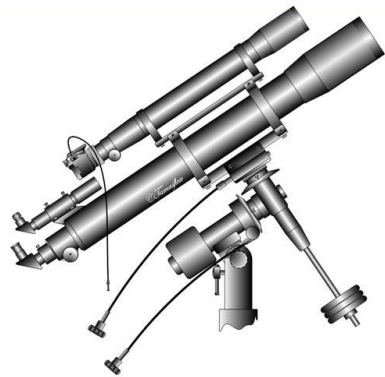


МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ

Тернопільський національний технічний університет
імені Івана Пулюя

Б.П. Ковалюк
Кафедра фізики

ПРИКЛАДНА ОПТИКА



Методичні вказівки до лабораторних робіт

Тернопіль
2013

**УДК 681.4(07)
П75**

П75 Прикладна оптика : Методичні вказівки до лабораторних робіт / Укладач Ковалюк Б.П. – Тернопіль : Видавництво ТНТУ , 2013. – 94 с.

Лабораторний практикум містить вказівки до лабораторних робіт з курсу прикладної оптики, що читається для студентів стаціонарної та заочної форм навчання у ТНТУ імені Івана Пулюя за навчальними планами підготовки бакалаврів з напрямків 6.051003 «Приладобудування» та 6.050901 «Радіотехніка».

Частина лабораторних робіт можуть використовувати при вивченні курсу фізики студенти напрямків 6.050902 «Радіоелектронні апарати» та 6.051402 «Біомедична інженерія».

Укладач – канд. фіз.-мат. наук, доцент Богдан Ковалюк.

Рецензент – канд. техн. наук, професор кафедри фізики Юрій Нікіфоров.

Рекомендовано до друку на засіданні кафедри фізики ТНТУ імені Івана Пулюя, протокол № 8 від 26 березня 2013 р.

Схвалено на засіданні методичної комісії факультету по роботі з іноземними студентами ТНТУ імені Івана Пулюя, протокол № 2 від 27 вересня 2013 р.

ЗМІСТ

ПЕРЕДМОВА.....	4
ЛР № 1. Визначення фокусної відстані збірних і розсіювальних лінз...	5
ЛР № 2. Визначення фокусної відстані й положення головних точок складного об'єктива.....	12
ЛР № 3. Вивчення поляризації світла, визначення кута Брюстера та перевірка закону Малюса.....	15
ЛР № 4. Моделювання оптичних систем.....	20
ЛР № 5. Вивчення просторової когерентності на інтерференційній схемі з лазером.....	28
ЛР № 6. Вивчення аберацій лінз.....	36
ЛР № 7. Вивчення дифракції Фраунгофера та визначення розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині від щілини.....	43
ЛР № 8. Вивчення будови та принципу роботи стереоскопічного мікроскопа МБС-10.....	46
ЛР № 9. Вивчення будови та принципу роботи гоніометра Г5М.....	51
ЛР № 10. Вивчення будови та принципу роботи монохроматора МУМ	57
ЛР № 11. Вивчення будови та принципу роботи мікроінтерферометра	60
ЛР № 12. Вивчення будови та принципу роботи гелієво-неонового лазера. Застосування лазерів у медицині	66
ЛР № 13. Вивчення будови та принципу роботи оптичного квантового генератора ГОС-1001.....	76
ДОДАТКИ.....	
Рекомендована література.....	

ПЕРЕДМОВА

Метою курсу «Прикладна оптика» є поглиблене вивчення основних законів геометричної оптики та їх використання для розрахунку оптичних систем, призначених для вирішення різнопланових інженерних завдань, а також вивчення теоретичних основ і принципів схем оптичних приладів різного призначення та ознайомлення з вимогами, яким вони повинні відповідати.

Лабораторний практикум з курсу прикладної оптики складено, виходячи з того, що існує дві оптичні науки: «Фізична оптика» – розділ фізики, в якому розглядається вчення про світло, та «Теорія оптичних приладів» (технічна оптика або оптотехніка) – вивчає конструкції оптичних приладів і утворення оптичного зображення.

В першій частині практикуму подано методичні вказівки до лабораторних робіт, які дозволять студенту глибше засвоїти основні закони утворення оптичного зображення (визначення фокусної відстані збірних і розсіювальних лінз, визначення фокусної відстані й положення головних точок складного об'єктива) та фізичні явища (вивчення поляризації світла, просторової та часової когерентності, дифракції), що лежать в основі роботи оптичних приладів різного призначення і моделювати різні оптичні системи в лабораторних умовах (мікроскоп, телескопічні системи, складні об'єктиви).

В другій частині практикуму подано методичні вказівки до виконання лабораторних робіт, які дозволять студентам познайомитись з будовою та принципом роботи мікроскопів, гоніометрів, монохроматорів та інтерферометрів. Виконуючи запропоновані лабораторні роботи, студенти набудуть практичних умінь та навичок у підготовці оптичних приладів до роботи, власноруч випробують основні методи та прийоми, що використовуються у типових вимірюваннях за допомогою мікроскопа МБС-10, гоніометра Г5М, монохроматора універсального малогабаритного МУМ та інтерферометра МІІ-4У4.2.

В даний час спостерігаємо зростання інтересу до практичного використання лазерної техніки та лазерних технологій в різних галузях прикладних досліджень, промисловості та медицині. Тому в заключній частині практикуму подано методичні вказівки до лабораторних робіт, які дозволять студентам ознайомитися з будовою та принципом роботи оптичних квантових генераторів (лазерів). Необхідність таких лабораторних робіт викликана постійним удосконаленням джерел лазерного випромінювання, практичним освоєнням нових діапазонів довжин хвиль, тривалостей та інтенсивностей імпульсів.

Даний лабораторний практикум, на нашу думку, допоможе студентам, які готуються стати інженерами-приладобудівниками, краще підготуватися до виконання завдань, що можуть постати перед ними у майбутньому при впровадженні у виробництво високих науковоємнісних технологій.

Лабораторна робота № 1

ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ ЗБІРНИХ І РОЗСІЮВАЛЬНИХ ЛІНЗ

МЕТА РОБОТИ: практично визначити фокусну відстань збірної та розсіювальної лінзи.

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) оптична лава з набором рейтерів;
- 2) набір збірних і розсіювальних лінз;
- 3) освітлювач із умонтованим предметом (стрілкою);
- 4) вимірна шкала;
- 5) екран.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Лінзою називають оптично прозоре для випромінювання тіло, обмежене двома заломлюючими поверхнями обертання, одна з яких може бути плоскою. В переважній більшості використовують сферичні поверхні.

При характеризуванні як лінз, так і будь-якої оптичної системи користуються такими основними поняттями:

Головна оптична вісь NN' – це уявна лінія, що проходить через центри сферичних заломлюючих поверхонь (рис. 2.1).

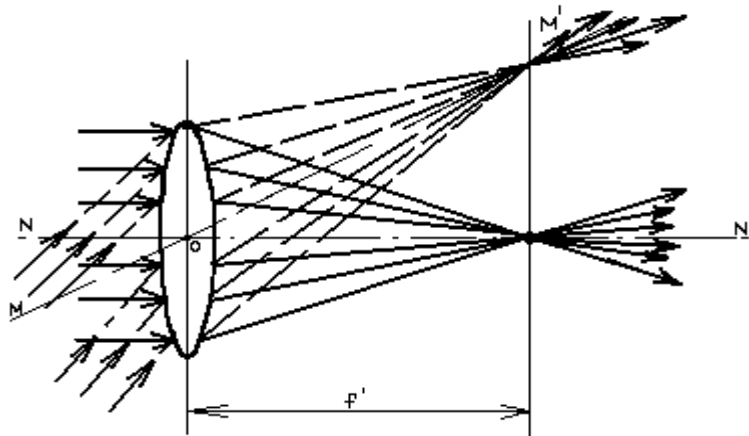


Рисунок 2.1

Побічна оптична вісь MM' – це будь-яка інша пряма, що проходить через оптичний центр O тонкої лінзи (тонка лінза – лінза, товщиною якої можна знехтувати в порівнянні з радіусами заломлюючих поверхонь).

Фокус F – це точка, в якій збираються після проходження і заломлення всі промені, що падають на лінзу паралельно до головної оптичної осі (справедливий і зворотний хід – усі промені, що виходять з фокуса після лінзи, ідуть паралельно до головної оптичної осі).

Фокусна відстань лінзи f' – це відстань по головній оптичній осі між оптичним центром O та фокусом F . Фокусна відстань тонкої лінзи зв'язана з радіусом кривизни заломлюючих поверхонь r_1 і r_2 :

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (2.1)$$

де $\frac{1}{f'} = D$ – оптична сила лінзи; n – показник заломлення матеріалу лінзи.

Фокальна площина A – це площина, перпендикулярна головній оптичній осі й проходить через фокус. Виявляється, що не лише промені, паралельні головній оптичній осі, збираються в одній точці (головний фокус), але й паралельні до побічних оптичних осей промені збираються в певних точках, які називають побічними фокусами F_n . Вони і формують фокальну площину в просторі.

Лінійне поперечне збільшення оптичної системи β – це відношення величини зображення y' до величини предмета y в площинах, перпендикулярних оптичній осі (рис. 2.2):

$$\beta = \frac{y'}{y} = \frac{a'}{a}; \quad (2.2)$$

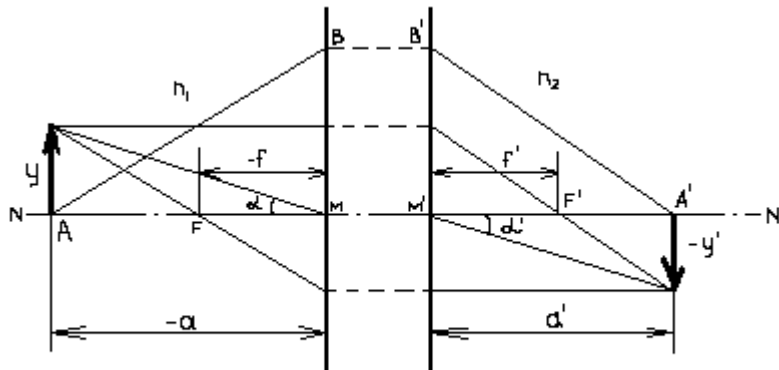


Рисунок 2.2

Кутове збільшення системи γ є

$$\gamma = \frac{\text{tg } \alpha'}{\text{tg } \alpha}. \quad (2.3)$$

Чисто умовно графічно зображувану площину зліва від лінз (оптичних систем) називають площиною предметів, а праву – площиною зображень. Усі величини зліва беруться зі знаком (–), а праворуч – зі знаком (+).

Площина предметів і зображень відповідні між собою і можуть мінятися місцями. Тому, якщо змінити хід променя на протилежний, то його шлях в ідеалі повториться. Отже, будь-якій точці чи прямій в одній площині буде відповідати одна конкретна точка чи конкретна пряма в іншій площині. В цьому полягає принцип спряженості, а такі точки або прямі називають спряженими.

Враховуючи, що лінзи мають дві заломлюючі поверхні, то існують два фокуси (передній і задній), а відповідно і дві фокальні площини (рис. 2.3).

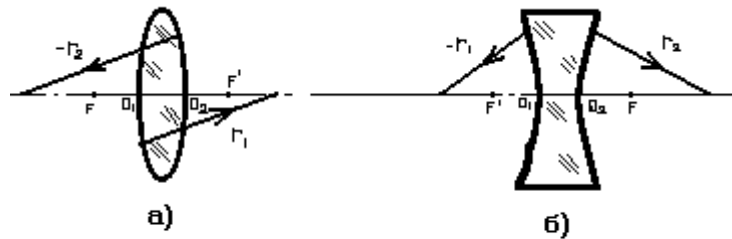


Рисунок 2.3

Розрізняють два основних типи лінз: додатні або збірні ($f' > 0$) і від'ємні або розсіювальні ($f' < 0$). За відомого емпіричного правила у додатніх лінз товщина поблизу краю лінзи менша, ніж поблизу осі, а у від'ємних – навпаки. Однак існують такі перехідні форми лінз, до яких застосування цього правила не дає чіткої однозначної відповіді (плосковипуклі, плосковгнуті, двояковгнуті, двояковипуклі, меніски). Для збірних лінз $r_1 > 0$, а $r_2 < 0$.

Для тонких лінз $n_1 = n_2$, то $f = -f'$, бо для фокусних відстаней центрованої оптичної системи справджується співвідношення

$$\frac{f}{f'} = -\frac{n_1}{n_2}. \quad (2.4)$$

Головна фокусна відстань f' і оптична сила D пов'язані з відстанями до предмета a і до зображення a' співвідношенням

$$\pm D = \pm \frac{1}{f'} = \frac{1}{a} \pm \frac{1}{a'}. \quad (2.5)$$

У цій формулі знак (+) відповідає збірній, а знак (–) розсіювальним лінзам.

В даній лабораторній роботі для визначення необхідних величин слід користуватися обладнанням, зображеним на рисунку 2.4, де на оптичній лаві

1 із вимірною шкалою 2 розміщуються рейтери з освітлювачем 3, лінзою 4 та екраном 5.

Для визначення фокусної відстані збірної лінзи можна скористатися розмірами предмета та зображення. Для цього з формули (2.2) можна визначити

$$a = \frac{y}{y'} \cdot a' . \quad (2.6)$$

Користуючись формулою (2.5), знайдемо зв'язок розмірів предмета та його зображення з фокусною відстанню лінзи (рис. 2.5)

$$f' = \frac{y}{y + y'} \cdot a' . \quad (2.7)$$

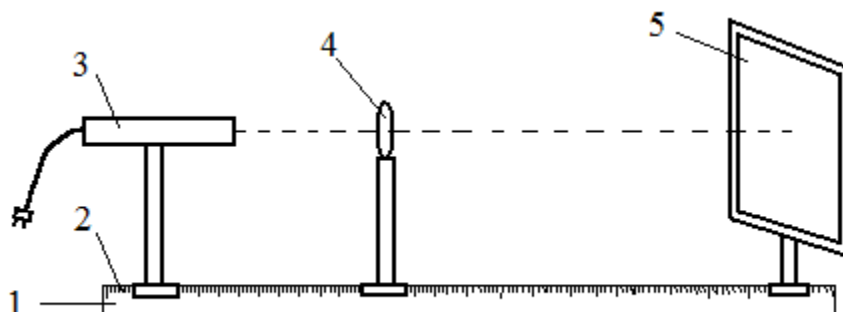


Рисунок 2.4

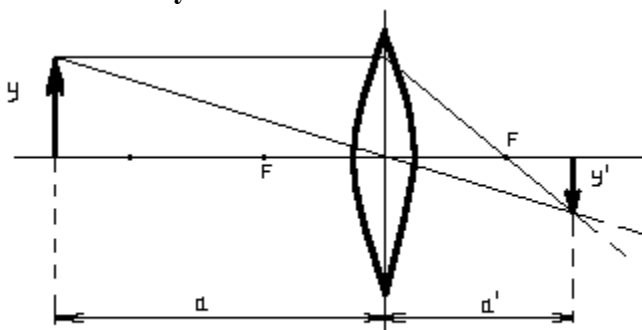


Рисунок 2.5

Для визначення фокусної відстані збірної лінзи методом Бесселя слід користуватися формулою

$$f' = \frac{L^2 - d^2}{4L} , \quad (2.8)$$

де L – відстань між предметом і зображенням на екрані; d – різниця двох значень переміщень лінзи (див. рис. 2.6). **Виведення цієї формули пропонуємо зробити самостійно.**

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

3.1. Визначення головної фокусної відстані збірної лінзи провести трьома методами.

