картини, зняти покази фотоструму I_ϕ в прямому та

зворотному напрямках (вимірювання проводити через кожні 1 мм переміщення). Результати вимірювання занести в таблицю 5.2.

Побудувати графік розподілу інтенсивності світла $J = f \sin \varphi$ в дифракційній картині. Значення $\sin \varphi$ при малих кутах визначається як

$\sin \varphi \approx \tan \varphi \approx \frac{\alpha_i}{L}$, де α_i - відстань між положенням нульового максимуму й точкою на екрані, для якої робиться відлік фотоструму I_ϕ .

Таблиця 5.2.

№ з/п	1	2	3	...	n
α_i , мм					
L , мм					
I_ϕ , мА					
I_0 , мА					

Контрольні запитання

1. Що таке дифракція світла?
2. Чим відрізняється дифракція Фраунгофера від дифракції Френеля?
3. За яких умов будуть спостерігатись дифракційні максимуми та мінімуми при дифракції Фраунгофера?
4. Промені якої довжини при дифракції на одній щілині відхиляються від початкового напрямку поширення найбільше?
5. Яка картина буде спостерігатись на екрані, якщо ширина щілини $b = \lambda$, $b \gg \lambda$?

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА №6. ВИМІР ПАРАМЕТРІВ ГАУСІВСЬКОГО ПУЧКА ЛАЗЕРУ

Мета роботи: Мета роботи полягає в експериментальному дослідженні параметрів гаусівського світлового пучка гелій-неонового лазера

Обладнання та матеріали: Лазер ЛГН-205, оптичне волокно, оптична лава, рейтери, фокусуюча лінза, фотоелектронний пристрій (ФЕП).

Параметри експериментальної установки

1. Довжина хвилі лазера: $\lambda = 0,63 \text{ мкм}$
2. Фокусна відстань лінзи: $f = 16 \text{ см}$
3. Довжина резонатора: $L = 31,5 \text{ см}$

Завдання

1. Пропонується знайти положення перетяжки гаусівського пучка, що генерується в лазері, і виміряти її радіус, визначити за виміряними даними радіуси дзеркал резонатора, оцінити кутову розбіжність променю лазера.
2. Виміряти величини світлового потоку через щілину в максимумах гаусівського профілю пучка в залежності від поздовжньої координати z за допомогою лінзового зонда і визначити за цими вимірами координату перетяжки.
3. Виміряти півширину пучка шляхом зміщення променю поперек щілини відсутність лінзи при різних значеннях поздовжньої координати

6.1 Теоретичні відомості

Гаусівські пучки виникають у дзеркальних резонаторах і можуть генеруватися у лазері [17]. У разі збудження мод з обертальною симетрією щодо осі резонатора поле в поперечному перерізі пучка описується

функціями Лагерра-Гауса, а при дзеркальній симетрії по відношенню до двох взаємно перпендикулярних площин, що містить вісь, - функціями Ерміта-Гауса [17]. Ці функції є творами поліномів Лагерра або Ерміта, що мають нулі, на невід'ємну швидко спадаючу функцію Гауса. Тому інтенсивність у поперечному перерізі мод лазера утворює швидко слабшає при віддаленні від осі картину з плям, розділених нулями, як показано на рис. 6.1.

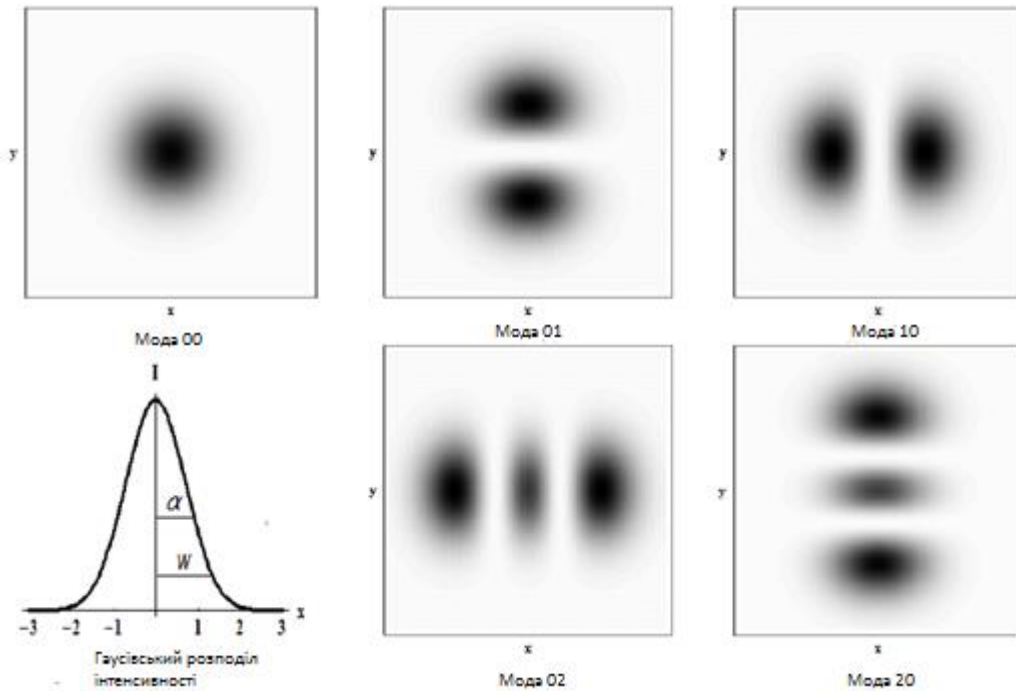


Рис.6.1. Моді гаусівського пучка

В обох випадках основна мода 00 є модою з гаусівським розподілом інтенсивності в будь-якому з радіальних напрямків в поперечному перерізі (x, y) :

$$I(x, y, z) = I_0 \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right)^2 - \left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right)^2 \right] \quad (6.1)$$

де $w(z)$ - умовний радіус поперечного перерізу пучка, тобто відстань, на якому інтенсивність падає в e^2 рази в порівнянні з максимальною

інтенсивністю на осі в даному перерізі $z = \text{const}$. Величина w_0 є радіусом найвузкої частини пучка – перетяжки.

Якщо покласти $z=0$ у місці перетяжки, то радіус пучка збільшується в міру віддалення від неї за законом:

$$w^2(z) = w_0^2 \left(1 + \left(\frac{z}{b} \right)^2 \right) \quad (6.2)$$

де $b = \frac{\pi w_0^2}{\lambda}$ дифракційна довжина пучка; λ – довжина хвилі.

Уявлення про поперетний переріз пучка можна отримати з рис. 2.

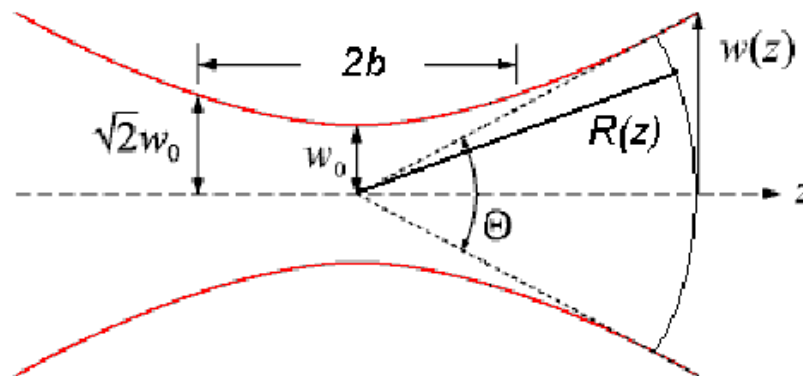


Рис.6.2. Поперетний профіль гаусівського пучка.

Хвильова поверхня гаусівського пучка має кривизну радіусу.

$$R(z) = z \left(1 + \left(\frac{b}{z} \right)^2 \right) \quad (6.3)$$

звідки видно, що у перетяжці хвильовий фронт є плоским. На відстані дифракційної довжини хвильова поверхня набуває найбільшої кривизни з мінімальним радіусом $R_{\min}(z) = R(zd) = 2b$, а при подальшому віддаленні від перетяжки радіус хвильової поверхні прагне до радіусу сферичної хвилі з центром у місці перетяжки: $R(z)=z$.

Неважко зробити висновок, що кутова розбіжність гаусівського пучка дорівнює

$$\theta = \lim_{z \rightarrow \infty} \left(\frac{2w(z)}{z} \right) = \lim_{z \rightarrow \infty} \left(\frac{2w(z)}{z} \sqrt{1 + (z/b)^2} \right) = \frac{2w_0}{b} = \frac{\lambda}{\pi w_0/2} \quad (6.4)$$

Видно, що цю розбіжність можна розуміти як таку, що з'явилася в результаті дифракції на отворі з радіусом порядку w_0 .

Гаусівський пучок буде власною хвилею резонатора у разі, якщо дві його хвильові поверхні співпадають із поверхнями дзеркал резонатора.