3.1.1. **Методом вимірюванням відстаней між предметом, лінзою та зображенням** (рис. 2.5).

3.1.1.1. Розмістити екран **5** на достатній відстані від освітлюваного предмета **3**. Встановити між ними рейтер з лінзою **4** і, переміщуючи його, отримати чітке зображення. Зафіксувати по шкалі **2** положення лінзи, предмета й екрана.

3.1.1.2. Змінити положення екрана й повторити дослід. Вимірювання провести не менш як три рази при різних положеннях екрана і лінзи.

3.1.1.3. Користуючись формулою (2.5) для збірної лінзи, обчислити головну фокусну відстань для кожного вимірювання, знайти середнє значення f' і абсолютну та відносну похибки вимірювань.

3.1.2. **За розмірами предмета, зображення і відстанню між екраном та лінзою** (рис. 2.5).

3.1.2.1. Розмістити лінзу між екраном і освітленим предметом. Перемістити лінзу до отримання збільшеного чіткого зображення.

3.1.2.2. Виміряти розміри зображення y' і відстань між екраном та лінзою (розміри предмета y задані). Вимірювання провести три рази для різного положення екрана.

3.1.2.3. Для кожної серії вимірювань обчислити f' за формулою (2.7), знайти середнє значення й обчислити відносну та абсолютну похибки вимірювань.

3.1.3. **Методом Бесселя** (рис. 3.1).

3.1.3.1. Розмістити предмет та екран на оптичній лаві так, щоб відстань між ними була більшою за $4f'$ (орієнтовно).

3.1.3.2. Розмістити лінзу між предметом і екраном так, щоб на екрані було чітке збільшене зображення предмета. Зафіксувати це положення лінзи по шкалі лави.

3.1.3.3. Залишивши на своїх місцях предмет та екран, знайти друге положення лінзи, при якому утворюється чітке, але зменшене зображення предмета на екрані. Це положення також зафіксувати по шкалі.

- 3.1.3.4. Визначити відстань d як різницю двох зазначених переміщень (див. рис. 3.1).
- 3.1.3.5. Виміряти відстань між екраном та предметом L .
- 3.1.3.6. Змінюючи відстань L між екраном та предметом, зробити трикратні вимірювання.
- 3.1.3.7. Визначити середнє значення f' при різних L і d за формулою (2.8).
- 3.1.3.8. Обчислити похибки вимірювань.

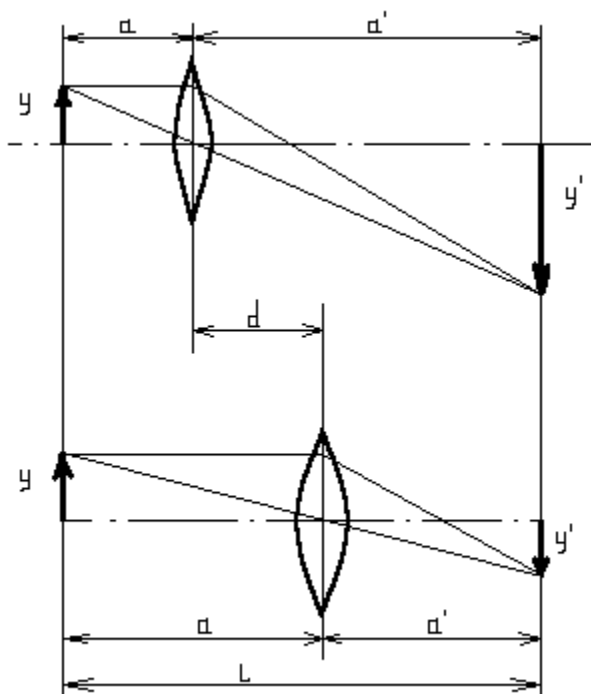


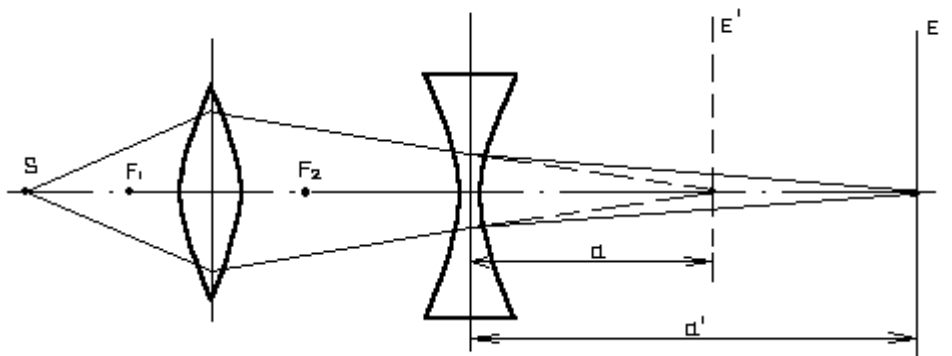
Рисунок 3.1

3.2. Порівняти результати однієї й тієї ж досліджуваної лінзи та зробити висновок про точність і переваги використаних методів.

3.3. Визначення головної фокусної відстані розсіювальної лінзи методом подвійного фокусування (рис. 3.2).

- 3.3.1. Розмістити на оптичній лаві між предметом та екраном збірну лінзу з довільною невідомою фокусною відстанню. Отримати чітке зображення предмета і виміряти відстань між лінзою та екраном (це буде відстань a для розсіювальної лінзи).
- 3.3.2. Між збіркою лінзою та екраном розмістити розсіювальну лінзу. Переміщуючи екран, отримати чітке зображення предмета.

- 3.3.3. Виміряти відстань між розсіювальною лінзою та новим положенням екрана (це буде a' для розсіювальної лінзи). За формулою (2.5) обчислити фокусну відстань розсіювальної лінзи.
- 3.3.4. Вимірювання провести три рази, обчислити середнє значення та похибки вимірювань.



УВАГА! Результати вимірювань та обчислень зобразити графічно умовними позначеннями лінз із вказаними відстанями.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. Виведіть формули (2.7) і (2.8).
- 4.2. Чому не можна точно визначити фокусну відстань оптичної системи за формулою (2.5) завдання 3.1.1?
- 4.3. Чому метод Бесселя точніший за прямі вимірювання a і a' ?
- 4.4. Що називають оптичною силою лінзи і в яких одиницях її вимірюють?
- 4.5. Що називають збільшенням лінзи? Як визначають збільшення оптичної системи?
- 4.6. Поясніть основні характеристики оптичної системи.
- 4.7. У чому полягає відмінність між головною та побічною оптичними осями?
- 4.8. Які відмінності між збірними та розсіювальними лінзами?

Лабораторна робота № 2

ВИЗНАЧЕННЯ ФОКУСНОЇ ВІДСТАНІ Й ПОЛОЖЕННЯ ГОЛОВНИХ ТОЧОК СКЛАДНОГО ОБ'ЄКТИВА

МЕТА РОБОТИ: *ознайомитися зі способом Аббе для визначення фокусної відстані та головних точок складного об'єктива.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) довга оптична лава;
- 2) складний об'єктив;
- 3) екран;
- 4) освітлювач зі встановленим предметом (сіткою);
- 5) зорова труба.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Фокусну відстань складного об'єктива визначають способом Аббе.

Нехай предмет, лінійний розмір якого дорівнює y (рис. 2.1), знаходиться на відстані $-z_1$ від першого головного фокуса позитивної оптичної системи. Зображення предмета нехай має розмір $-y_1'$. Лінійне збільшення

$$\beta_1 = \frac{-y_1'}{y} = \frac{-f}{z_1} = \frac{f'}{z_1}. \quad (2.1)$$

Якщо тепер перемістити предмет у положення, яке визначається відрізком $-z_2$, то лінійне збільшення

$$\beta_2 = \frac{-y_2'}{y} = \frac{-f}{z_2} = \frac{f'}{z_2}. \quad (2.2)$$

Отже, з формули (1) і (2) неважко отримати

$$f' = \frac{\Delta z}{\frac{1}{\beta_2} - \frac{1}{\beta_1}}. \quad (2.3)$$

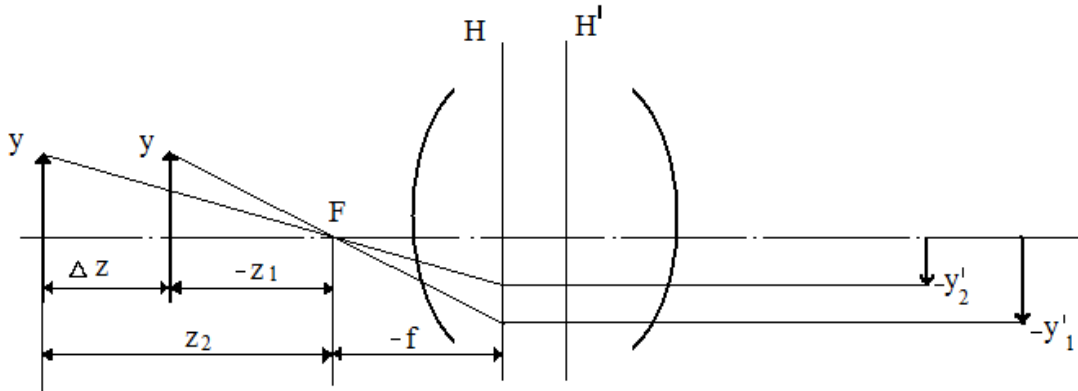


Рисунок 2.1. Схема для визначення фокусної відстані

Для знаходження головних точок системи недостатньо знати фокусну відстань, потрібно ще визначити положення головних фокусів.

Фокусною відстанню є відстань від головної точки до головного фокуса, розташування якого невідоме. Знайшовши положення точок F і F' , відклавши від них відповідні величини f і f' , можна знайти розташування головних точок H і H' .

Для знаходження точок F і F' використовують зорову трубу, налаштовану на нескінченність. Якщо, відповідно до рисунка 2.2, сітка освітлювача 1 знаходиться в першому головному фокусі об'єктива 2, то її зображення повинно бути різко видно в полі зору труби 3.

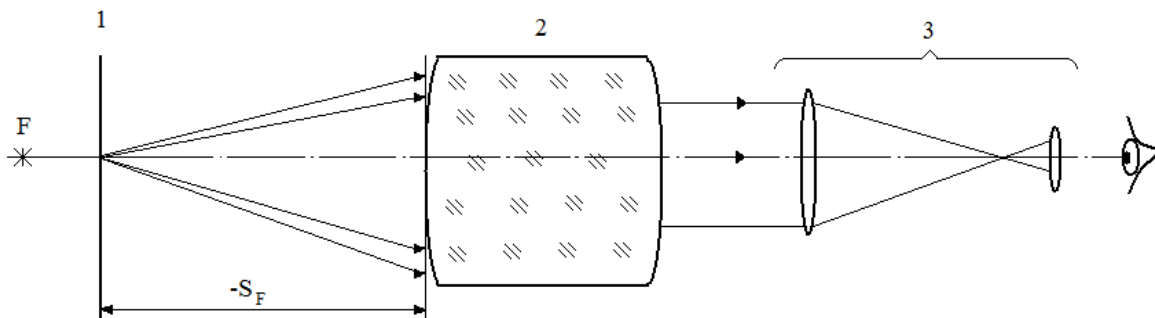


Рисунок 2.2. Схема для знаходження головних точок системи

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

3.1. Визначення фокусної відстані

3.1.1. Перемістити матовий екран на край оптичної лави і, переміщуючи об'єктив, отримати на екрані спочатку збільшене зображення y_1' сітки освітлювача, що відповідає відстані $-z_1$, а потім – зменшене

u_2' , що відповідає відстані $-z_2$. Величина Δz буде дорівнювати переміщенню об'єктива з першого положення в друге.

3.1.2. За формулою (3) розрахувати фокусну відстань f' .

3.2. Визначення положення головних точок

3.2.1. Розмістивши досліджуваний об'єктив між сіткою і зоровою трубою і переміщуючи її до тих пір, поки в полі зору труби не з'явиться чітке зображення сітки, виміряти відстань S_F від передньої заломлюючої поверхні об'єктива до першого головного фокуса F .

3.2.2. Повернувши об'єктив на 180° , отримати відстань $S'_{F'}$ (на рисунку не показано) від задньої заломлюючої поверхні об'єктива до другого головного фокуса F' .

3.2.3. Відклавши від першого і другого головних фокусів відрізки S_F і $S'_{F'}$, а також f і f' , визначити положення головних фокусів і головних точок об'єктива відносно його крайніх заломлюючих поверхонь.

3.2.4. Накреслити в масштабі зовнішні поверхні об'єктива, положення його головних площин і головних фокусів.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

4.1. Що називають головними площинами оптичної системи?

4.2. Назвіть кардинальні точки оптичної системи та дайте їх визначення.

4.3. Запишіть і поясніть формулу спряжених відрізків.

4.4. Що таке оптичний інваріант?

4.5. Наведіть приклади повних інваріантів.

Лабораторна робота № 3

ВИВЧЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА, ВИЗНАЧЕННЯ КУТА БРЮСТЕРА ТА ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ МАЛЮСА

МЕТА РОБОТИ: *вивчення поляризації світла, визначення кута заломлення та перевірка закону Малюса.*

1. ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) оптична лава;
- 2) освітлювач;
- 3) поляроїдна плівка;
- 4) поляризатор з поворотним у вертикальній площині лімбом зі шкалою 0 – 360°;
- 5) діафрагма;
- 6) скляна пластинка;
- 7) непрозора пластинка з діелектрика, змонтована на поворотному столику з кутовою шкалою;
- 8) фотоелемент;
- 9) гальванометр (мікроамперметр).

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Англійський учений Максвелл, запропонувавши теорію електромагнітних хвиль, висунув гіпотезу про електромагнітну природу світла, що і було доведено багаточисельними експериментами.

Як відомо, будь-яку електромагнітну хвилю можна зобразити у вигляді коливань двох взаємно перпендикулярних векторів: електричного вектора випромінювання \vec{E} і магнітного вектора випромінювання \vec{H} . Ці вектори коливаються у площинах, перпендикулярних до напрямку розповсюдження хвилі, тобто до вектора швидкості.

Однак стосовно світла як електромагнітної хвилі при всіх міркуваннях йдеться, в першу чергу, про вектор \vec{E} , який і називають світловим вектором.