Радіус гаусівського пучка та кривизна його хвильової поверхні описуються одним комплекснозначним параметром

$$\frac{1}{q} = \frac{1}{R} + i \frac{\lambda}{\pi w_0^2} \quad (6.5)$$

та має властивість перетворюватись під час проходження світла через оптичні елементи, як радіус геометричного хвильового фронту променів в геометричній оптиці, тобто за законом:

$$q_2 = \frac{Aq_1 + B}{Cq_1 + D} \quad (6.6)$$

де A, B, C, D – елементи променевої матриці передачі оптичного елемента, q_1, q_2 – параметри гаусівського пучка на вході та виході оптичного елемента.

Поширення у вільному просторі на відстань z можна трактувати як проходження через оптичний елемент із матрицею

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & Z \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

Променева матриця тонкої лінзи з фокусною відстанню f має вигляд:

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ -1/f & 1 \end{pmatrix} \quad (6.8)$$

Принцип вимірювань для визначення місця перетяжки та її радіусу в даній роботі заснований на наступних властивостях лінзи та гаусівських пучків:

1. Неважко показати, що радіус гаусівського пучка, що розповсюджується з площини Z_1 на відстані подвійного фокусу перед лінзою в площину Z_2 на відстані подвійного фокусу за лінзою залишається тим самим: $w_2 = w_1$. Це означає, що в описаній експериментальній схемі лінзу з фотоприймачем у точці Z_2 можна розглядати як дистанційний зонд для вимірювання радіусу пучка у точці Z_1 перед лінзою.

Дійсно, променева матриця передачі з площини Z_1 в площину Z_2 згідно зі співвідношенням (6.7)-(6.8), дорівнює

$$\begin{pmatrix} A & B \\ C & D \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 1/f & 1 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 & 2f \\ 0 & 1 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} -1 & 0 \\ -1/f & -1 \end{pmatrix} \quad (6.9)$$

За допомогою співвідношень (6.5)-(6.6) отримаємо

$$\frac{1}{q_2} = \frac{1}{R_2} + i \frac{\lambda}{\pi w_2^2} = \left(\frac{1}{f} + \frac{1}{R_1} \right) + i \frac{\lambda}{\pi w_1^2} \quad (6.10)$$

З рівності (6.10) видно, що якщо радіус гаусівського пучка в площині, розташованій перед лінзою на відстані подвійного фокусу, дорівнює w_1 то на відстані подвійного фокусу за лінзою він буде таким же. Однак радіус хвильової поверхні при цьому зміниться і дорівнюватиме

$$R_2 = \frac{R_1 f}{R_1 + f} \quad (6.11)$$

2. Світловий потік через вузьку щілину шириною D , x у площині (x, y) дається інтегралом

$$\begin{aligned} J(x, z) &= I_0 \Delta x \left(\frac{w_0}{w(z)} \right)^2 \exp \left[- \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right)^2 \right] \int_{-\infty}^{+\infty} \exp \left[- \left(\frac{y\sqrt{2}}{w(z)} \right)^2 \right] dy \\ &= I_0 \Delta x \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(\frac{w_0}{w(z)} \right) \exp \left[- \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right)^2 \right] \\ &= I_0 \Delta x \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{w_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0} \right)^2}} \exp \left[- \left(\frac{x\sqrt{2}}{w(z)} \right)^2 \right] \end{aligned} \quad (6.12)$$

тобто знову описується гаусівською функцією від координати x . При цьому важливо помітити, що $J(x, z)$ залежить від x так само, як $I(x, y, z)$ залежить від $\sqrt{x^2 + y^2}$

3. Згідно з виразом (6.12) максимальний світловий потік через щілину при скануванні поперек променю досягається, коли щілина знаходиться на осі пучка ($x=0$), і дорівнює

$$J(0, z) = I_0 \Delta x \sqrt{\frac{\pi}{2}} \frac{w_0}{\sqrt{1 + \left(\frac{\lambda z}{\pi w_0} \right)^2}} \quad (6.13)$$

а при скануванні вздовж пучка максимум досягається при проходженні зондувальної точки місця перетяжки ($z=0$); тоді потік через щілину дорівнюватиме

$$I(0,0) = I_0 \Delta x \sqrt{\frac{\pi}{2}} w_0 \quad (6.14)$$

Тому місце перетяжки можна знайти, визначивши таке положення зондувальної точки Z_1 при якому реєстрований сигнал максимальний. При цих вимірах щілина повинна постійно перебувати на осі пучка; отже, після кожного положення зонда вздовж осі z необхідно поперечним усуненням пучка виставляти максимальне (для цього z) значення сигналу.

4. Для визначення радіусу пучка зручно вимірювати таке поперечне зміщення b , при якому світловий потік падає від максимального до половини максимального, тобто вимірювати півширину по половинної інтенсивності пучка і обчислювати радіус пучка w за допомогою формул:

$$\alpha = \sqrt{\ln 2 / 2} w = 0.589w, \quad w = 1.699\alpha \quad (6.15)$$

6.2 Порядок виконання роботи

1. Перед вимірами уважно ознайомитись із малюнками 6.2 і 6.3.

Експериментальна установка представлена на рис 6.3 і включає малопотужний гелій-неоновий лазер ЛГН-203, що збирає лінзу з фокусною відстанню порядку половини довжини резонатора, фотоприймача фотоелектронного пристрою (ФЕП) з вузькою щілиною перед фотокатодом. Лінза жорстко скріплена із ФЕП на подвійній фокусній відстані від щілини.

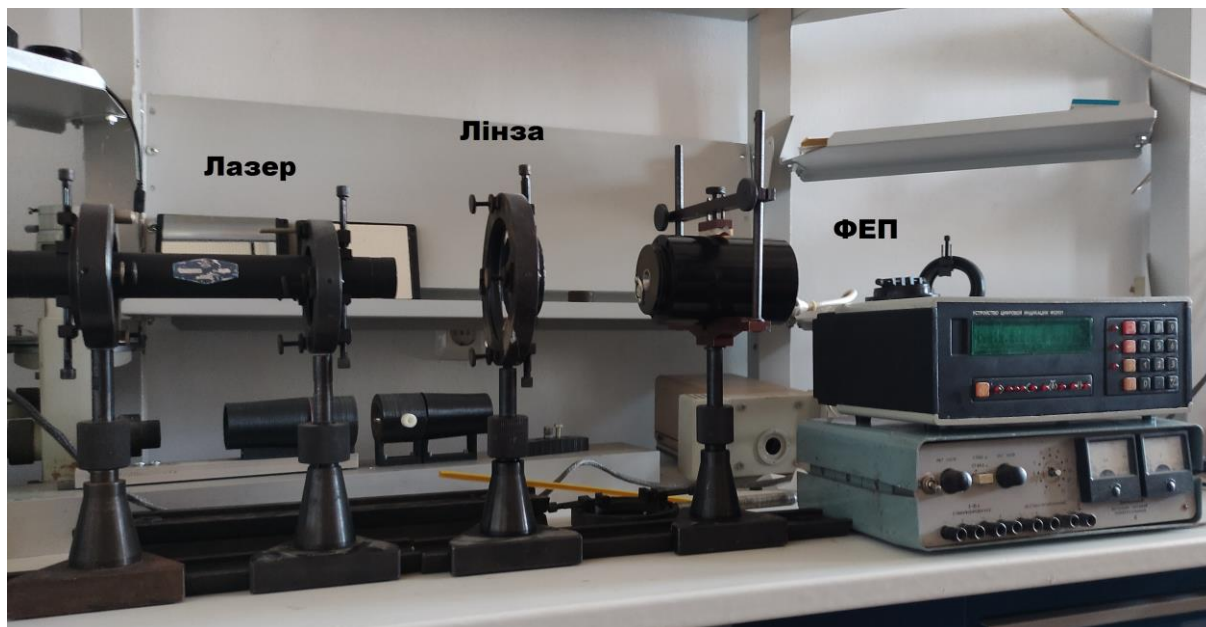


Рис.6.3. Загальний вигляд лабораторної установки

Для зручності вимірювань та подальшої обробки вимірюваних даних застосовуються дві поздовжні, щодо пучка лазера осі координат: "лабораторна" вісь з початком, суміщеним із заднім дзеркалом, і вісь ζ з початком в знайденому місці перетяжки. Отже, $z = \zeta - \zeta_0$, де ζ_0 - лабораторна координата перетяжки. Переднє вихідне дзеркало має координати $F = L$, $z_F = L - 0$, де L – довжина резонатора.

Координата точки, в якій вимірюється інтенсивність, якщо перед щілиною фотоприймача встановлена лінза, дорівнює $\zeta = \zeta_L - 2f$, де ζ_L – поточна координата лінзи, f – фокусна відстань лінзи. За відсутності лінзи $\zeta = \zeta_{щ}$ тобто інтенсивність вимірюється в тому місці, де знаходиться щілина.