У звичайних умовах джерело світла випромінює неполяризоване або, як прийнято називати, природне світло.

Процес поляризації полягає в тому, що світлові коливання набувають упорядкованого характеру, що відбувається в незмінних площинах. Розрізняють кілька видів поляризації.

За допомогою спеціальних пристроїв із пучка природного світла можна відокремити промінь, в якому вектори \vec{E} і \vec{H} будуть коливатися в одному

визначеному напрямку в площині, перпендикулярній до напрямку поширення світла. Такий промінь буде повністю поляризований і в цьому випадку світло називають лінійно поляризованим.

Циркулярна (або кругова) поляризація має місце у випадку, якщо амплітуда електричного вектора (і магнітного) залишається постійною, а напрямок змінюється так, що кінець його описує коло. Якщо відбувається одночасна зміна амплітуди і напрямку вектора, причому його кінець описує еліпс, то таку поляризацію називають еліптичною.

Площиною поляризації називають площину, розміщену перпендикулярно до тієї площини, в якій відбувається коливання вектора \vec{E} . Магнітний вектор \vec{H} коливається в площині поляризації. Розрізняють частково поляризоване світло як суміш природного та лінійно поляризованого світла.

Для отримання повністю або частково поляризованого світла можна використати такі фізичні явища: поляризацію при відбиванні або заломленні світла на межі двох прозорих середовищ, подвійне променезаломлення при проходженні через кристали, лінійний дихроїзм.

Поляризацію світла можна спостерігати лише в анізотропних середовищах, властивості яких в різних напрямках неоднакові. Це – кристали ісландського шпату, турмаліну та інших.

Дослід підтверджує: якщо природне світло пропускати через два поляризуючі елементи, площини яких утворюють між собою кут φ (рис. 2.1), то інтенсивність світла I , яке пройшло через таку систему, буде дорівнювати

$$I = I_0 \cos^2 \varphi, \quad (2.1)$$

де I_0 – інтенсивність падаючого світла.

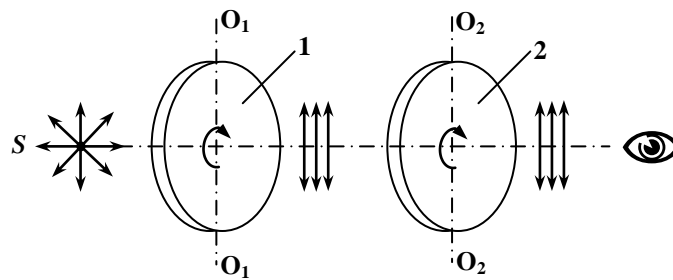


Рисунок 2.1

Цей закон (закон Малюса) лежить в основі розрахунку інтенсивності світла, яке проходить через поляризатор і аналізатор у різних поляризаційних приладах.

Однак при проходженні світла через систему поляризатор – аналізатор половина інтенсивності падаючого на неї світла втрачається внаслідок поглинання. Тому, в загальному випадку, закон Малюса має вигляд

$$I = \frac{1}{2} k^2 I_0 \cos^2 \varphi, \quad (2.2)$$

де k – коефіцієнт поглинання поляризатора й аналізатора.

При відбиванні та заломленні світла на межі двох прозорих середовищ завжди відбувається його часткова поляризація. Ступінь поляризації світла залежить від кута падіння променів і показника заломлення n відбиваючого середовища. Найпростішим поляризатором є поверхня полірованої скляної пластини. Досліджуючи явище поляризації при відбиванні, Брюстер встановив, що при певному куті падіння відбите світло повністю поляризується.

При зміні кута падіння променів ω (рис. 2.2) ступінь поляризації і відповідно інтенсивність поляризованих променів змінюється. Природне світло при відбиванні від діелектриків (скла та ін.) повністю поляризується, якщо тангенс кута падіння чисельно дорівнює показнику заломлення n відбиваючої пластини.

Умову

$$\operatorname{tg} \omega = n = \sqrt{\varepsilon} \quad (2.3)$$

називають законом Брюстера, а кут падіння ω – кутом Брюстера або кутом повної поляризації; ε – діелектрична проникність скла.

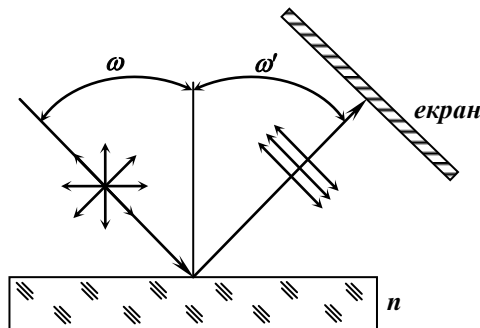


Рисунок 2.2

При подальшому збільшенні кута падіння доля поляризованого світла знову зменшується. При цьому відбивається лише та компонента електричного вектора, яка паралельна поверхні скла (діелектрика) і

перпендикулярна до площини падіння. Слід відзначити, що при падінні променів під кутом Брюстера промінь відбитий і промінь заломлений взаємно перпендикулярні.

Зауважимо, що закон Брюстера неможливо застосувати у випадку відбивання світла від провідників (металів).

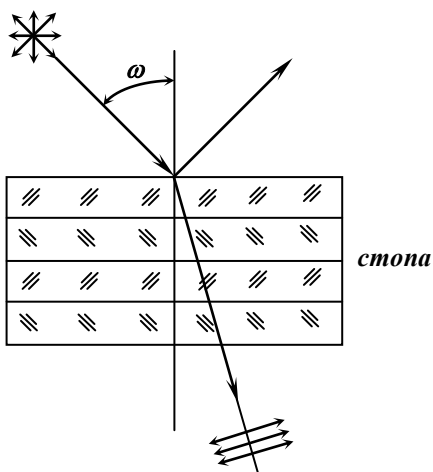


Рисунок 2.3

Часткова поляризація відбувається і для заломлюючих променів, причому можна домогтися і повної поляризації. З цією метою використовують так звану стопу (рис. 2.3) – набір прозорих плоскопаралельних пластин із оптичного скла. Стопу встановлюють під кутом до падаючого світла таким чином, що світло, яке виходить з першої пластини, падає під кутом Брюстера на другу пластину, з другої – на третю і т.д. Ступінь поляризації тим вища, чим більший нахил променів до стопи. Однак оптимальним кутом установки є кут Брюстера, при якому прозорість стопи максимальна.

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

А. Визначення кута Брюстера

- 3.1. Встановити лімб на нульову поділку при куті падіння світлового пучка на пластинку, що дорівнює нулю.
- 3.2. Виміряти залежність інтенсивності відбитого світла від кута падіння α окремо для I_{\parallel} і I_{\perp} за показами мікроамперметра. Напрямок площини

коливань встановлюється положенням поляроїда. Вимірювання зробити в інтервалі кутів падіння від 5° до 85° через 5° .

- 3.3. Встановивши за попередніми вимірюваннями область мінімальних значень I_T , зняти залежність $I_{Br} = f(\alpha)$ через кожні $1 - 2^\circ$. Визначити кут Брюстера та показник заломлення пластинки. Обчислити показник заломлення та діелектричну проникність пластинки згідно з формулою (2.3).

В. Перевірка закону Малюса

- 3.1. Увімкнути освітлювач з поляроїдом в електричну мережу.
3.2. Обертаючи лімб аналізатора, визначити максимальне значення освітленості. При потребі встановити нові межі шкали мікроамперметра.
3.3. Змінюючи покази лімба через кожні 10° у межах від 0° до 360° , зняти покази зі шкали мікроамперметра.
3.4. Побудувати в полярних координатах залежність струму фотоелемента від кута повороту аналізатора.
3.5. За формулою (2.2) визначити коефіцієнт поглинання системи поляризатор – аналізатор.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. Чим відрізняється поляризоване світло від природного?
4.2. Які основні методи отримання поляризованого світла?
4.3. Що називають площиною поляризації? Яке розташування площин коливань у відбитому та заломленому променях?
4.4. В якій площині коливається вектор \vec{E} світлової хвилі, відбитої від поверхні діелектрика під кутом Брюстера?
4.5. У чому полягає закон Малюса?
4.6. Поясніть будову та поляризаційні особливості призми Ніколя.
4.7. Наведіть приклади схем поляризаційних оптичних приладів та установок.

Лабораторна робота № 4

МОДЕЛЮВАННЯ ОПТИЧНИХ СИСТЕМ

МЕТА РОБОТИ: *ознайомлення з оптичними системами коліматора, зорової труби Кеплера та Галілея, мікроскопа, а також моделювання цих систем із простих лінз.*

1. ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) набір позитивних і негативних лінз в оправках з позначками фокусних відстаней, встановлених у рейтерах, які дозволяють регулювати їх по висоті;
- 2) освітлювач зі шкалою з хрестом на матовому склі;
- 3) екран у вигляді матового скла в оправі, встановлений у рейтері;
- 4) допоміжна зорова труба з окулярною шкалою, закріплена в рейтері.

Позитивних лінз повинно бути не менше п'яти з фокусними відстанями від 30 до 200 мм, негативна лінза може бути одна з фокусною відстанню 30 – 60 мм. Рейтери повинні бути обладнані для відліків. Установку складати на оптичній лаві довжиною не менше 1 м з відліковою шкалою з ціною поділки 1 мм. На одному кінці лави жорстко закріпити освітлювач зі шкалою. Положення шкали освітлювача повинно бути позначено і має відповідати нульовому відліку по шкалі оптичної лави. Інші деталі встановлювати на лаві в міру необхідності.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Зорова труба – це оптична система, призначена для спостереження віддалених предметів. Якщо промені від предмета надходять у трубу у вигляді паралельних пучків, то оптичну систему труби називають телескопічною.

Оптична система зорової труби Кеплера зображена на рис. 2.1. Вона складається із довгофокусного об'єктива 1 та окуляра 2 – системи з меншою фокусною відстанню. Другий головний фокус $F'_{об}$ об'єктива співпадає з першим головним фокусом $F'_{ок}$ окуляра. Завдяки цьому падаючий в об'єктив паралельний пучок променів *aa* виходить із окуляра також паралельним пучком *bb*.

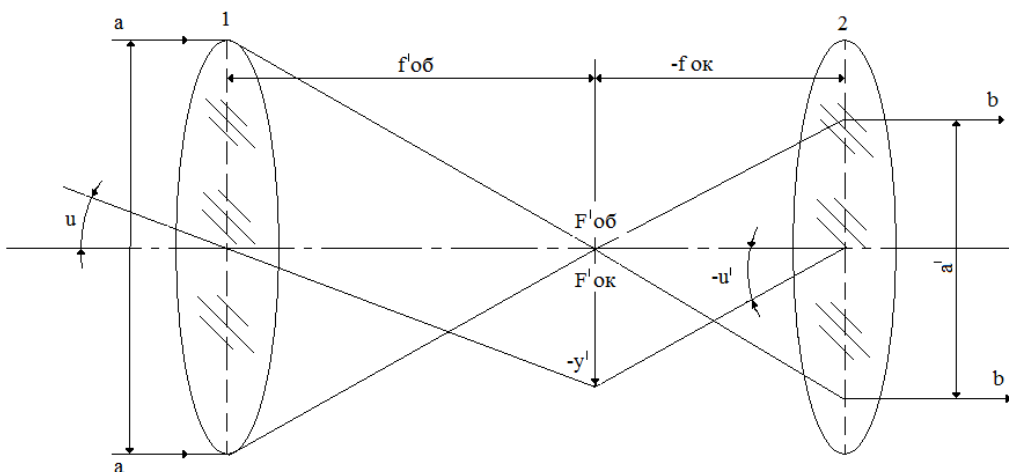


Рисунок 2.1

Як зображено на рис. 2.1, об'єктив зорової труби утворює обернене дійсне зображення $-y'$ нескінченно віддаленого предмета, який розглядається в окуляр 2. Збільшення труби Γ є кутовим збільшенням і дорівнює відношенню

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} u'}{\operatorname{tg} u}, \quad (2.1)$$

де u' – кут, під яким предмет спостерігається в трубі (згідно з правилами знаків цей кут від'ємний); u – кут, під яким предмет видно неозброєним оком (якщо око помістити замість об'єктива труби на оптичній осі).

Ширина паралельного пучка променів, які заходять в об'єктив, визначається діаметром D його оправы, а точніше, діаметром її вхідної зіниці, звичайно рівним діаметра об'єктива. Ширина пучка, який виходить з окуляра, визначається діаметром D' вихідної зіниці системи. Вихідна зіниця є зображенням вхідної зіниці, яке створюється окуляром.

На рисунку 2.1 нескладно отримати для збільшення Γ

$$\Gamma = -\frac{f'_{об}}{f'_{ок}}, \quad (2.2)$$

$$\Gamma = -\frac{D}{D'}. \quad (2.3)$$

Співвідношення (2.2) показує, у скільки разів збільшиться кутовий розмір зображення в порівнянні з кутовим розміром предмета при спостереженні через трубу.

Лінійне збільшення β знайдемо із формули геометричної оптики

$$\Gamma\beta = 1, \quad (2.4)$$

тоді

$$\beta = -\frac{f_{об}}{f'_{ок}} = -\frac{D'}{D}. \quad (2.5)$$

Так як $D' < D$, то, очевидно, зорова труба дає зменшення лінійних розмірів спостережуваного предмета.

Зорова труба Галілея (рис. 2.2) є телескопічною системою. Тут другий фокус $F'_{об}$ об'єктива 1 (додатної системи) суміщений з першим фокусом $F'_{ок}$ окуляра 2 (від'ємної системи), а падаючий в об'єктив пучок паралельних променів виходить з окуляра також паралельним пучком. Труба Галілея дає пряме уявне зображення. Формули (2.1), (2.2) і (2.5) з урахуванням знаків можна застосовувати і у випадку труби Галілея ($f'_{ок} < 0$).

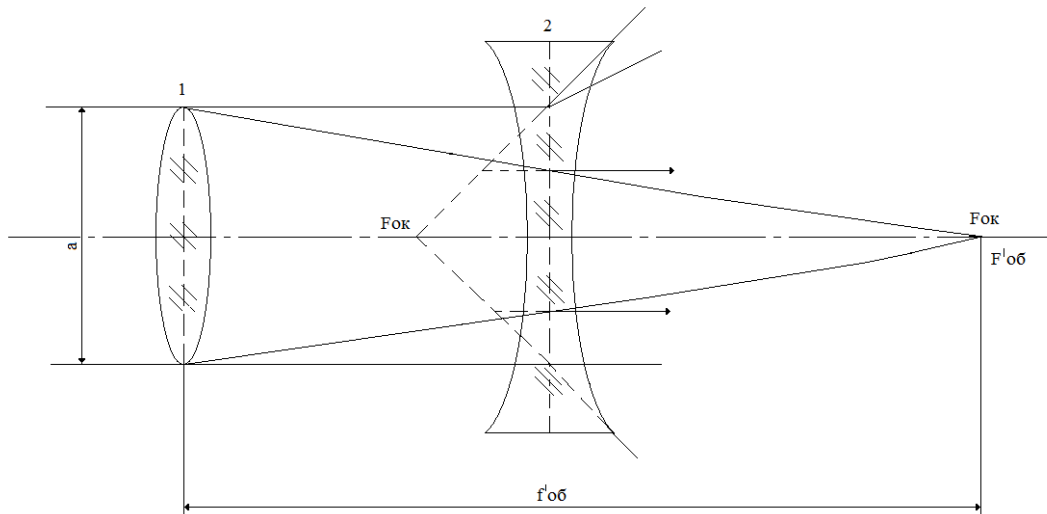


Рисунок 2.2

Мікроскоп призначений для спостереження дрібних предметів, які не розрізняє око. На рис. 2.3 зображена оптична схема мікроскопа. Мікроскоп складається з двох систем: короткофокусного об'єктива 1 і окуляра 2, фокусна відстань якого може бути значно більшою, ніж в об'єктива. Предмет Y розміщується недалеко від першого фокуса $F_{об}$ об'єктива так, що його дійсне збільшене обернене зображення Y' стає поряд з першим фокусом $F_{ок}$ окуляра – між ним і окуляром. Окуляр діє як лупа, даючи уявне зображення – Y'' на відстані найкращого зору $l_{н.з.}$ від ока ($l_{н.з.} = 0,25$ м), яке розміщується безпосередньо за окуляром.

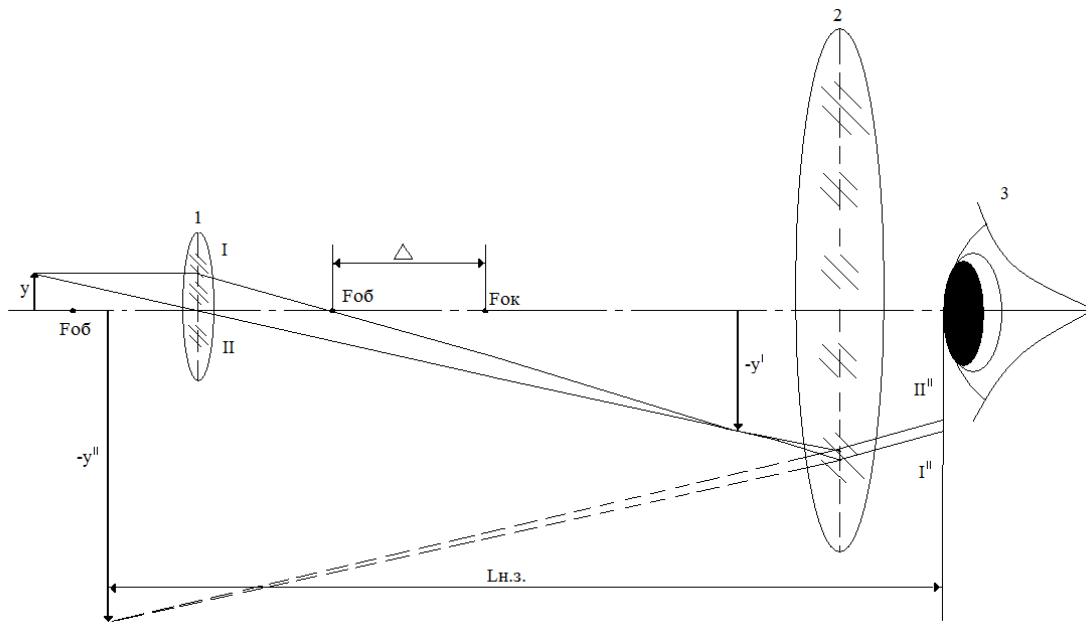


Рисунок 2.3

Промені I і II дозволяють отримати зображення Y' ; промені I' і II', попадаючи в систему ока 3, знаходяться на сітківці, де дають зображення, яке відповідає уявному зображенню $-Y''$ і дається окуляром як лупою. Без участі ока зображення не видно, а з окуляра виходить пучок променів, що розходяться. Відстань Δ між другим фокусом об'єктива і першим фокусом окуляра називають оптичним інтервалом. Збільшення мікроскопа Γ називають видимим і розраховують як співвідношення

$$\Gamma = \frac{\operatorname{tg} \omega'}{\operatorname{tg} \omega}, \quad (2.6)$$

де ω' – кут, під яким око бачить предмет через мікроскоп, ω – кут, під яким око безпосередньо бачить предмет на відстані найкращого зору $l_{н.з.}$ (рис. 2.4).

Розрахунки показують, що збільшення мікроскопа

$$\Gamma = \beta_{об} \Gamma_{ок}, \quad (2.7)$$

де $\beta_{об} = -\frac{\Delta}{f'_{об}}$ – лінійне збільшення об'єктива, $\Gamma_{ок} = \frac{l_{н.з.}}{f'_{ок}}$ – видиме збільшення окуляра, що діє як лупа.

Кінцеве збільшення мікроскопа

$$\Gamma = -\frac{\Delta l_{н.з.}}{f'_{об} f'_{ок}} \quad (2.8)$$

або, надаючи $l_{н.з.}=0,25$ м, отримаємо

$$\Gamma = -\frac{0,25\Delta}{f'_{об} f'_{ок}}. \quad (2.9)$$

Слід відзначити, що як системи зорових труб, так і системи мікроскопів є стандартизованими і складаються з визначених стандартних вузлів, узгоджених один з одним. Оптичний інтервал Δ не є довільною величиною і залежно від вимог, поставлених до мікроскопа, можуть дорівнювати 90, 120, 160 або 190 мм. При цьому 90 і 120 мм беруть для невеликих збільшень (до $60\times$), 160 і 190 мм – для середніх і великих.

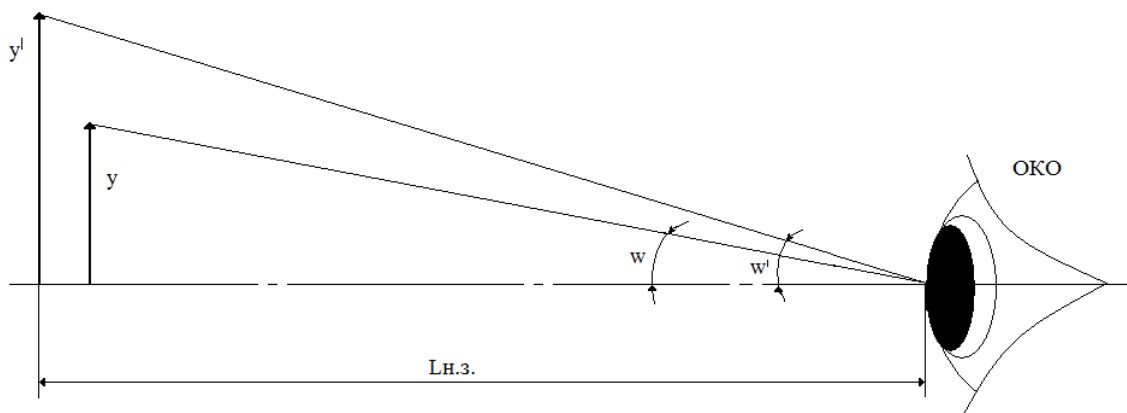


Рисунок 2.4

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 3.1. Юстування лінз

У даній роботі провести юстування лінз по висоті, тобто регулювання їх центру по вертикалі. Регулювання по горизонталі теж можна провести, якщо в оправках передбачено відповідний юстуючий пристрій.

- 3.1.1. Матовий екран присунути впритул до освітлювача і на ньому простим олівцем позначити тіньове зображення хреста шкали освітлювача. Потім матовий екран закріпити на кінці оптичної лави.
- 3.1.2. Між освітлювачем і екраном розмістити рейтер з позитивною лінзою. Пересуваючи рейтер з лінзою, отримати на екрані різке зображення шкали освітлювача. Переміщенням лінзи по висоті сумістити зображення з хрестом на екрані. В такому положенні закріпити лінзу в рейтері.
- 3.1.3. Методику юстування негативних лінз зображено на рисунку 3.1. На оптичну лаву розмістити рейтер із вже від'юстованою по висоті позитивною довгофокусною лінзою 1, а потім рейтер з негативною лінзою 2 і, змінюючи положення негативною лінзи, сумістити зображення шкали з позначкою на екрані 3, закріпити лінзу в положенні суміщення.

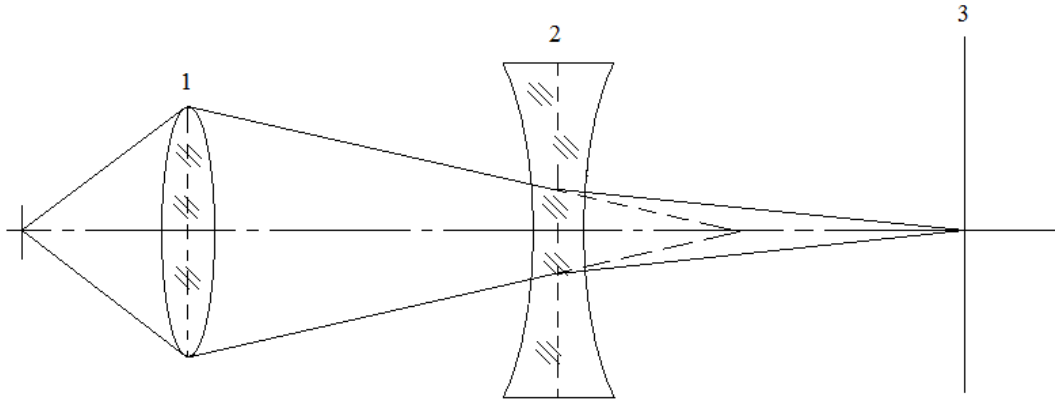


Рисунок 3.1

Завдання 3.2. Моделювання зорової труби Кеплера

Згідно з рисунком 2.1 в зорову трубу повинні входити паралельні промені, які випромінюють нескінченно віддалені джерела світла. Можна отримати паралельні промені від джерел, розміщених на кінцевій відстані, за допомогою систем, які називають коліматорами. На рисунку 3.2 зображена схема коліматора разом із зоровою трубою. Точкове джерело світла 1 розміщене в першому фокусі об'єктива 2 коліматора. Очевидно, з об'єктива вийдуть паралельні (колімовані) промені. Якщо на шляху таких променів поставити допоміжну зорову трубу 3, то зображення джерела світла 1 буде видно через цю трубу як зображення віддаленого джерела. Замість джерела в першому фокусі об'єктива коліматора можна поставити шкалу, тоді око 4 побачить через зорову трубу зображення шкали.

Приступаючи до роботи, слід допоміжну зорову трубу наставити на який-небудь віддалений предмет, наприклад, на видимий з вікна об'єкт – дерево, дім і т.п. Це називають **регулюванням на нескінченність**.

3.2.1. Скласти коліматор за схемою, що на рисунку 3.2, використавши позитивну лінзу 2 з невеликою фокусною відстанню в якості об'єктива. Лінзу слід встановити так, щоб шкала освітлювача виявилася приблизно в її першій фокальній площині.

3.2.2. Встановити на оптичній лаві допоміжну зорову трубу і відрегулювати її по висоті. Далі, спостерігаючи через зорову трубу зображення шкали 1 і переміщуючи лінзу 2, домогтися різкості зображення шкали. Це положення лінзи 2 буде відповідати найточнішому розміщенню шкали освітлювача в її фокальній площині.

3.2.3. Вибрати довгофокусну і короткофокусну лінзи в якості об'єктива і окуляра модельованої зорової труби. Розмістити лінзу-об'єктив поблизу лінзи коліматора 2, а потім встановити лінзу-окуляр так, щоб хід

променів був телескопічним. Це досягається за допомогою допоміжної зорової труби, розміщеної за лінзою-окуляром модельованої труби.

- 3.2.4. Регулюючи положення лінзи-окуляра, домогтися максимальної різкості зображення шкали 1, що спостерігається через дві труби – модельовану і допоміжну, розміщені одна за одною.
- 3.2.5. Відсунути допоміжну зорову трубу і виміряти лінійкою діаметри D вхідної і D' вихідної зіниці модельованої труби. Діаметр вхідної зіниці вимірювати лінійкою. Діаметр вихідної зіниці вимірювати за допомогою міліметрового паперу, розміщеного за окуляром в тому положенні, де розмита світна пляма стає різкою (зображення оправи об'єктива, яке дає окуляр).
- 3.2.6. Обчислити збільшення зорової труби Γ і β за формулами (2.2), (2.3) і (2.5).

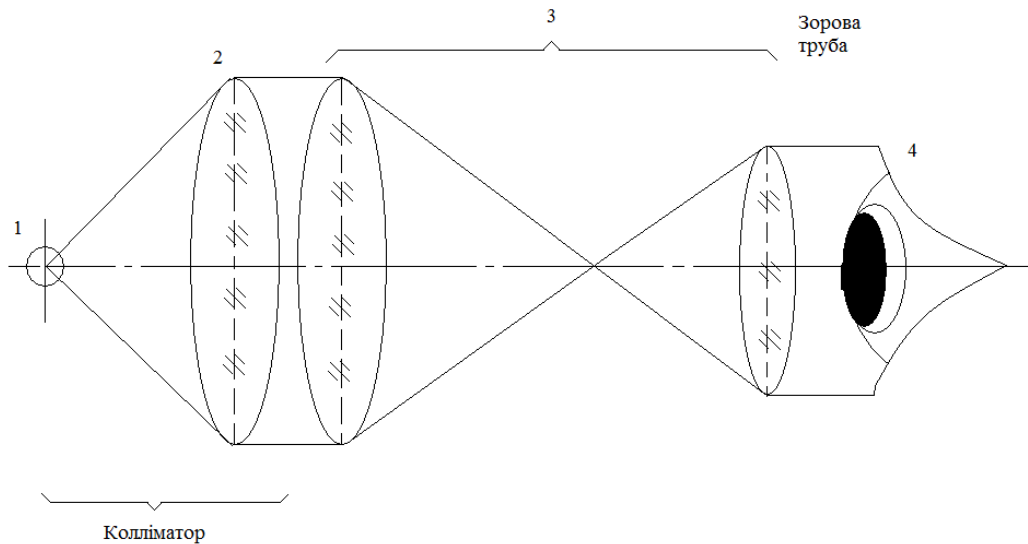


Рисунок 3.2

Завдання 3.3. Моделювання зорової труби Галілея

Скласти модель труби Галілея за схемою, що на рисунку 2.2, враховуючи, що пучок паралельних променів входить у лінзу-об'єктив з коліматора, а різке зображення шкали коліматора спостерігається через допоміжну зорову трубу при точному співпаданні другого і першого фокусів об'єктива й окуляра (коліматор і допоміжна зорова труба на рисунку 2.2 відсутні).