2. Увімкнути лазер, прогріти протягом 1 години.
3. Прибрати лінзу з лави, налаштувати столик лазера так, щоб незалежно від положення фотоприймача (ФЕП) на лаві промінь потрапляв у центр щілини.
4. Встановити лінзу на спільні з фотоприймачем направляючі і присунути її до вікна лазера.

5. Відюстувати лінзу так, щоб промінь потрапляв у центр щілини ФЕП.
6. Увімкнути живлення ФЕП.
7. Зміщуючи промінь лазера поперек щілини горизонтальним поступальним переміщенням столика лазера, знайти фотострум у максимумі гаусівського профілю інтенсивності пучка.
8. Відсуваючи лінзу з ФЕП, знайти таке положення ξ_L лінзи, при якому фотострум у максимумі гаусівського профілю досягає найбільшого значення. Тим самим знайдено положення перетяжки ξ_0 : вона знаходиться в зондованій точці $\xi = \xi_L - 2f$ перед лінзою на відстані подвійного фокусу.
9. Зняти лінзу. Контролюючи переміщення променя лазера поперек щілини, знайти при різних положеннях $\xi_i = \xi_{\text{щ}_i}$ щілини півширини σ_i пучка по половинній інтенсивності від максимальної інтенсивності.
10. На завершення вимірювань вимкнути живлення ФЕП та лазера, встановити всі оптичні елементи на своє місце на лаві.

6.3 Обробка результатів

Обробка результатів вимірів проводиться методом найменших квадратів із застосуванням програм Multiple Document Interface Application типу Origin. У цьому методі використовується можливість визначати який-небудь недоступний прямому виміру параметр A , якщо відома точна залежність доступної вимірювання фізичної величини $b = b(A, C)$ від цього параметра A і іншого параметра C , який можна контролювати. Зробивши кілька вимірів $b_1, b_2, \dots, b_n, \dots$ при заданих значеннях $C_1, C_2, \dots, C_n, \dots$, потрібно підібрати A так, щоб сума квадратів відхилень величин b_n від теоретичних значень $b = b(A, C_n)$ була найменшою:

$$\sum_n (b_n - b(A, C_n))^2 = \min \quad (6.16)$$

У нашому випадку $A = w_0$, $b = w$, $C = z$,

$$b(A, C) = w(w_0, z) = \sqrt{w_0^2 + (\lambda z / \pi)^2 / w_0^2} \quad (6.17)$$

Обробити отримані дані.

а. Визначити радіус перетяжки. Для цього вихідну таблицю даних ξ_i , b_i перерахувати в таблицю відстаней від перетяжки $x_i = z_i$ та радіусів пучка $y_i = w_i$. Методом найменших квадратів апроксимувати ці дані відповідно до формули (6.17), тобто функцією

$$y(x) = \sqrt{w_0^2 + (\lambda z / \pi)^2 / w_0^2} \quad (6.18)$$

з параметром, що варіюється, w_0 .

б. Обчислити дифракційну довжину пучка

$$b = \pi w_0^2 / \lambda \quad (6.19)$$

в. Обчислити кутову розбіжність пучка

$$\theta \approx \left(\frac{2w(z)}{z} \right) \quad (6.20)$$

г. Обчислити радіуси дзеркал резонатора

$$R_R = z_R \left(1 + \left(\frac{b}{z_R} \right)^2 \right) \quad (6.21)$$

$$R_F = z_F \left(1 + \left(\frac{b}{z_F} \right)^2 \right) \quad (6.22)$$

Після завершення розрахунків необхідно написати висновки по роботі та оформити протокол лабораторної роботи.

Контрольні запитання

1. На якій відстані від перетяжки має місце максимальна кривизна хвильового фронту у конфокальному резонаторі?
2. Чи можна точно визначити фокусну відстань лінзи, використовуючи гаусівський пучок?
3. За яких умов перетяжки розташовуються у фокальних площинах лінзи?

ПЕРШОДЖЕРЕЛА

1. ДСТУ ISO 12005:2005 Лазери і лазерна апаратура. Методи випробування параметрів лазерного пучка. Поляризація. - Введ. 01.10.2007 р. – К.: Держспоживстандарт України, 2006 рік, 14 с.
2. ДСТУ EN ISO 11554:2014 Оптика та оптичні прилади. Лазери і лазерна апаратура. Методи випробування потужності, енергії та часових характеристик лазерного пучка. – Введ. 01.01.2016 р. К.: Держспоживстандарт України, 2014 рік, 40 с.
3. ДСТУ 7272:2012 Лазери газові. Загальні технічні умови . Код УКНД 31.260, Введ. 01.03.2013 р. – К.: Держспоживстандарт України, 2012 рік 29с.
4. Гауер Дж. Оптичні системи зв'язку / Дж. Гауер. - М.: Радіо і зв'язок, 1989.
5. Бобицький, Ярослав Васильович. Лазерні технології : навчальний посібник / Я.В. Бобицький, Г.Л. Матвіїшин ; МОН України, Національний університет "Львівська політехніка". - Львів : Видавництво Львівської політехніки, 2015- - ч. : іл. (деякі кол.), табл..
6. Основи оптоелектроніки / Я. Самацу [та ін.]. - М.: Світ, 1988.
7. Основи фізики лазерів : навчальний посібник / В.П. Гаращук. - Київ : Пульсари, 2012. - 342 с. : іл.
8. Іванов А.Б. Волоконна оптика: компоненти, системи передачі, виміру / А.Б. Іванов. - М.: Компанія Сайрус Систем, 1999.
9. Сивухин Д.В. Оптика: навч. посібник / Д.В. Сивухин. - М.: Наука, 1985.
10. Курбатов Л.Н. Оптоелектроніка видимого та інфрачервоного діапазонів спектра / Л.М. Курбатов. - М.: Вид-во МФТІ, 1999.
11. Тимчик, Г. С. Технологія оптичного виробництва [Електронний ресурс] : навчальний посібник для студентів ВНЗ / Г. С. Тимчик, М. В. Філіппова, М. О. Маркін ; НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського». –

Електронні текстові дані (1 файл: 2,97 Кбайт). – Київ : НТУУ «КПІ ім. Ігоря Сікорського», 2016. – 168 с. – Назва з екрана.

12. Фізика. Конспект лекцій. Розділ 7: «Оптика» для студентів напрямків ФІЗИКА / Укл.: М. П. Спіріхіна. – Одеса:ОНПУ, 2017. 46 с.

13. Конспект вибраних лекцій з оптики, фізики твердого тіла, атомної та ядерної фізики для студентів II курсу спеціальностей 131 «Прикладна механіка», 133 «Галузеве машинобудування»/О. Крамар. – Тернопіль: ФОП Паляниця, 2017. – 73 с.

14. Скляров О.К. Сучасні волоконно - оптичні системи передачі / О.К. Скляров. - М.: СОЛОН -Р, 2001

15. Методичні вказівки до лабораторних робіт з фізики. Оптика. Для студентів інженерно-технічних спеціальностей денної форми навчання / Укладачі: Лоскутов С.В., Правда М.І., Луцин С.П., Серпецький Б.О – Запоріжжя: ЗНТУ, 2011. - 90 с.

16. Зелев С.П., Рабоча Л.С., Шпетний І.О. Оптика електронно-променевих приладів: Навчальний посібник / - Суми: Видавництво СумДУ, 2011.-208 с.

17. Справочник по лазерам /под редакцией А.Д.Прохорова/. М.: Радио, 2008

18. Лазерні технології. Конспект лекцій [Електронний ресурс] : навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою «Комп'ютерно-інтегровані системи та технології в приладобудуванні» спеціальності 151 Автоматизація та комп'ютерно-інтегровані технології / КПІ ім. Ігоря Сікорського ; уклад. Г. С. Тимчик. – Електронні текстові дані (1 файл 6,22 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022. – 276 с.

ДОДАТОК 1.

ПРАВИЛА ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПРИ РОБОТІ З ЛАЗЕРОМ

П.1. Вплив лазерного випромінювання на людину

Лазерне випромінювання (пряме, відбите, розсіяне) при попаданні в органи зору або на шкіру може викликати їх пошкодження. Факт дії лазерного випромінювання на організм людини встановлено достовірно. Поглинаючись біологічними тканинами, випромінювання піддається складним перетворенням. Зокрема, енергія випромінювання може перетворитися в теплову енергію. При цьому спостерігається локальний нагрів тканини, що може викликати незворотні патологічні зміни (денатурація білків тощо) При потужному лазерному опроміненні можуть також знебарвлюватися (сивіти) або згорати волосся.

Дія лазерного випромінювання на живу тканину залежить від потужності світлового потоку і режиму опромінення. Лазери безперервної дії надають в основному тепловий вплив, яке проявляється в ефекті фотокоагуляції. Імпульсні лазери ($\tau \approx 10^{-8} \div 10^{-3} \text{ с}$, $E \approx 0,1 \div 10^3 \text{ Дж}$) можуть викликати складні перетворення в тканини: крім теплового дії, можливі вибухові процеси (утворення ударних хвиль і пружних коливань, пов'язаних з швидким наростанням різкого перепаду температури в місцях опромінення), процеси іонізації та ін..