- 3.3.1. Скласти коліматор, як вказано в завданні 3.2.
- 3.3.2. Вибрати довгофокусну позитивну лінзу для об'єктива і короткофокусну негативну – для окуляра.
- 3.3.3. Обчислити збільшення труби Галілея за формулою (2.2).

3.3.4. Визначити експериментально збільшення труби Галілея за формулою (2.1), враховуючи, що кутове збільшення зорової труби дорівнює відношенню тангенсів кутів зору предмета з трубою і без труби.

Для цього предмет – шкала освітлювача спостерігається спочатку через дві труби: складену трубу Галілея і допоміжну трубу, – а потім тільки через допоміжну трубу при знятих з лави лінзах, що складають трубу Галілея. В обох випадках проводиться вимірювання спостережуваної шкали за окулярною сіткою допоміжної труби. Якщо результат вимірювань через дві труби l' , а з одною трубою l , то, враховуючи формулу (2.4), отримаємо

$$G = \frac{l'}{l}.$$

Завдання 3.4. Моделювання мікроскопа

Модель мікроскопа будується з двох позитивних лінз: короткофокусної лінзи-об'єктива і довгофокусної лінзи-окуляра. Предметом є шкала освітлювача.

- 3.4.1. Встановити лінзу-об'єктив у такому положенні, щоб шкала освітлювача знаходилась на відстані від лінзи дещо більшій, ніж її фокусна відстань $f_{об}$.
- 3.4.2. За лінзою розмістити матовий екран і знайти положення проміжного зображення предмета, яке дає лінза-об'єктив. Вибравши значення Δ (найкраще взяти $\Delta=190$ мм) і враховуючи, що проміжне зображення знаходиться приблизно на відстані $(f_{об}+\Delta)$ від лінзи-об'єктива, домогтися відповідного положення лінзи-об'єктива відносно предмета і його зображення, переміщуючи лінзу-об'єктив і екран.
- 3.4.3. Забравши екран, розмістити лінзу-окуляр на оптичну лаву і, спостерігаючи оком, отримати зображення шкали в окулярі. Схема отриманої моделі повинна відповідати рисунку 2.3.
- 3.4.4. Обчислити збільшення отриманого мікроскопа за формулою (2.3).

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. Пояснити хід променів у трубі Галілея.
- 4.2. Пояснити хід променів у трубі Кеплера.
- 4.3. Навести типи класифікацій оптичних приладів.
- 4.4. Пояснити хід променів у мікроскопі.
- 4.5. Накреслити хід променів в оптичній системі з двох компонентів.

Лабораторна робота № 5

ВИВЧЕННЯ ПРОСТОРОВОЇ КОГЕРЕНТНОСТІ НА ІНТЕРФЕРЕНЦІЙНІЙ СХЕМІ З ЛАЗЕРОМ

МЕТА РОБОТИ: вивчити просторову когерентність на інтерференційній схемі з лазером.

1. ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) оптичний квантовий генератор (He-Ne лазер);
- 2) додатна лінза;
- 3) матове скло з поворотним двигуном;
- 4) подвійна щілина;
- 5) оптична лава;
- 6) екран.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Поняття *когерентності* світла (по фазі світлових коливань у пучках світла або в окремих частинах пучка) введено у фізиці у зв'язку з вивченням умов спостереження інтерференційних картин і створення інтерференційних схем. При цьому користуються поняттями *часової* та *просторової когерентності*. Часову когерентність зазвичай пов'язують зі ступенем монохроматичності хвиль або коливань, просторову когерентність пов'язують із розмірами джерела світла і геометрією інтерференційної схеми.

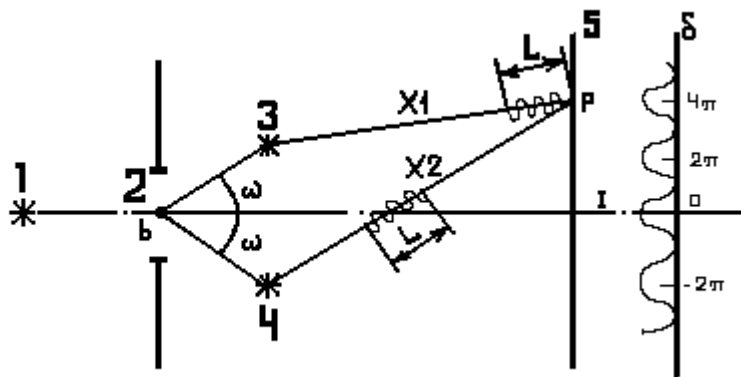


Рисунок 2.1

Для світлових хвиль, як і для хвиль будь-якої іншої природи, виконується принцип суперпозиції. Це означає, що світлові хвилі накладаються одна на одну, посилюються або послаблюються згідно з

відомими положеннями складання гармонічних коливань. Якщо, наприклад, кажуть, що результатом складання двох світлових монохроматичних коливань, що прийшли в точку **P** від джерел 4 і 5 (рис. 2.1), є посилення світла, то при цьому мають на увазі, що цей результат залишається незмінним у часі, і, як наслідок, є вільно спостережуваним. Однак це має місце тільки за умови, що хвилі, які накладаються, є когерентні, якщо різниця фаз δ між ними постійна протягом часу спостереження, довжини відповідних хвиль рівні між собою ($\lambda_1 = \lambda_2$) і напрями хвиль, що накладаються, однакові. Із простих міркувань випливає поняття когерентності: *дві хвилі* (два коливання, два елементарних випромінювача) *називаються когерентними, якщо різниця фаз між ними постійна впродовж часу спостереження: $\delta = \text{const}$.* Рівність довжин хвиль випливає як наслідок з цього положення.

Реальні тіла, що світяться, випускають некогерентні хвилі, й тільки з допомогою спеціальних приладів вдається отримати частинно когерентні пучки променів. Так стається через те, що поверхня будь-якого світлого тіла складається з множини точок (атомів), автономно і перервно випромінюючих світлові хвилі. Акт випускання світла атомом дуже малий, його тривалість $\Delta t \leq 10^{-8}$ с. За цей час встигає сформуватися пучок хвиль протяжністю $L \leq 3$ м. Через час порядку $10^{-8} - 10^{-9}$ с атом може збудити новий пучок хвиль, який ніяк не зв'язаний з фазою і напрямом коливань із попереднім цугом. Через те, якщо в дану точку **P** від двох атомів приходять світлові коливання, між якими в даний момент різниця фаз була δ , то в наступну мить проходять хаотично і з великою швидкістю, являючи собою статистичний процес. Через це око (як і будь-який інший приймач, що відслідковує точку **P**) не в змозі їх сприймати роздільно, а відчуває ці спалахи як свічення деякої посередньої інтенсивності. Цю інтенсивність I_p можна представити у вигляді суми інтенсивностей двох хвиль, що прийшли в точку **P**,

$$I_p = I_1 + I_2. \quad (2.1)$$

Однак, якщо обмежити розміри поверхні, що світиться, а вузький пучок променів, який вона випускає, розділити на два і потім змушувати їх перетинатися, то спостерігається стаціонарна картина інтерференції. На рисунку 2.1 зображена найпростіша схема спостереження інтерференційної картини. Світло від джерела **1** проходить через щілину **2**, усі точки якої можна розглядати як вторинні джерела, що випускають сферичні когерентні хвилі (в усі боки).

Отриманий пучок когерентних променів буде складатися з сукупності хвиль (L), погоджених по фазі в кожен момент часу. Поділивши цей пучок на два яким-небудь приладом (наприклад, з допомогою призми Френеля), що дозволяє отримати перетин цих пучків, отримаємо інтерференційну схему, де

проходить накладання (інтерференція) двох когерентних пучків, або сукупності когерентних пучків, що мають однакову початкову фазу в кожен момент часу. При цьому отримуємо два нових вторинних когерентних між собою джерела **3** і **4**. Для зручності міркування на рисунку 2.1 ці джерела розміщені справа від щілини **2**.

У точках екрана **5** може виникнути інтерференційна картина, розподілення інтенсивності в якій виражається відношенням

$$I_p = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cos \delta, \quad (2.2)$$

де I_1 і I_2 – інтенсивності, зумовлені коливаннями, що прийшли в деяку точку **P** екрана з джерел **3** і **4**, δ – різниця фаз коливань у цій точці. Різниця фаз коливань δ зв'язана з оптичною різницею ходу хвиль $\Delta = x_2 - x_1$ формулою

$$\delta = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{2\pi}{\lambda} \Delta. \quad (2.3)$$

Згідно з (2.3) залежно від значення δ , а також і Δ у різних точках екрана виникнуть періодично розміщені максимуми і мінімуми, які можна охарактеризувати виразом

$$I_p = 4I_0 \cos^2 \frac{\delta}{2}, \quad (2.4)$$

де прийнято $I_1 = I_2 = I_3$. На рисунку 2.1 ця залежність зображена у вигляді графіка справа від екрана **5**.

Якщо б схема була ідеальною, тобто якби довжина L була безкінечно великою, а джерело світла **1** – точковим, то інтерференційна картина була б стаціонарною і контрастною в просторі й часі. Практично в точку **P** надходять сукупності хвиль обмеженої довжини L і якщо різниця ходу $\Delta \geq L$, то інтерференційний ефект не спостерігається, бо відповідні пучки не накладуться один на одного як наслідок відставання одного з них на відстань, більшу за L . Однак можна припустити, що пучок, який запізнився, міг би інтерферувати з наступним пучком. Але, як вже було сказано, попередній і наступні пучки не погоджені по фазі й не можуть дати стаціонарної інтерференційної картини. Така картина може тривати протягом $\Delta\tau$, тобто практично не спостережувана. Стаціонарна контрастна інтерференційна картина отримується тільки при дотримуванні умови

$$\Delta \leq L, \quad (2.5)$$

яку називають *умовою часової когерентності*, L буде *довжиною когерентності*.

Обмеженість довжини пучка L показує, що хвиля не є монохроматичною і їй відповідає деякий спектральний інтервал довжин хвиль $\lambda + \Delta\lambda$, де λ – середня довжина хвилі, а $\Delta\lambda$ – ширина спектрального інтервалу. Відповідно інтерференційну картину на екрані **5** можна зображати

як послідовний ряд максимумів, що відповідають кожному значенню довжини хвилі від λ до $\lambda + \Delta\lambda$. Максимум інтенсивності 0-ого порядку є загальним для всіх довжин хвиль. У міру зростання λ максимуми будуть розсуватись і зі збільшенням порядку інтерференції накладуться один на одного.

Інтерференційна картина буде розмиватись і при накладанні максимуму $(m+1)$ -ого порядку для довжини хвилі λ на максимум m -ого порядку для довжини хвилі $\lambda + \Delta\lambda$ зникне (рис. 2.2). При цьому

$$(m+1)\lambda = m(\lambda + \Delta\lambda), \quad (2.6)$$

тобто між максимумами m -ого порядку і $(m+1)$ -ого порядку для λ накладуться послідовно максимуми m -ого порядку для всього інтервалу довжин хвиль.

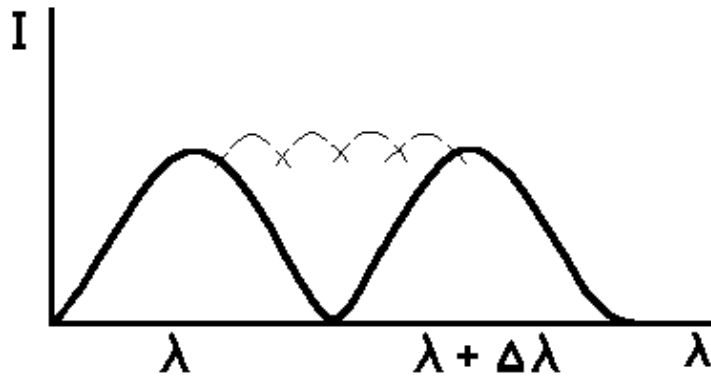


Рисунок 2.2

Із (2.6) випливає, що

$$m = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}. \quad (2.7)$$

Умова (2.7) показує найбільш можливу кількість видимих інтерференційних смужок m , зумовлену часовою когерентністю схеми, монохроматичністю як наслідок обмеженої довжини сукупності хвиль L . У цьому випадку різниця ходу Δ буде мати певне значення: $\Delta = m\lambda = L = \frac{\lambda^2}{\Delta\lambda}$. З іншого боку, $\Delta\lambda$ можна виразити через інтервал частот $\Delta\nu$ у вигляді

$$\Delta\nu = \frac{c}{\lambda^2} \Delta\lambda = \frac{c}{L} = \frac{1}{\Delta\tau}. \quad (2.8)$$

Звідси випливає $\Delta\nu\Delta\tau = 1$. Враховуючи (2.5), отримуємо умову часової когерентності, що накладає обмеження на $\Delta\tau$ у вигляді

$$\Delta\nu\Delta\tau \leq 1; \quad (2.9)$$

$\Delta\tau$ буде виражати час когерентності, тобто час тривалості пучка L .

Розглянемо просторову когерентність. Прийняте припущення щодо точковості вихідного джерела світла неможливе в реальних схемах. Джерела світла, які використовуються завжди, мають протяжність, що суттєво впливає на контраст інтерференційної картини і може призвести до її повного зникнення. Це пояснюється тим, що кожна точка джерела дає в інтерференційному полі (на екрані **5**) свою інтерференційну картину, яка може не співпадати з картинами інших точок.

Якщо навіть вихідне джерело є хвилястою поверхнею, тобто поверхнею рівних фаз, то в реальних джерелах фаза «хвилястої поверхні» змінюється при переході від однієї точки до іншої. Цей перехід відбувається хаотично, і чим більша «хвиляста поверхня», тим більша для неї різниця фаз. Якщо випадкова зміна фаз не перевищує, то точки поверхні джерела можна розглядати як погодження по фазі, а інтерференційна картина збереже достатній для спостереження контраст (видимість). У випадку, коли різниця фаз коливань, що виникають у різних точках «хвилястої поверхні» джерела світла залишається постійною, кажуть про просторову когерентність.

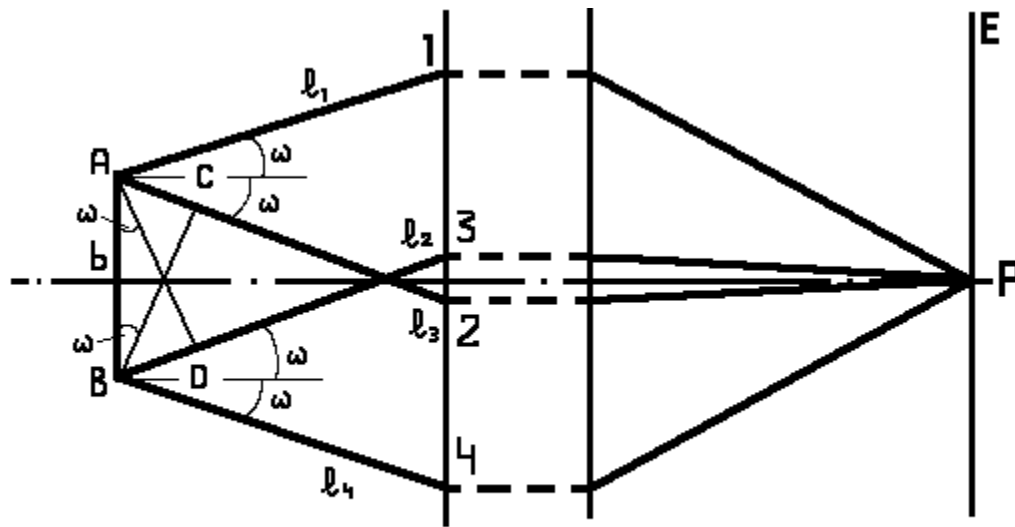


Рисунок 2.3

Нехай на рисунку 2.3 лінійні розміри джерела дорівнюють b . Хвилі знову яким-небудь пристроєм поділяють на два пучки, які, перекриваючись, інтерферують один з одним у точці **P** екрана **E**. Від точки **A** джерела до екрана проходять промені **1** і **2**, що утворюють кут 2ω , який називають *апертурою інтерференції*. l_1 і l_2 – відрізки, що проходять промені **1** і **2** на шляху до екрана. Різниця ходу цих променів складе

$$\Delta A = l_2 - l_1. \quad (2.10)$$

Аналогічно, різниця ходу для променів **3** і **4**, що виходять з точки **B**, дорівнюватиме

$$\Delta B = l_4 - l_3, \quad (2.11)$$

де l_3 і l_4 – відрізки, що проходять промені **3** і **4** на шляху до екрана.

Як ми вже казали, якщо розбіжність фаз поверхні джерела не перевищує, то розміри джерела світла забезпечують просторову когерентність схеми. Цю умову можна записати так:

$$\Delta A - \Delta B \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (2.12)$$

Згідно з рис. 2.3

$$\Delta A - \Delta B = (l_2 - l_1) - (l_4 - l_3) = (l_2 - l_4) + (l_3 - l_1), \quad (2.13)$$

але

$$\begin{aligned} l_2 - l_4 &= b \sin \omega, \\ l_3 - l_1 &= b \sin \omega. \end{aligned} \quad (2.14)$$

Тоді

$$\Delta A - \Delta B = 2b \sin \omega. \quad (2.15)$$

Враховуючи (2.12), отримаємо **умову просторової когерентності**

$$2b \sin \omega \leq \frac{\lambda}{2}. \quad (2.16)$$

Кут ω буде апертурним кутом інтерференційної схеми або **кутом когерентності**. Умова (2.16) показує, що при обмеженні розмірів джерела світла схема буде просторово когерентна і дасть спостережувану інтерференційну картину в межах часової когерентності.

Вперше інтерференційну картину такого типу отримав Томас Юнг 1802 р., який практично показав, що коли в схемі на рисунку 2.1 джерело світла **1** не обмежити щілиною **2**, то інтерференційна картина спостерігатись не буде.

3. ОПИС УСТАНОВКИ

Схема вимірювальної установки для визначення умови просторової когерентності зображена на рисунку 3.1. Джерелом світла для експериментів служить світна пляма, що отримується при фокусуванні променя лазера **2** з допомогою лінзи на матовому склі.

Світлові хвилі, що виходять з різних точок світної плями на матовому склі, із-за різної товщини матового скла в різних місцях мають різну початкову фазу. Якщо матове скло нерухоме, то різниця початкових фаз зберігається з часом, а якщо переміщувати (повертати) в своїй площині, то забезпечується зміна початкових фаз з часом і така світна пляма буде

імітувати звичайне теплове джерело світла. Між матовим склом і екраном розміщують подвійну щілину **5** для спостереження інтерференційної картини.

Діаметром світної плями можна керувати, змінюючи положення лінзи **3** уздовж осі.

В роботі спочатку спостерігається інтерференційна картина в лазерному світлі від нерухомої світної плями. На екрані спостерігається зерниста структура розподілення інтенсивності світла, що отримується в результаті інтерференції пучків світла просторово некогерентних, але когерентних по часу (світло виходить із різних точок світної плями хоча і з різними початковими фазами, але з незмінним у часі зсувом фаз). Потім на екрані спостерігається картина, що дається повністю некогерентним джерелом світла. Імітація такого звичайного джерела світла досягається при обертанні матового скла настільки швидко, що зерниста картина на екрані замінюється рівномірною освітленістю – це вказує на хаотичну зміну початкової фази світла.

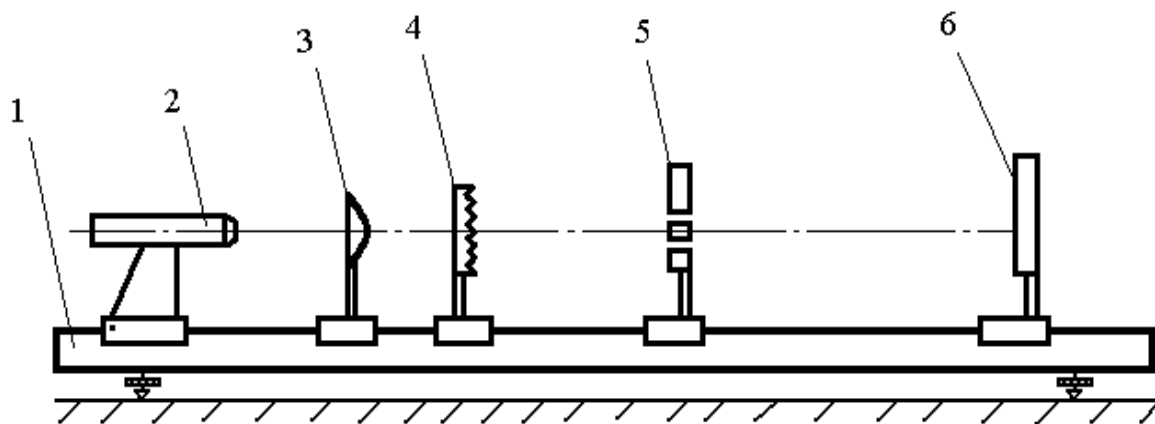


Рисунок 3.1

Потім спостерігається інтерференційна картина від двох щілин, де в якості джерела світла використовується одне зерно середнього розміру. Якщо тепер матове скло привести в обертання й переміщувати подвійну щілину, то в якийсь момент картина смуг зникне – це буде означати, що подвійна щілина вийшла за межі кута когерентності. В усіх цих дослідах часова когерентність була забезпечена вузьким інтервалом частот лазерного випромінювання.

4. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

4.1. Визначення розмірів джерела світла і кута когерентності

- 4.1.1. Встановити на оптичну лаву **1** прилади згідно з рисунком 3.1 (крім подвійної щілини **5**) і спостерігати зернисте розподілення інтенсивності світла на екрані **6**. Привести матове скло **4** в обертання і спостерігати картину на екрані. Зробити висновок за результатами спостереження.
- 4.1.2. Переміщуючи матове скло **4** відносно лінзи **3**, домогтися, щоб зерна на екрані стали як можна більшими. Виміряти відстань від лінзи до матового скла (вона дорівнює фокусній відстані лінзи f , якщо промінь лазера вважати паралельним).
- 4.1.3. Помістивши на місце лінзи листок паперу, виміряти діаметр лазерного пучка D . Повернути лінзу на місце.
- 4.1.4. Переміщуючи матове скло вздовж лави, отримати на екрані зерна такого розміру, щоб подвійна щілина, поставлена між екраном і матовим склом, опинилася всередині світлового конуса одного зерна середнього розміру. Виміряти відстань l від лінзи до матового скла.
- 4.1.5. Привести матове скло у швидке обертання. Замалювати картину на екрані.
- 4.1.6. При матовому склі, що обертається, переміщувати подвійну щілину ближче до матового скла до тих пір, поки не зникнуть інтерференційні смуги на екрані. Зафіксувати відстань a від матового скла до подвійної щілини в цей момент.
- 4.1.7. За виміряними фокусною відстанню лінзи f , діаметром лазерного пучка D і відстанню l від матового скла до лінзи обчислити діаметр світної плями.
- 4.1.8. За вимірною відстанню від матового скла до подвійної щілини a і заданою відстанню h між щілинами подвійної щілини визначити кут когерентності: $2\omega \approx \frac{h}{a}$.
- 4.1.9. Переконайтесь у виконанні теоретичної умови просторової когерентності для $\lambda=633$ нм.

5. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 5.1. Наведіть способи отримання когерентних джерел.
- 5.2. Умова просторової когерентності.
- 5.3. Що називають часовою когерентністю?
- 5.4. Що таке апертура когерентності?

Лабораторна робота № 6

ВИВЧЕННЯ АБЕРАЦІЙ ЛІНЗ

МЕТА РОБОТИ: ознайомлення з явищами спотворення зображень у лінзах (абераціями) та визначення сферичної аберації, астигматизму і хроматичної аберації збірної лінзи.

1. ПРИЛАДИ І МАТЕРІАЛИ:

- 1) оптична лава;
- 2) освітлювач з сіткою;
- 3) коліматорна лінза;
- 4) набір круглих діафрагм;
- 5) набір світлофільтрів;
- 6) матовий екран.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

В оптиці існує поняття про ідеальну оптичну систему. Така система повинна відповідати *трьом умовам Максвелла*:

- 1) гомоцентричний пучок променів після проходження через оптичну систему залишається гомоцентричним;
- 2) зображення плоского предмета в ідеальній оптичній системі залишається за формою подібним до предмета;
- 3) зображення площини, перпендикулярної до оптичної осі, є площиною, перпендикулярною оптичній осі.

Всі реальні лінзи й оптичні системи дають зображення, які мають відхилення від закону подібності: точка, пряма, площини зображуються у вигляді плями, кривої, неплоскої поверхні. Крім того, скло володіє *дисперсією* (показники заломлення лінз для променів різної довжини хвилі різні), внаслідок чого зображення різного кольору не співпадають між собою за величиною та положенням, створюючи забарвленість зображення. Всі ці відхилення реального зображення від ідеального називають *абераціями*. Аберації оптичних систем поділяють на *монохроматичні й хроматичні*.

Монохроматичні аберації – це викривлення зображень, що виникають для променів строго визначеної довжини хвилі.

Хроматичні аберації – виникнення забарвленості зображень, які виникають через те, що промені різних довжин хвиль можуть проходити оптичну систему різними шляхами.

Монохроматичні аберації поділяють на сферичну аберацію (поздовжню і поперечну), кому, астигматизм, кривизну поля, дисторсію.

До хроматичних аберацій відносять поздовжню хроматичну аберацію і хроматичну різницю збільшень.

Пучок, промені якого розходяться від одного спільного центру (світної точки), називають гомоцентричним, що розходиться. Йому відповідає сферична хвильова поверхня. Якщо ж промені направлені до одного спільного центру, то пучок називають гомоцентричним, що сходиться.

Сферичною аберацією називають порушення гомоцентричності пучків, які пройшли через оптичну систему без порушень симетрії цих пучків.

Нехай пучок променів, паралельних оптичній осі, падає на збиральну лінзу (рис. 2.1). На основі законів ідеальної оптичної системи такий пучок повинен після заломлення в лінзі зійтися в її другому головному фокусі F' , який є зображенням нескінченно віддаленої точки на осі зліва.

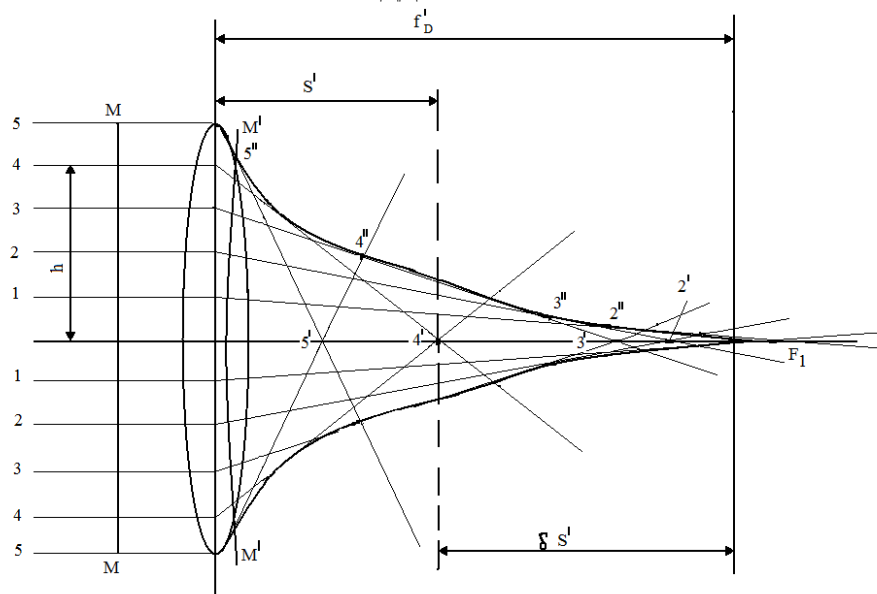


Рисунок 2.1

У реальних оптичних системах, які складаються з лінз, обмежених сферичними поверхнями, цим законам відповідають тільки **параксіальні промені**, які близькі до оптичної осі й утворюють з нею малі кути.

На рисунку 2.1 такими променями будуть тільки промені 1-1. Промені 2-2, 3-3, 4-4 і 5-5 збираються після заломлення в тонкій лінзі відповідно в точках 2', 3', 4' і 5'. Це показує, що плоска хвильова поверхня MM' після переломлення в лінзі перетворюється в симетричну поверхню $M'M'$, яка має поступову зміну вздовж оптичної осі двояку кривизну. Центрами кривизни елементів цієї поверхні будуть точки 2'', 3'', 4'', 5'', а також точки на оптичній осі 2', 3', 4', 5' і F' для параксіальних променів 1-1. Множина цих точок

утворює поверхню, яку називають *каустичною*. В даному випадку утворюються дві каустичні поверхні – еволюта поверхні $M'M'$ (точки 2'', 3'', 4'' і 5'') і пряма лінія (точки 2', 3', 4', 5' і F').

За відсутності сферичної аберації каустична поверхня перетворюється в точку F' . Отже, головний фокус F' для широких пучків променів не має визначеного положення на оптичній осі внаслідок сферичної аберації. *Міра поздовжньої сферичної аберації* $\delta S'$ – це різниця відрізків від центру лінзи до зображення, які дають широкі й параксіальні пучки. В даному випадку

$$\delta S' = S' - f'_D, \quad (2.1)$$

де f'_D – фокусна відстань лінзи для хвилі довжиною λ_D (жовтої лінії натрію), S' – відстань від центру лінзи до точки, в якій визначається сферична аберація.

В даній роботі розглянуто тонкі лінзи. Оскільки сферична аберація відраховується вздовж оптичної осі, відрізок $\delta S'$ називають *поздовжньою сферичною аберацією*.