Дослідами на тваринах встановлено, що лазерне випромінювання діє також на нервову систему. Наприклад, при глибокому опроміненні головного мозку мишей розвивався параліч і наступала смерть. Правда, несфокусований промінь не викликав тяжких наслідків.

Лазерне випромінювання особливо небезпечне для очей. Для сітківки ока граничні допустимі щільності потужності і енергії становлять:

- при безперервному випромінюванні - $0,35 \text{ Вт/см}^2$;

- при імпульсному ($\tau = 30$ мкс) - 0,27 Дж/см²;
- при імпульсному випромінюванні в режимі модульованої добротності ($\tau = 500$ нс) - $3,2 \cdot 10^{-2}$ Дж/см².

При опроміненні шкіри максимальними допустимими рівнями щільності потужності (енергії) є:

- при безперервному випромінюванні (за час $t = 5$ с) - 100 мВт/см²;
- при імпульсному випромінюванні - 0,1 Дж/см².

Для лазерів з ультрафіолетовим генерацією наведені дані недійсні.

Несфокусованого випромінювання малопотужних газових лазерів ($P = 1 \div 100$ мВт) при попаданні на шкіру протягом короткого часу не викликає ніяких біологічних змін.

Однак завжди слід пам'ятати, що випромінювання навіть малопотужних газових лазерів небезпечно для очей. Наприклад, гелій - неоновий лазер потужністю 1 мВт може створити на сітківці ока (оптична система ока нагадує збірну лінзу, яка фокусує випромінювання на сітківці) щільність потужності порядку $1,2 \cdot 10^3$ Вт/см², що набагато перевищує допустимі норми. Щільність потужності сфокусованого лазерного променя $P_{\text{фо}}$ визначає співвідношення:

$$P_{\text{сф}} = \left(\frac{D}{f\lambda} \right)^2 P,$$

де P - потужність лазера; D - діаметр лінзи (вхідної зіниці); f - фокусна відстань фокусує системи; λ - довжина хвилі генерації.

Для очей можна прийняти $f = 1,5$ см, а при яскравому освітленні зіниця звужується до $D \sim 1$ мм. Легко переконатися, що при $\lambda = 0,6$ мкм і $P = 1$ мВт, $P_{\text{фо}} = 1,2 \cdot 10^3$ Вт/см².

Істотне значення має діаметр зіниці ока. При більшому його діаметрі на сітківку потрапляє більше енергії лазерного випромінювання. Тому в

яскраво освітленій кімнаті, коли діаметр зіниці мінімальний, можливість ураження менша, ніж у темряві, коли зіниця ока розширений.

Навіть відбитий або розсіяний промінь потужного лазера може виявитися шкідливим для очей експериментатора. Необхідні певні захисні заходи. Слід також мати на увазі, що енергія випромінювання лазера, починаючи з 25 Дж, викликає серйозні пошкодження шкіри. Для осіб, що працюють з лазерами, розроблений спеціальний дозиметр, що вимірює енергію фонового (тобто розсіяного і відбитого) лазерного випромінювання.

П.2. Інструкція з охорони праці при роботі в лабораторії лазерної техніки

I. ЗАГАЛЬНІ ВИМОГИ ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ

До роботи на лазерних установках допускаються особи, які освоїли методику експлуатації лазерних установок, вивчили цю інструкцію і пройшли медичний огляд.

Студенти, які виконують лабораторні роботи, допускаються до їх виконання тільки в складі групи в кількості не більш чотирьох осіб і тільки ті, хто освоїли вимоги цієї Інструкції та пройшли перевірку знань у керівника занять із записом у журналі.

Всі перемикання (крім аварійних ситуацій) і зміни в оптичних системах лазерних установок дозволяється здійснювати тільки з дозволу викладача, який проводить лабораторні заняття.

Всі лазерні установки повинні бути заземлені.

При роботі на лазерних установках обслуговуючий персонал повинен виконувати вимоги інструкцій з їх експлуатації.

Порушення вимог цієї Інструкції є порушенням трудової дисципліни і винні несуть відповідальність у відповідність до чинного законодавства.

II. ВИМОГИ БЕЗПЕКИ ПЕРЕД ПОЧАТКОМ РОБОТИ

1. Провести огляд робочого місця, прибрати все зайве, що заважає нормальній роботі.
2. Перевірити цілісність заземлення, справність кнопок включення і виключення, наявність протоку води в системі охолодження випромінювача, наявність і справність запобіжників.
3. Перевірити наявність способів індивідуального захисту від лазерного випромінювання: очок, фільтрів, екранів, а також засобів колективного захисту.

III. ВИМОГИ ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПІД ЧАС РОБОТИ

1. Сторонні особи під час роботи в приміщенні лазерної лабораторії не допускаються.
2. Забороняється залишати без нагляду працюючі лазери.
3. Забороняється направляти лазерне випромінювання на легко займисті предмети.
4. При включеній генерації вносити в оптичний тракт і прибрати з нього будь-які предмети, особливо з гладкою блискучою поверхнею, забороняється.
5. Забороняється: виконувати такі операції, які можуть призвести до потрапляння прямого або дзеркально відбитого променя в очі або на шкіру працюючих осіб, а саме:
 - а. відкривати випромінювачі та блоки живлення, виконувати наладку, ремонт та огляд при включеному напрузі живлення;
 - б. знімати технологічні способи захисту, які передбачені інструкцією, і порушувати лінії автоблокування.
6. Під час роботи потрібно постійно контролювати систему охолодження випромінювачів лазерів, наявність і надійність роботи блокувань.

7. Забороняється класти на установки портфелі, сумки та інші сторонні предмети.
8. Якщо при роботі установки з'являється несправність, треба відключити установку і доповісти про це керівнику.
9. При травмі або іншому нещасному випадку з співробітником чи студентом треба негайно відсторонити його від роботи, надати першу медичну допомогу, в разі необхідності викликати «Швидку допомогу» за телефоном 103.

IV. ВИМОГИ ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ В АВАРІЙНИХ СИТУАЦІЯХ

При пожежі, затопленні приміщення необхідно негайно вимкнути установку (установки), повідомити присутнім і організовано покинути приміщення.

V. ВИМОГИ ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ ПІСЛЯ ЗАКІНЧЕННЯ РОБОТИ

1. Відключити установку, органи управління виставити у вихідне положення.
2. Прибрати своє робоче місце.
3. Виходячи з приміщення, перевірити: виключене чи обладнання, чи закриті водопровідні крани систем охолодження, чи закриті квартирки та вікна.
4. Закрити двері приміщення на замок.

ДОДАТОК 2.
ВКАЗІВКИ ДО ВИКОНАННЯ ТА ОФОРМЛЕННЯ
ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Лабораторні роботи є однією з форм вивчення кредитного модулю «Лазерні технології та обладнання в виробництві приладів», тому їх необхідно виконувати після засвоєння теоретичного матеріалу відповідного розділу. При виконанні та оформленні звіту з лабораторної роботи необхідно дотримуватись наступного:

- ознайомитись з метою, завданням та теоретичними відомостями та схемами дослідження, навчитись користуватись контрольно-вимірювальним приладами.
- звіт про виконання лабораторної роботи виконувати на окремих аркушах формату А4 із зазначенням на титульній сторінці найменування університету, кафедри, учбової групи, а також прізвища й ініціалів виконавця та керівника роботи.
- в разі виконання розрахунків супроводжувати їх коментарями
- позначення та одиниці виміру фізичних величин повинні відповідати ДСТУ
- в кінці звіту з виконання лабораторної роботи поставити дату виконання та особистий підпис.
- отримати підпис керівника лабораторної роботи (викладача) про виконання та правильність отриманих результатів
- після захисту виконаної лабораторної роботи на титульному аркуші отримати підпис керівника (викладача) та кількість набраних балів за виконання та захист лабораторної роботи (бали за виконання та захист лабораторної роботи студенти отримують згідно «положення про рейтингове оцінювання з кредитного

модулю «Лазерні технології та обладнання в виробництві приладів»).

ДОДАТОК 3.

ДОВІДКОВА ІНФОРМАЦІЯ

Інтерференція - додавання двох світлових хвиль у просторі, внаслідок чого спостерігається стійка в часі картина підсилення або послаблення результуючих світлових коливань у різних точках простору. Зони підсилення називають зонами максимумів, зони послаблення - мінімумів.

Дифракція – це сукупність явищ, які спостерігаються при розповсюдженні світла в середовищі з різкими неоднорідностями та пов'язаних з відхиленням від законів геометричної оптики.

Поява дифракції. Дифракція призводить до огинання світловими хвилями перешкод та проникненню світла в область геометричної тіні. Розглянемо дифракцію світла, зумовлену дією дифракційної решітки. Цей випадок дифракції дуже важливий, бо його широко використовують у багатьох експериментальних методах спектрального аналізу світла.

Нехай на дифракційну решітку (рис.Д3.1) нормально падає пучок паралельних когерентних монохроматичних світлових променів з довжиною хвилі λ . Візьмемо два симетричних промені SA і S1B, що проходять через суміжні щілини. За решіткою у результаті дифракції ці промені будуть поширюватись по різних напрямках.

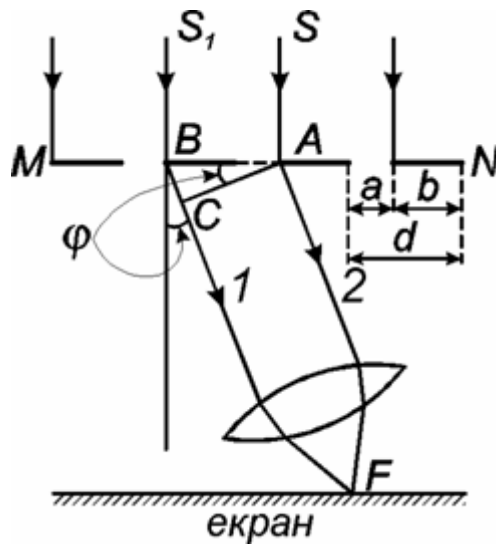


Рис. ДЗ.1. Схема появи дифракції

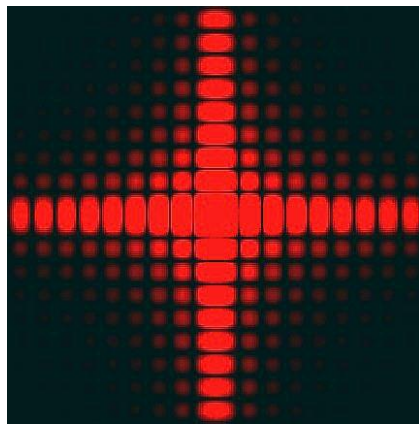


Рис. ДЗ.2. Дифракція світла на прямокутному отворі



Рис. ДЗ.3. Дифракція світла на круглому отворі

Принцип Гюйгенса – усі точки поверхні $S(t)$, крізь які проходить фронт хвилі в момент часу t , необхідно розглядати як джерела вторинних хвиль, а шукане положення $S(t + \Delta t)$ фронту в момент часу $t + \Delta t$ збігається з поверхнею, що є обвідною всіх вторинних хвиль (рис. ДЗ.4) [12].

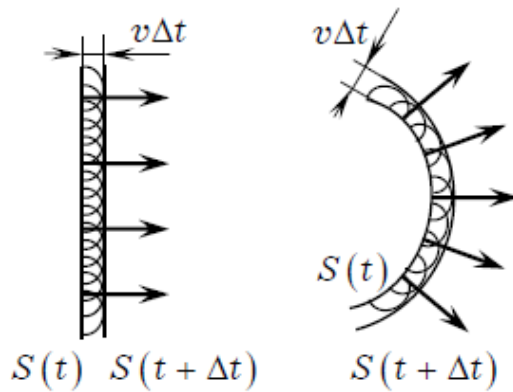
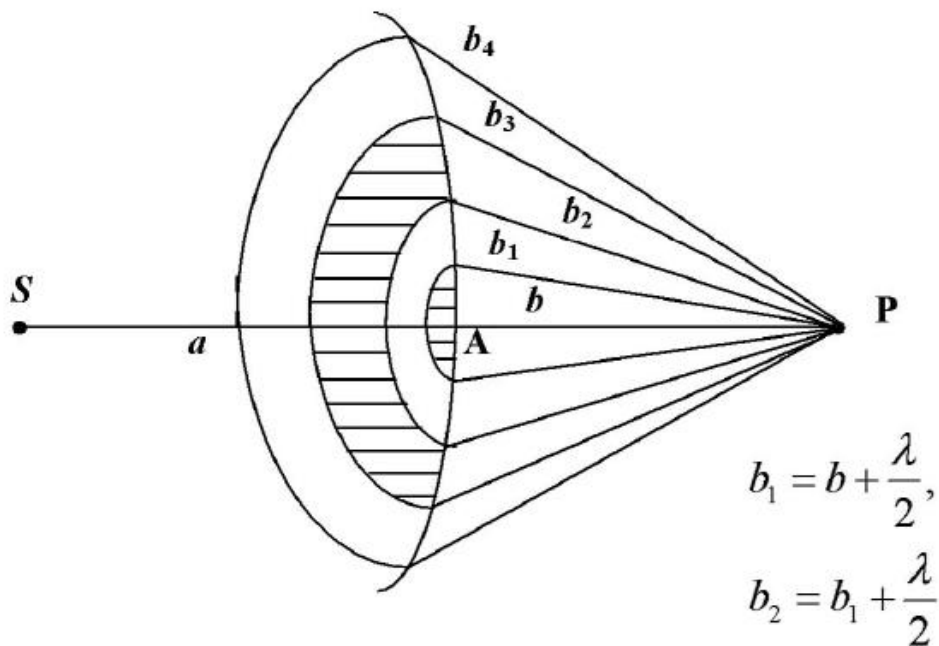


Рис. Д.3.4. Геометричне пояснення принципу Гюйгенса

Принцип Гюйгенса – Френеля – кожен елемент хвильової поверхні є джерелом вторинної сферичної хвилі, амплітуда якої пропорційна до величини площі елемента; фронт хвилі в будь-який момент часу є результатом інтерференції вторинних когерентних хвиль.

Метод зон Френеля

Випромінювання реального джерела замінюється світловим полем допоміжної хвильової поверхні, яка розбивається на скінченне число зон, які випромінюють вторинні світлові хвилі, причому різниця ходу світлових хвиль від країв сусідніх зон становить $\lambda/2$ (рис. Д3.5) [13].



Д3.5. Метод зон Френеля

Властивості зон Френеля

Якщо відстань a до джерела світла S та відстань b до точки спостереження P набагато більша за розмір зон Френелю (рис. ДЗ.6), то (для невеликих m) можна показати, що:

1. Радіус зовнішньої границі зони m :

$$r_m = \sqrt{\frac{ab}{a+b}} m \lambda .$$

2. Площа зони m :

$$\Delta S_m = \frac{\pi ab}{a+b} \lambda ,$$

не залежить від m , тобто при невеликих m площі зон Френелю однакові.

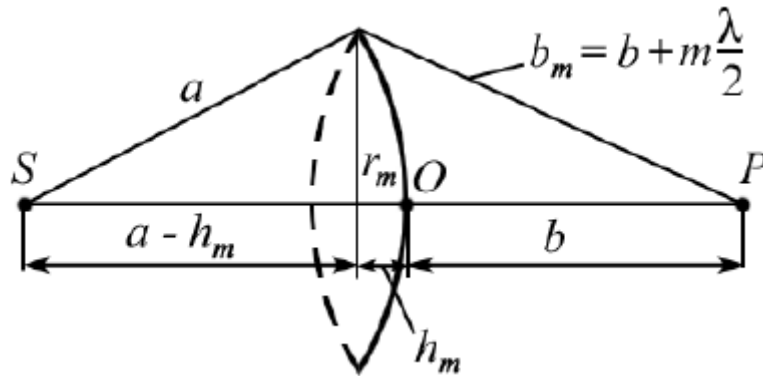


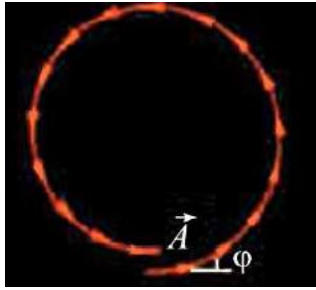
Рис. ДЗ.6. Властивості зон Френеля

Векторна діаграма

Кожна зона Френеля розкладається на кільцеві підзони. Коливання, що створюється в точці спостереження P кожної з підзон, зображується вектором, довжина якого дорівнює амплітуді коливань, а кут φ надає початкову фазу коливань.

Амплітуда коливань повільно зменшується при переході від підзони до підзони.

Кожне наступне коливання відстає по фазі від попереднього на одну й ту саму величину.



а)

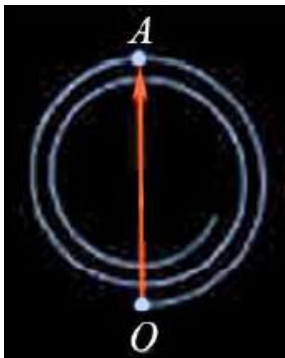


б)

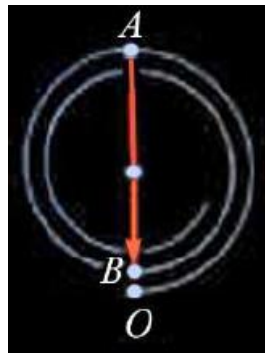
Рис. ДЗ.7. Векторна діаграма

а) векторна діаграма отримана при накладенні векторів $\vec{A}$, б) вид векторної діаграми (спіраль, що в'ється навколо фокусу) при прагненні ширини підзон до нуля.