Для збиральних лінз, зокрема для лінзи, зображеної на рисунку 2.1, поздовжня сферична аберація буде від'ємною. Як бачимо з того ж рисунка, відрізок $\delta S'$ тим більший, чим далі від оптичної осі розміщені промені, які входять у лінзу. Відкладаючи по осі ординат висоту вхідного пучка h , а по осі абсцис – $\delta S'$, можна отримати характеристику поздовжньої сферичної аберації лінзи.

Для послаблення сферичної аберації в оптичній системі вводять *діафрагми*, які обмежують пучки світлових променів. Слід вказати, що надто сильне обмеження світлового пучка, в свою чергу, погіршує зображення. Внаслідок дифракції точки зображення збільшуються в розмірах, що погіршує їх різкість. При цьому зростає *глибина різкості*.

Глибина різкості оцінюється відрізком вздовж оптичної осі, впродовж якої зображення предмета здається спостерігачу досить різким.

Аберація, яку називають *астигматизмом*, виникає, якщо лінза має неодинакову кривизну в деяких двох перерізах. У такому випадку зображення точки предмета не буде лежати в одній площині. Астигматизм виникає не тільки внаслідок несферичності поверхонь лінз, але й при косому падінні променів на правильну лінзу.

Заломлений у лінзі пучок косих світлових променів перетворюється в *астигматичний пучок*, який має двояку кривизну. Завдяки цьому площини зображення вертикальних і горизонтальних ліній предмета виявляються розділеними в просторі. На рисунку 2.2 зображено елементарний астигматичний пучок променів. Усі промені, що лежать у вертикальних меридіанальних площинах цього пучка пересікаються по лінії $A'A''$, всі

промені, що лежать у горизонтальних – сагітальних площинах, пересікаються по лінії $A'_1A''_1$. Радіусами кривизни для елементарного астигматичного пучка променів, очевидно, будуть відстані $OC'=r'$ і $OC''=r''$.

Величину

$$\delta r' = r'' - r' \quad (2.2)$$

називають астигматичною різницею.

Спостерігаючи за зображенням вертикальних і горизонтальних ліній зображення, наприклад сітки, при різних повертаннях лінзи можна визначити астигматичні різниці для косих пучків променів.

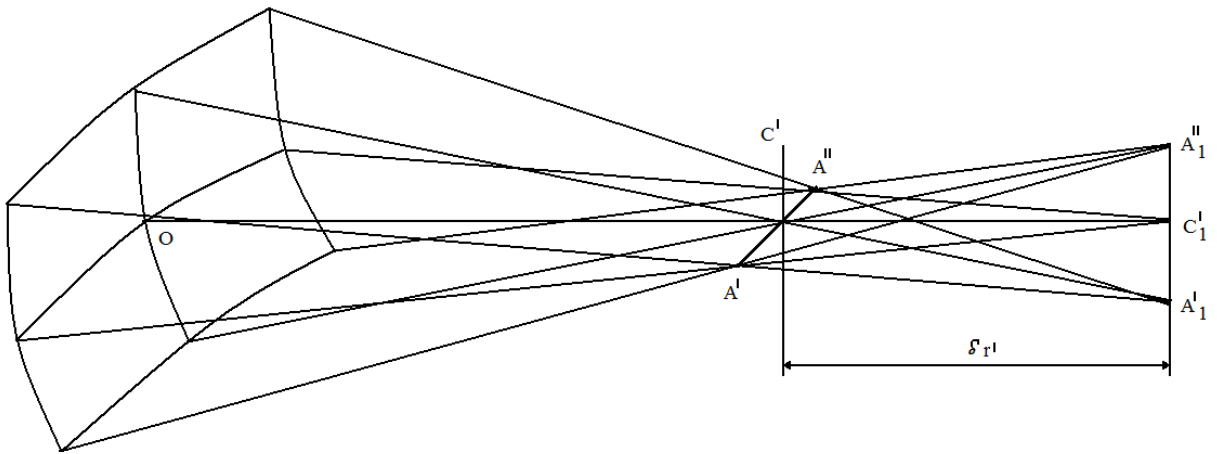


Рисунок 2.2

Комою називають асиметрію пучка променів, які виходять з точкового джерела, що знаходиться поза головною оптичною віссю. Ці промені після заломлення не збираються в одну точку, а розміщуються у площині зображення несиметрично відносно головного променя пучка (який проходить через центр вхідної зіниці оптичної системи). В результаті зображення точки мають вигляд розмитих плям.

Дисторсія – викривлення зображень плоских фігур (рис. 2.3) внаслідок непостійності лінійного збільшення в різних точках площини зображень. На рисунку 2.3 а зображено предмет (у вигляді сітки), на рисунку 2.3 б – його зображення з бочкоподібною дисторсією, на рисунку 2.3 в – зображення з подушкоподібною дисторсією.

Кривизна поля виражається в тому, що плоскі предмети зображаються оптичною системою у вигляді скривлених неплоских зображень.

Хроматичні аберації призводять до того, що в білому (чи взагалі немонохроматичному) світлі зображення завжди забарвлене, особливо по краях.

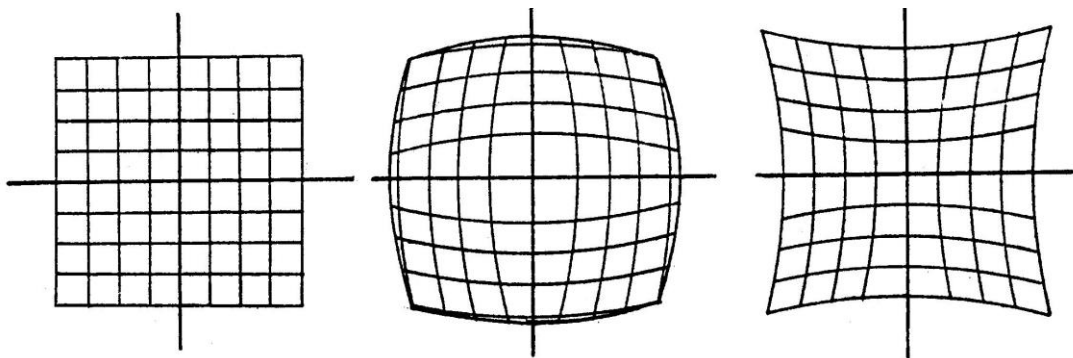


Рисунок 2.3

Залежність другої фокусної відстані лінзи f' від радіусів кривизни її заломлюючих поверхонь r_1 і r_2 та показника заломлення n виражається формулою

$$\frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right). \quad (2.3)$$

Показник заломлення n є функцією довжини хвилі λ . Тому фокусна відстань f' (а також f) буде відмінна для різних довжин хвиль. Відповідно до цього і положення зображення предмета буде відмінне для різних довжин хвиль.

Як правило, фокусні відстані оптичних систем розраховуються для якої-небудь однієї довжини хвилі залежно від призначення оптичної системи. Для жовтої лінії натрію, яка позначається λ_D ($\lambda_D=586$ нм) для приладів, що працюють при денному світлі чи в світлі ламп розжарювання.

В цій роботі розглядається поздовжня хроматична аберація, яка характеризується різницею між положенням другого головного фокуса для різних довжин хвиль (f'_λ) і для жовтої лінії натрію (f'_D)

$$dS = f'_\lambda - f'_D. \quad (2.4)$$

3. ОПИС УСТАНОВКИ

Освітлювач із сіткою 1, лінзи 2 і 3, екран 4 встановлюються в рейтерах на оптичній лаві, як зображено на рисунку 3.1. Оптична лава довжиною не менше 1 м забезпечена шкалою з ціною поділки 1 мм. Рейтери мають показники для відліку по шкалі лави. Рейтер з досліджуваною лінзою забезпечується лімбом з поділками 1° для відліку повертання лінзи. Коліматорна лінза 2 має бути довгофокусною (фокусна відстань не менше 400 мм), а її діаметр – не менше діаметра досліджуваної лінзи. В оправу досліджуваної лінзи встановлюється діафрагма (рекомендовані діаметри діафрагм – 10, 20, 30 мм і т.д.). Найбільша діафрагма відповідає оправі лінзи.

Освітлювач з сіткою забезпечений оправою для установки світлофільтрів. Рекомендований розмір сітки 60×60 мм з відстанню між штрихами 10 мм.

4. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Завдання 4.1. Вивчення поздовжньої сферичної аберації

Виміри проводити в жовтому світлі ($\lambda_D=586$ нм).

- 4.1.1. Скласти схему згідно з рисунком 3.1 і відцентрувати лінзи 2 і 3 відносно сітки освітлювача.

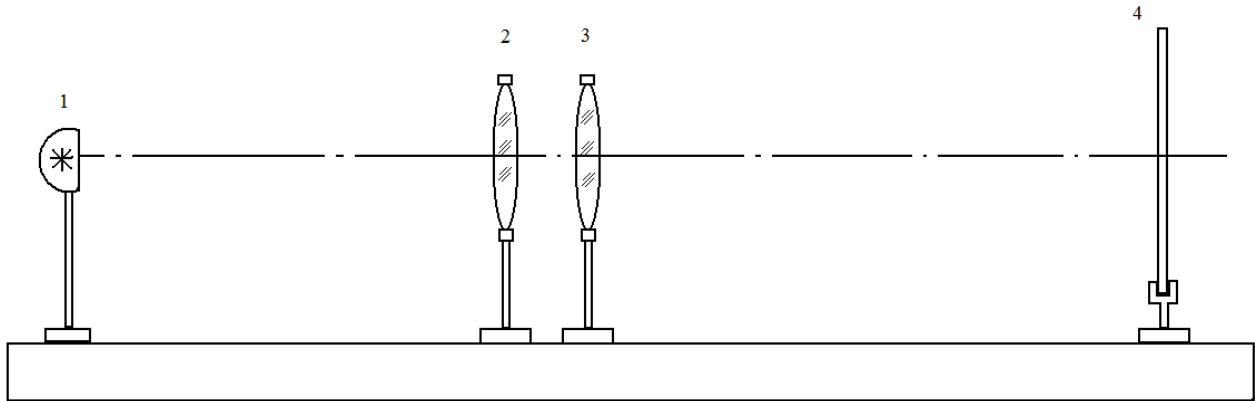


Рисунок 3.1

- 4.1.2. Лінзу коліматора поставити так, щоб сітка освітлювача знаходилася в її фокусі. Досліджувану лінзу присунути щільно до лінзи коліматора і, переміщуючи екран 4, отримати найрізкіше зображення сітки. Зробити відлік положення екрана.
- 4.1.3. Встановити послідовно діафрагми, починаючи з найменшої, домогтися найрізкішого зображення сітки на екрані.
- 4.1.4. Визначити глибину різкості зображення шляхом переміщення екрана вздовж оптичної лави до виникнення ледь розмитого зображення в один та інший бік відносно досліджуваної лінзи. Різниця відліків положення екрана для двох крайніх дещо розмитих зображень дає глибину різкості $\Delta S'$. Середнє значення з тих відліків дозволяє визначити відстань S' від лінзи до абераційного зображення сітки.
- 4.1.5. Приймаючи відстань від лінзи до зображення сітки при найменшій діафрагмі (параксіальні промені) за фокусну відстань f'_D , обчислити сферичну аберацію $\delta S'$ (див. формулу (2.1)) для кожної діафрагми. При цьому потрібно врахувати знак $\delta S'$.
- 4.1.6. За отриманими даними побудувати графік залежності аберації $\delta S'$ від діаметрів діафрагм, а також графік залежності $\Delta S'$ від діаметрів діафрагм.

Завдання 4.2. Вивчення астигматизму лінзи

Астигматизм досліджувати в монохроматичному світлі з жовтим світлофільтром. Досліджувана лінза має бути повністю відкрита.

- 4.2.1. Досліджувану лінзу повертати відносно вертикальної осі послідовно через кожні 10° . Пересуваючи екран, отримати для кожного положення лінзи найрізкіше зображення вертикальних ліній сітки, потім горизонтальних, і відрахувати по шкалі оптичної лави відстані r' і r'' (див. рис. 2.2).
- 4.2.2. За отриманими даними розрахувати астигматичні різниці $\delta r'$ від кутів повороту (див. формулу (2.2)).
- 4.2.3. Побудувати графік залежності астигматичних різниць $\delta r'$ від кутів повороту і зробити висновок за результатами роботи.

Завдання 4.3. Вивчення поздовжньої хроматичної аберації

Виміри проводити послідовно зі всіма світлофільтрами і з діафрагмою, для якої глибина різкості $\Delta S'$ виявиться найменшою.

- 4.3.1. Встановлюючи по черзі світлофільтри, отримати найрізкіше зображення сітки для кожного кольору. Враховуючи глибину різкості (див. п. 4.1.3), визначити середнє значення f'_λ .
- 4.3.2. Приймаючи за фокусну відстань лінзи f'_D , обчислити хроматичну аберацію $\delta S'$ за формулою (2.4), враховуючи знак аберації.
- 4.3.3. За отриманими результатами побудувати графік залежності аберації від довжини хвилі пропускання світлофільтра.
Зробити висновок за результатами роботи.

5. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 5.1. Що називають абераціями оптичних систем?
- 5.2. Назвіть причини виникнення аберацій.
- 5.3. Класифікація аберацій.
- 5.4. Характеристика аберацій широкого пучка променів.

Лабораторна робота № 7

ВИВЧЕННЯ ДИФРАКЦІЇ ФРАУНГОФЕРА ТА ВИЗНАЧЕННЯ РОЗПОДІЛУ ІНТЕНСИВНОСТІ СВІТЛА В ДИФРАКЦІЙНІЙ КАРТИНІ ВІД ЩІЛИНИ

МЕТА РОБОТИ: *практично знайти розподіл інтенсивності світла в дифракційній картині на екрані залежно від геометричних умов.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) лінза;
- 2) екран зі шкалою;
- 3) щілина;
- 4) газовий лазер;
- 5) міліамперметр.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

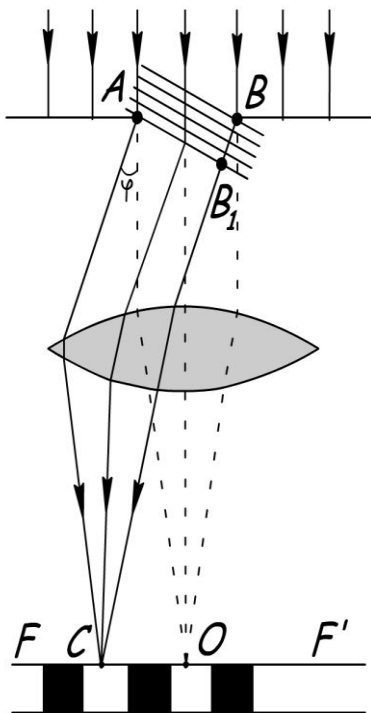


Рисунок 2.1

Дифракцією Фраунгофера називають дифракцію в паралельних променях, дифракцію від плоского фронту хвилі (тобто джерело випромінювання знаходиться або на нескінченності, або у фокусі збиральної лінзи).