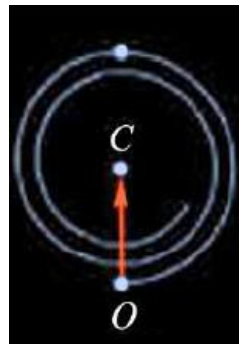
Коливання, які збуджуються в точці P першої зони Френеля, зображуються вектором OA (рис. ДЗ.8, а), другої - AB (рис. ДЗ.8, б). Вектор OC (рис. ДЗ.8, в) відповідає коливанню, яке утворюється усією хвильовою поверхнею, OD - половина першої зони Френеля (рис. ДЗ.8, г). З цих діаграм видно, що амплітуда A , яка утворюється усією хвильовою поверхнею, дорівнює половині амплітуди, що утворюється однією центральною зоною.



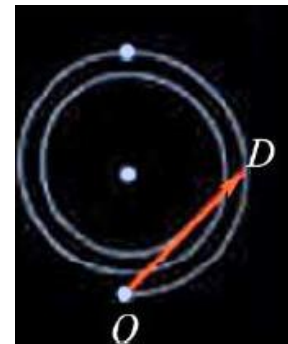
а)



б)



в)



г)

Рис. ДЗ.8 Зображення зон Френеля та їх векторні діаграми

а) вектор - OA , що відображає коливання, які збуджуються в точці P першої зони Френеля; б) вектор AB - відображає коливання, які збуджуються в точці P другої зони Френеля; в) вектор OC (відповідає

коливанню, яке утворюється усією хвильовою поверхнею; г) вектор

OD - половина першої зони Френеля

Метод графічного складання амплітуд

У відмінності від методу зон Френеля, враховує зменшення інтенсивності зі зростанням номера зони Френеля. Весь хвильовий фронт розкладається на нескінченно малі зони, значно менші, ніж зони Френеля. Амплітуди хвиль, які утворюються даними хвилями, зображуються векторами (рис. ДЗ.9, а). Фази хвиль, що утворюються наступними зонами, незначно відрізняються від попередніх, тому вектори амплітуд повернуті відносно один одного на невеликий кут. Амплітуди хвиль, що утворюються наступними зонами, дещо менше за попередні. Відповідно, вектори наступних амплітуд коротші за попередні. В результаті весь хвильовий фронт можна зобразити у вигляді згинаючої до вказаних амплітуд, яка приймає форму спіралі, яка має назву спіраль Френеля (рис. ДЗ.9,б).

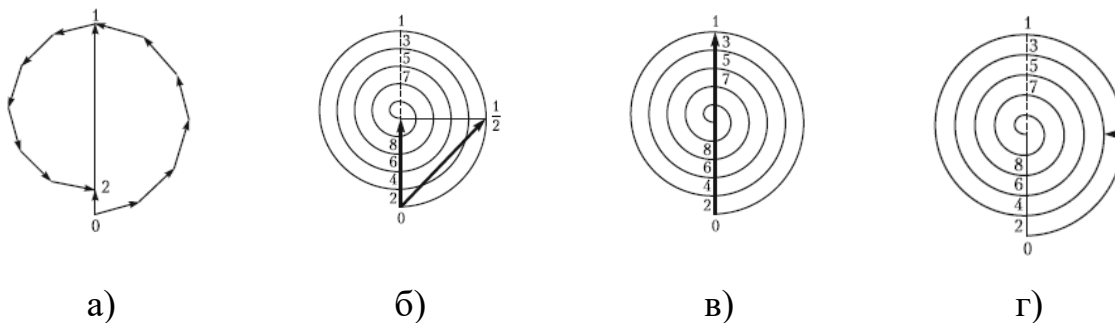


Рис. ДЗ.9 Метод графічного складання амплітуд

Для того щоб визначити результат дії декількох зон, необхідно накласти вектори відповідних амплітуд один на інший. Результатом накладення такої множини векторів буде вектор, який з'єднує початок першого вектору з кінцем останнього. Точки 0,1,2... є границями зон Френеля відповідного номеру.

Дифракція Френеля (дифракція в променях, що розходяться) від найпростіших перешкод

Дифракція на круглому отворі. Амплітуда результуючого коливання в точці P залежить від числа зон Френелю m , які відкриваються отвором

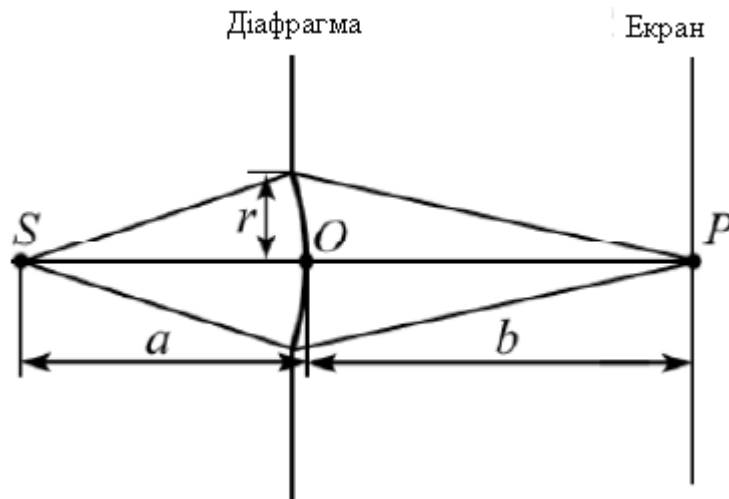


Рис. ДЗ.10. Схема дифракції Френеля

Амплітуда в точці P при різному числі зон Френеля (рис. ДЗ.11):

$$A = \begin{cases} \frac{A_1 + A_m}{2}, & (m - \text{парне}), \\ \frac{A_1 - A_m}{2}, & (m - \text{нечетне}). \end{cases}$$



а)



б)

Рис. ДЗ.11. Зображення дифракції Френеля на круглому отворі

а) відкрито парне число зон, б) відкрито непарне число зон

Дифракція на круглому диску, що закриває m зон Френеля

Яким би не був діаметр диску, в центрі його геометричної тіні завжди спостерігається максимум, якій дорівнює $1/2$ амплітуди першої відкритої зони Френелю – пляма Пуансону.

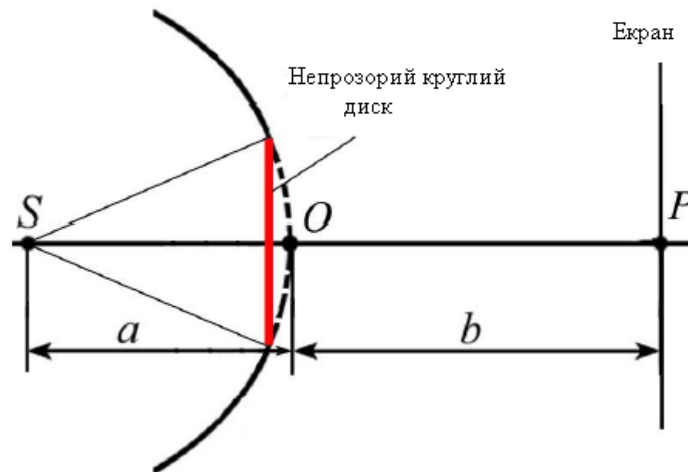


Рис. ДЗ.12 Схема дифракції на круглому диску, що закриває m зон Френеля

Якщо диск закриває m перших зон Френеля, то амплітуда в точці P визначається як:

$$A = \frac{A_{m+1}}{2}.$$

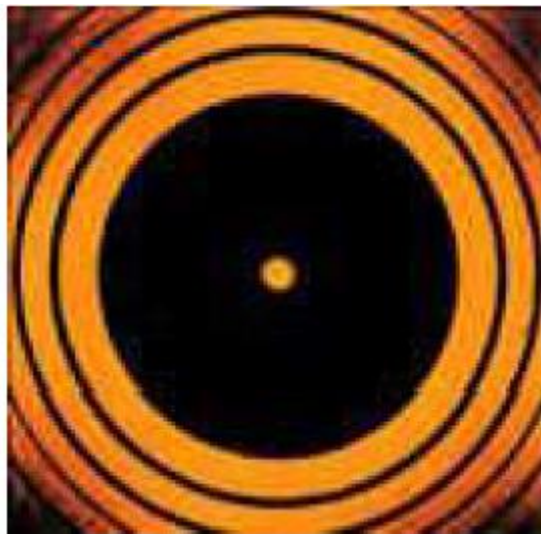


Рис. ДЗ.13 Дифракційна картина на круглому диску, що закриває m зон Френеля

Дифракція від прямолінійного краю напівплощини

В цьому випадку зручно розбивати хвильовий фронт не на кільцеподібні зони, або зони Френеля, а на полосаті зони, або зони Шустера.

Нехай є пласка світлова хвиля, яка падає на непрозору напівплощину (її положення співпадає з однією з хвильових поверхонь). Відкрита частина хвильової поверхні розкладається на зони, що мають вид дуже вузьких прямолінійних смуг, які паралельні краю напівплощини.

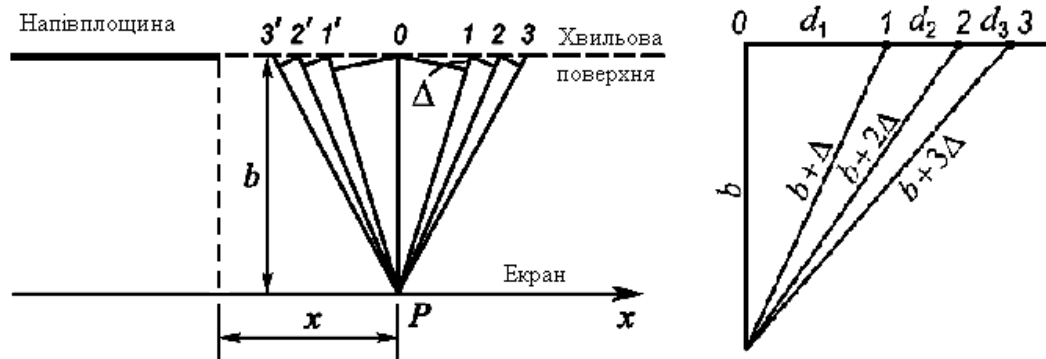


Рис. ДЗ.14 Схема дифракції від прямолінійного краю напівплощини.

В даному випадку амплітуда коливань, які утворюються в точці P окремими зонами, спочатку швидко зменшується, а потім сповільняється.

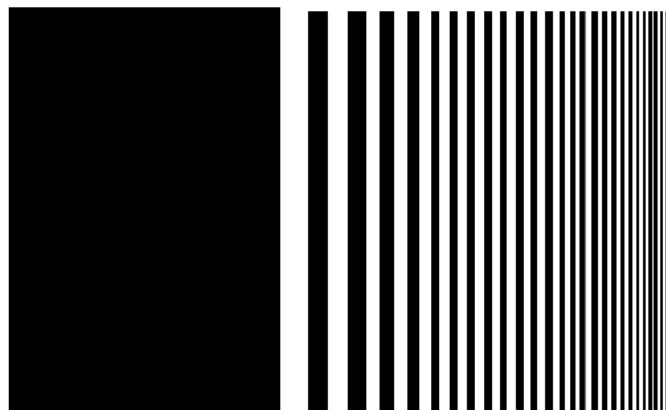


Рис. ДЗ.15 Дифракційна картина від краю напівплощини

Для аналітичного визначення положення максимумів та мінімумів інтенсивності використовується спіраль Корню.

Спіраль Корню – це геометрична фігура – клотоїда (рис. ДЗ.15). права частина спіралі (правіше точки 0) відповідає області правіше точки спостереження P . Ліва частина – відповідає області лівіше точки спостереження.

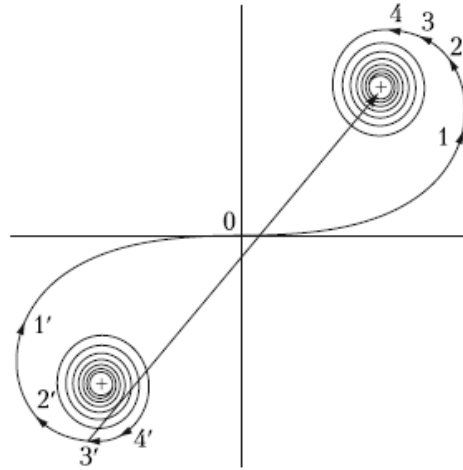


Рис. ДЗ.16. Спіраль Корню

У лівій частині спіралі Корню (3-я чверть) визначаємо точку, яка відповідає кількості відкритих зон Шустера зліва від точки спостереження. Аналогічно, на правій частині спіралі (1-а чверть) визначаємо точку, яка відповідає кількості відкритих зон Шустера правіше від точки спостереження.

Для того щоб зобразити на спіралі Корню амплітуду шуканої хвилі, необхідно провести вектор з точки $3'$ (рис. ДЗ.16) в корінь спіралі.

Порядковий номер зони n лінійно пов'язаний з відстанню x від точки 0 до зони, яка розглядається наступним співвідношенням:

$$n = x \sqrt{\frac{2}{b\lambda}},$$

де b - відстань від фронту хвилі до екрану.

Відмітимо, що $n \approx x$, тобто параметр n є пропорційним довжині дузі спіралі Корню, тобто може бути не цілим числом.

Для отримання якісного результату, можна розставити номери зон на спіралі Корню, так само як й на спіралі Френеля (рис. ДЗ.9, г), але необхідно пам'ятати, що нижня частина спіралі зворотно симетрична верхній.

Дифракція Фраунгофера

Розглянемо плоску світлову хвилю, яка падає на щілину, тоді різниця ходу променів, які йдуть від краю щілини буде визначатись як:

$$\Delta = b \sin \varphi .$$

Умова мінімумів інтенсивності:

$$b \sin \varphi = \pm k \lambda , \quad (k = 1, 2, 3 \dots).$$

Ціле число k відповідає парній кількості зон з різницею ходу між ними $\lambda/2$.

Коливання від кожної пари сусідніх зон взаємно гасять одне одну – мінімум інтенсивності.

Розкладемо щілину на зони Френеля, різниця ходу від країв яких дорівнює $\lambda/2$, відповідно інтерференція світла від кожної пари сусідніх зон Френеля дає амплітуду світлової хвилі $A=0$. Число зон Френеля, які розташовуються на щілини шириною a , залежить від кута φ в напрямлені точці F .

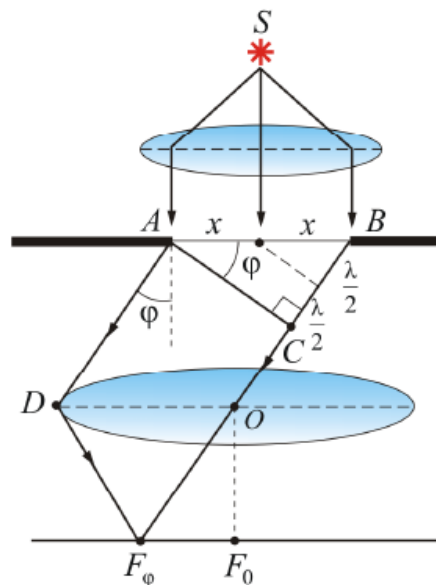


Рис. ДЗ.17. Схема дифракції Фраунгофера

У випадку числа зон непарного дифракційний мінімум в точці F відповідає дії однієї некомпенсованої зони Френеля:

$$\Delta = b \cdot \sin \phi = \pm (2k + 1) \cdot \frac{\lambda}{2} .$$

Якщо число зон парне, то дифракційний мінімум має вигляд:

$$\Delta = b \cdot \sin \phi = \pm 2k \frac{\lambda}{2}.$$

В напрямку $\varphi = 0$ оптична різниця ходу $\Delta = 0$, тобто в цьому напрямі дифракційна щілина діє як одна зона Френеля, та в центрі екрану інтенсивність світла максимальна, в точці F_0 спостерігається центральний дифракційний максимум.

Кількісний критерій визначення виду дифракції

Характер дифракції залежить від значення параметру $\frac{b^2}{l\lambda}$, де b - ширина щілини, l - відстань від щілини до екрану, λ - довжина хвилі.

Якщо $\frac{b^2}{l\lambda} \ll 1$ - дифракція Фраунгофера, $\frac{b^2}{l\lambda} \approx 1$ - дифракція Френеля, а при $\frac{b^2}{l\lambda} \gg 1$ - геометрична оптика.

Дифракційна решітка

Дифракційна решітка – це сукупність великого числа однакових щілин, які знаходять на однаковій відстані одна від одної.

В дифракційній решітці (рис. Д3.18) здійснюється багатопроменева інтерференція когерентних дифрагованих пучків світла, які йдуть від всіх щілин.

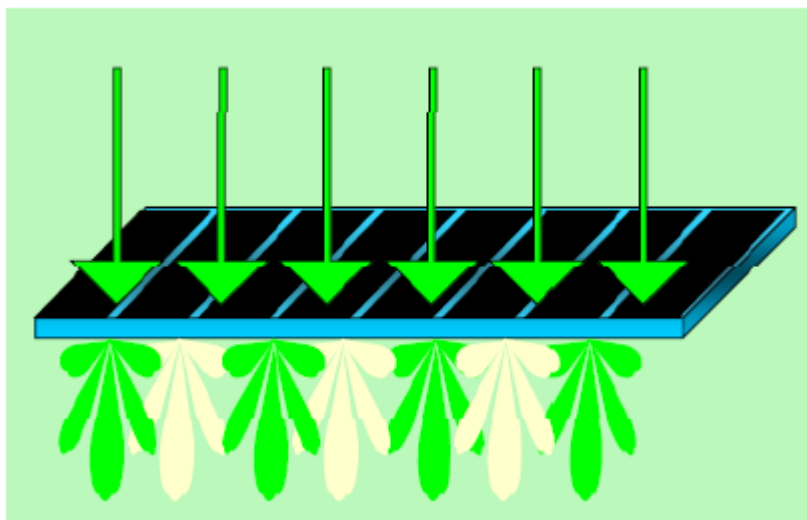


Рис. Д3.18 Дифракційна решітка

Розглянемо нормальне падіння на решітку плоскої світлової хвилі (рис. Д3.19).

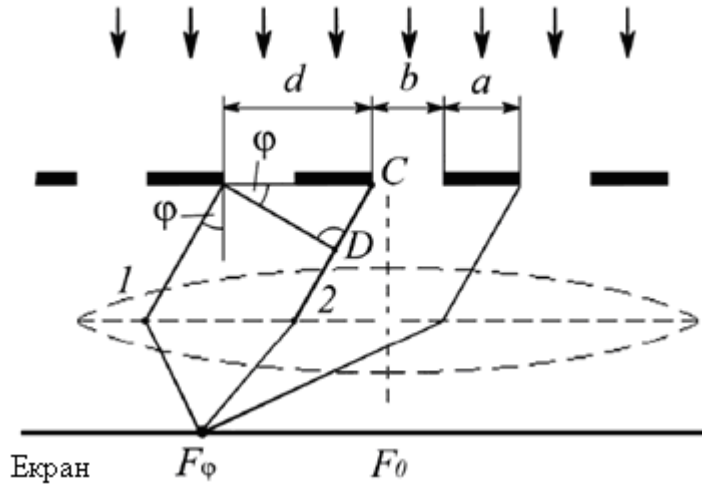


Рис. Д3.19 Схема падіння на дифракційну решітку плоскої світлової хвилі
 b - ширина щілини решітки, a - відстань між щілинами, φ - кут дифракції

Постійна (період) дифракційної решітки визначається як:

$$\Delta = b \sin \varphi, \quad a + b = d.$$

Умова мінімумів для дифракційної решітки не змінюється (така сама, як й для щілини):

$$b \sin \varphi = \pm m \lambda, \quad m = 1, 2, 3, \dots$$

Окрім вище вказаних мінімумів в проміжках між сусідніми максимумами є $(N-1)$ додаткових мінімумів (виникають в напрямках, для яких коливання від окремих щілин взаємно гасять одне одного).

Умова додаткових мінімумів визначається як:

$$d \sin \varphi = \pm \frac{m'}{N} \lambda, \quad m' = 1, 2, \dots, N-1, N+1, \dots$$

Умова головних максимумів для дифракційної решітки визначається як:

$$(a+b) \sin \varphi = d \sin \varphi = \pm 2m \frac{\lambda}{2} = \pm m \lambda, \quad m = 0, 1, 2, \dots - \text{порядок головного максимуму.}$$

Зв'язок інтенсивності головних максимумів з інтенсивністю, яка створюється в напрямі φ однієї щілини:

$$I_{\max} = N^2 I_{\varphi}.$$

Чим більше щілин N , тим більша кількість світлової енергії пройде крізь решітку, тим більше мінімумів утвориться між сусідніми головними максимумами, тим, відповідно, біль інтенсивними та більш гострими будуть максимуми.

Оскільки модуль $\sin \varphi$ не може бути більше одиниці, то число головних максимумів визначається відношенням періоду решітки до довжині хвилі:

$$m \leq d / \lambda.$$

Дифракційна решітка розподіляє біле світло на складові, при цьому з формули:

$$\sin \varphi = \frac{m\lambda}{d}.$$

Тобто світло з більшою довжиною хвилі (червоне) відхиляється на більший кут (рис. ДЗ.20).

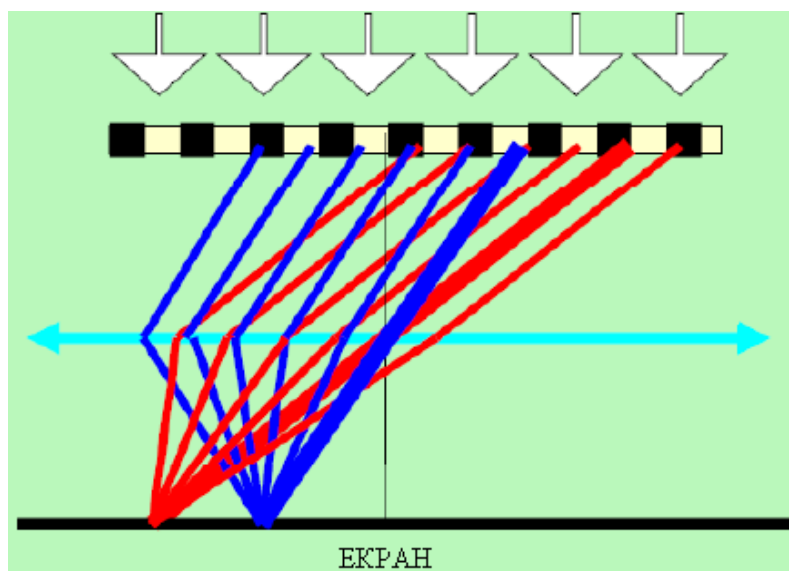


Рис. ДЗ.20 Формування дифракційних максимумів.

Дифракція на просторовій решітці

Двовимірна решітка – це решітка на який штрихи нанесено у взаємноперпендикулярних напрямках в одній й тій самій площині.

Просторова тривимірна дифракційна решітка – таке оптично неоднорідне середовище, неоднорідності якого періодично повторюються при зміні всіх трьох просторових координат.

Прикладом просторової дифракційної решітки може бути кристалічна решітка твердого тіла. Частик, які знаходяться у вузлах даної решітки, грають роль впорядковано розташованих центрів, що когерентно розсіюють світло.

Для спостереження дифракційної картини, при використанні просторової решітки, необхідно, щоб її постійна була такого самого порядку, що й довжина хвилі λ випромінювання, яке падає.

Постійна кристалічної решітки твердих тіл набагато менше видимого світла ($\lambda \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ м}$). Відповідно, для видимого світла кристали є оптично однорідним середовищем, тобто світло розповсюджується в них «не помічаючи» їх неоднорідності та, власне, дифракція не відбувається.

В той самий час, для рентгенівських променів кристали представляють собою природні дифракційні решітки. В кристалах відбувається інтерференція рентгенівського випромінювання, що дзеркально відбивається від системи паралельних площин, які проходять крізь вузли кристалічної решітки.

Різниця ходу променів, що відбуваються від двох сусідніх кристалографічних площин визначається як:

$$\Delta = CB + BD = 2d \sin \Theta ,$$

де Θ - кут ковзання.

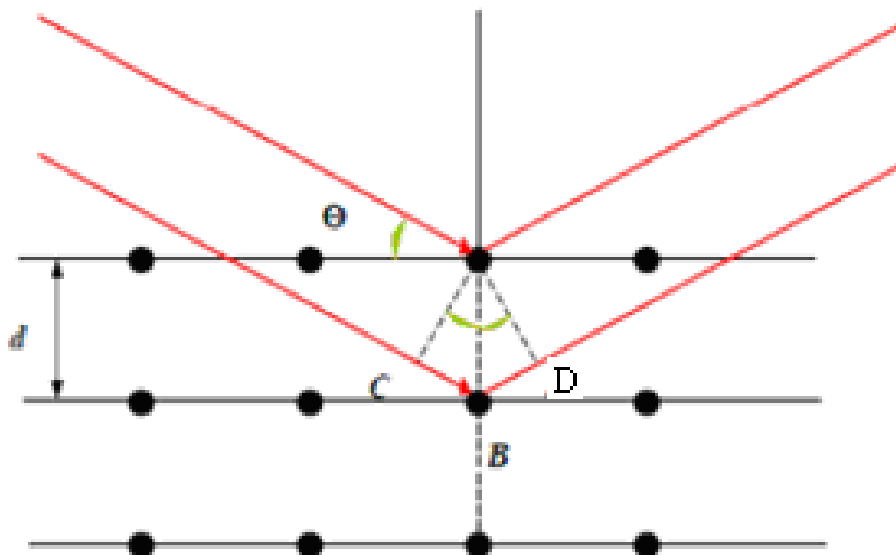


Рис. ДЗ.21 Локалізація дифракційних максимумів.

Максимум інтенсивності спостерігається в напрямках, які задовольняють умові дифракційних максимумів (формула Вульфа-Брегга):

$$2d \sin \Theta = m\lambda .$$

де $m = 1, 2, \dots$ - порядок дифракційних максимумів.

Формула Вульфа – Брегга використовується для розв’язання двох важливих задач:

1. Рентгеноструктурний аналіз $\Theta, m, \lambda \Rightarrow d$;
2. Рентгенівська спектроскопія $d, \Theta, m \Rightarrow \lambda$.