Нехай нормально до екрана з вузькою прямокутною щілиною AB (рис. 2.1) падає пучок паралельних променів – плоска хвиля монохроматичного світла. Щілина AB виділить частину фронту хвилі, яка за принципом Гюйгенса утворює множину вторинних джерел світла в однаковій фазі коливання. Світло від них поширюватиметься в різних напрямках

до екрана спостереження, але результуюча дія його в тих або інших місцях буде неоднаковою.

Для демонстрації дифракції Фраунгофера збиральну лінзу L розміщують за щілиною, а екран спостереження – у фокальній площині лінзи FF' . Неважко помітити, що всі світлові хвилі, які виходять від щілини AB у напрямі нормалі до екрана, збиратимуться в центральній точці O (точніше, промені збиратимуться в смугу, паралельну щілині). Оскільки різниця ходів між усіма цими хвилями дорівнює нулю (лінза не спричиняє різниці ходів хвиль), то центральна смуга, що проходить через точку O , буде максимально освітлена.

Пучок світлових хвиль, що виходять під кутом φ до нормалі, буде так само збиратися в смугу, що проходить через деяку точку C . Але питання про освітленість її можна вирішити лише внаслідок поділу хвильової поверхні AB на зони Френеля. Цей поділ на зони здійснюють системою паралельних площин, перпендикулярних до променів і віддалених одна від одної на $\frac{\lambda}{2}$.

При цьому кожній хвилі, що випромінюється з однієї зони, знайдеться відповідна хвиля, що випромінюється з сусідньої зони, з різницею ходу $\frac{\lambda}{2}$.

Такі дві хвилі, досягаючи точки C , взаємно компенсуватимуться. Отже, якщо на хвильовій поверхні AB вкладатиметься парне число зон, то світлові хвилі від них взаємно компенсуватимуться – дифракційна смуга, що проходить через точку C , буде темною; якщо число зон буде непарне, то дія однієї зони залишиться некомпенсованою – дифракційна смуга буде освітленою.

Ці умови аналітично можна виразити так: якщо $BB_1 = AB \sin \varphi = 2k \frac{\lambda}{2}$, то смуга в

точці C буде темна; якщо $BB_1 = AB \sin \varphi = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}$, то смуга в точці C буде світла, де AB – ширина щілини; $k = 1, 2, 3, \dots$ (k – позначає порядок розміщення дифракційних спектрів відносно центральної смуги).

Якщо щілину освітлювати білим світлом, то світлі смуги перетворяться в дифракційні спектри.

Шириною дифракційного максимуму на екрані E називають відстань між двома найближчими до нього дифракційними мінімумами. Наприклад, ширина максимуму нульового порядку дорівнює відстані між двома мінімумами першого порядку (рис. 2.2).

Досі весь час припускали, що щілину освітлюють монохроматичним світлом. Положення дифракційних мінімумів і максимумів усіх порядків,

починаючи з першого, залежить від довжини хвилі світла λ . Тому при освітленні щілини білим світлом центральний максимум має райдужне забарвлення по краях. Повного гасіння світла не буде в жодній точці екрана, бо максимуми і мінімуми світла з різними λ перекриваються.

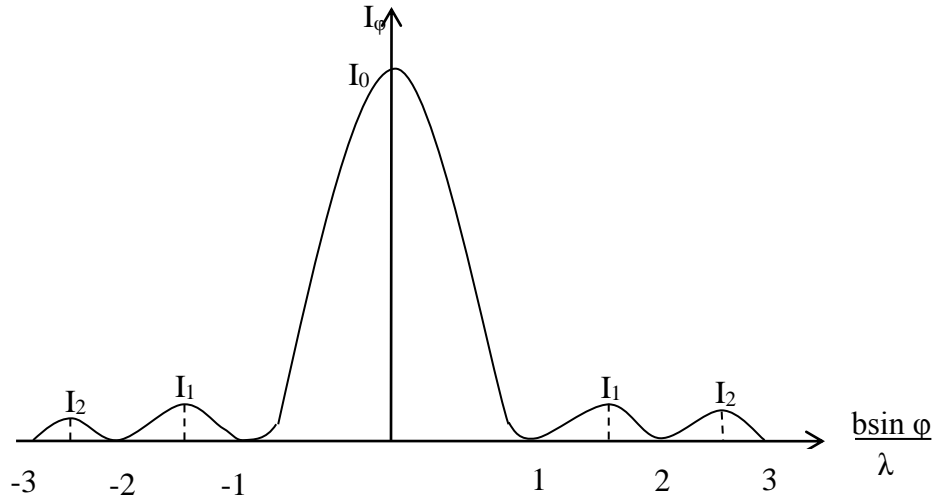


Рисунок 2.2

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 3.1. Розмістити між екраном та лазером прямокутну щілину, між щілиною та екраном – збірну лінзу.
- 3.2. За допомогою регулювання ширини щілини та фокусування лінзи домогтися чіткого зображення смуг на екрані.
- 3.3. Переміщуючи фотодатчик на екрані, виміряти значення сили струму на кожній смузі.
- 3.4. Побудувати графік залежності дифракційних спектрів від сили струму.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. Що таке дифракція?
- 4.2. Записати формулу для дифракційної ґратки.
- 4.3. Сформулювати принцип Гюйгенса.
- 4.4. Яка відмінність між дифракцією за Френелем та Фраунгофером?
- 4.5. Назвіть оптичні прилади, робота яких ґрунтується на явищі дифракції.

Лабораторна робота № 8

ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ТА ПРИНЦИПУ РОБОТИ СТЕРЕОСКОПІЧНОГО МІКРОСКОПА МСБ-10

МЕТА РОБОТИ: *вивчити будову і принцип дії оптичного приладу – мікроскопа МСБ-10, оволодіти технікою настроювання стереоскопічного мікроскопа МСБ-10 та набути практичних навиків роботи на ньому.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) мікроскопи МСБ-10, МСБ-9 (у комплекті);
- 2) об'єкти та предмети для спостереження;
- 3) мікроскоп телевізійний для контролю фотошаблонів МТФ-1.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Мікроскоп – це типовий прилад ближньої дії. Він призначений для спостереження, вивчення та вимірювання мікроструктури різноманітних предметів, яку неможливо розрізнити неозброєним оком. Саме тому мікроскоп є візуальним приладом.

Оптична будова сучасних мікроскопів має дві чітко виражені частини. Перша з них – освітлювальна система, розміщена по ходу променів між джерелом світла та спостережуваним предметом. Друга – візуальна частина, розміщена між предметом та оком спостерігача.

Мікроскоп МСБ-10 призначений для спостереження як об'ємних предметів, так і тонких плівкових та прозорих об'єктів.

Спостереження можна проводити як при штучному, так і природному освітленні у відбитому та прохідному світлі.

Область застосування: ботаніка, біологія, медицина, машинобудування, приладобудування та інші галузі науки і техніки.

Технічні характеристики:

- збільшення в межах 3,3 – 100,8 крат;
- лінійне поле зору 39 – 2,4 мм;
- робоча відстань не менше 95 мм;
- маса приладу 8 кг.

Оптичну схему мікроскопа МБС-10 зображено на рисунку 2.1.

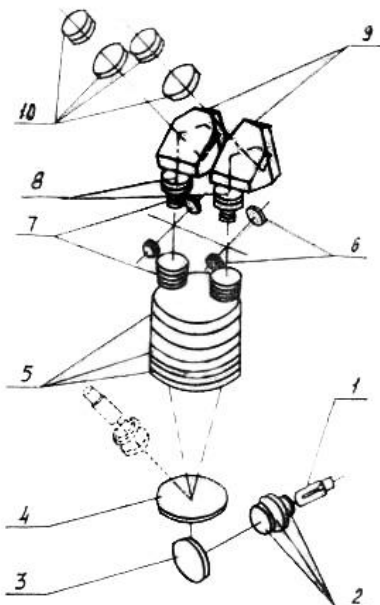


Рисунок 2.1. Оптична схема мікроскопа МБС-10:

1 – електролампа; 2 – конденсор; 3 – дзеркало; 4 – предметне скло; 5 – об’єктив $f'=90\text{mm}$; 6, 7 – системи Галілея; 8 – об’єктив $f'=180\text{mm}$; 9 – призми Шмідта; 10 – окуляр

Зображення предмета, отримане за допомогою об’єктива 5 і двох систем Галілея 6 і 7, що по черзі вміщуються в хід променів, фокусується об’єктивом 8 у фокальну площину окулярів 10. Системи Галілея працюють у прямому і зворотному ході, даючи в поєднанні з об’єктивами 5 і 8 чотири варіанти збільшень об’єктивної частини мікроскопа. П’ятий варіант збільшення отримують при виключених з ходу променів системах Галілея (табл. 2.1).

Таблиця 2.1

Лінійне збільшення системи Галілея, крат	$\frac{1}{3,5}$	$\frac{1}{2}$	-	2	3,5
Загальне лінійне збільшення об’єктивної частини, крат	0,57	1,01	2	4	7,05

До мікроскопа додають три пари змінних окулярів зі збільшенням (крат): 5,85; 8,16; 14,3 та один окуляр 8^x зі змінною шкалою (сіткою). Заокруглені значення збільшень нанесено на корпуси окулярів.

Збільшення мікроскопа з кожною парою змінних окулярів наведено в таблиці 2.2.

Таблиця 2.2

Характеристика мікроскопа	Збільшення мікроскопа, крат			Поле зору в площині об'єкта, мм		
	5,85	8,16	14,3	5,85	8,16	14,3
Збільшення окуляра, крат						
Збільшення об'єктива, крат						
0,57	3,33	4,65	8,15	39,3	35,0	30,2
1,01	5,9	8,21	14,4	22,4	20,0	16,8
2,0	11,71	16,35	28,67	11,2	10,0	8,4
4,0	23,32	32,55	57,09	5,6	5,5	5,4
7,05	41,2	57,5	100,8	3,2	2,9	2,4

Призми Шмідта 9 дають пряме зображення предмета і дозволяють змінювати міжзіничну відстань приладу від 56 до 72 мм відповідно до бази очей спостерігача.

Загальний вигляд мікроскопа зображено на рисунку 2.2. Як бачимо з рисунка, він складається з таких основних частин, як оптична головка, столик мікроскопа та блок живлення.

До складу оптичної головки входять: корпус з барабаном, біноклярна насадка, об'єктив $f = 90$ мм, освітлювач з конденсором.

Столик мікроскопа складається зі столика для роботи у відбитому світлі та столика для роботи в прохідному світлі.

Системи Галілея розміщені в барабані, що знаходиться в корпусі. При обертанні рукояток 13, які кріпляться на осі барабана, відбувається зміна збільшення. Заокруглені значення збільшень об'єктивної частини мікроскопа нанесено на рукоятках 13 та наведено в таблиці 2.3.

До корпусу за допомогою байонета кріпиться об'єктив $f = 90$ мм.

Фокусування об'єктива на об'єкт здійснюється переміщенням його у вертикальному напрямі за допомогою рукоятки 22.

УВАГА! Обертати рукоятки фокусування у взаємно протилежних напрямках не слід.

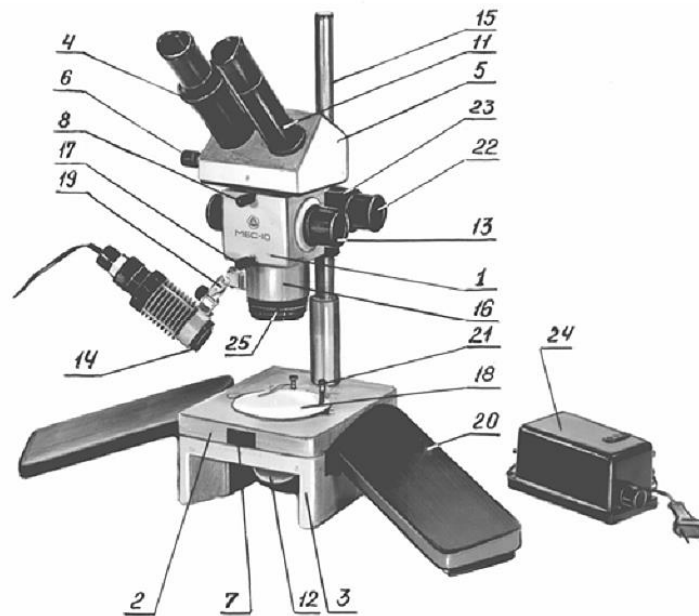


Рисунок 2.2. Загальний вигляд стереоскопічного мікроскопа МБС-10:

1 – корпус з барабаном; 2 – столик для роботи у відбитому світлі; 3 – столик для роботи у прохідному світлі; 4 – кільце діоптрійної наводки; 5 – бінокулярна насадка; 6 – ручка зміни міжзіничної відстані; 7 – фіксатор столика; 8, 17 – гвинти, що фіксують бінокулярну насадку й об’єктив; 11 – окулярна трубка; 12 – дзеркало і матова пластинка в оправі; 13 – ручка перемикання збільшень; 14 – світлофільтр; 15 – стійка; 16 – об’єктив; 18 – предметне скло; 19 – кронштейн; 20 – підлокітничок; 21 – затискач; 22 – ручка фокусування; 23 – ручка регулювання ходу; 24 – блок живлення; 25 – кільце

Таблиця 2.3

Заокруглені значення збільшень, нанесені на рукоятках барабана, крат	Одна поділлка шкали 0,1 мм	Сторона квадрата 1 мм
	Відповідає величині на об’єкті спостереження	
0,6	0,17	1,7
1	0,1	1,0
2	0,05	0,5
4	0,025	0,25
7	0,014	0,14

В бінокулярній насадці встановлено об’єктиви 8 і призми 9.

Зміна міжзіничної відстані від 56 до 72 мм здійснюється за рахунок повороту призм Шмідта 9 у взаємно протилежному напрямі за допомогою гвинтового механізму (рукоятка на бінокулярній насадці) 6.

УВАГА! Зміна міжзіничної відстані шляхом зведення і розведення окулярних трубок вручну категорично забороняється, оскільки це може призвести до поломки приладу.

Змінні окуляри встановлюють в окулярні трубки. На лівій окулярній трубці є механізм діоптрійного наведення, що здійснюється в межах 5 діоптрій обертанням кільця.

У верхній частині столу є кругле вікно, в яке встановлюється наочна пластина, два отвори для затискачів. У підставці столу є поворотне дзеркало з рукояткою обертання. В задній стінці підставки столу є гніздо для установки освітлювача при роботі в прохідному світлі. В бічних стінках підставки столу є ніші для установки підлокітників.

При роботі у відбитому світлі освітлювач встановлюють у гнізді кронштейна. Регулювання освітленості можна здійснювати зміною напруги живлення лампи.

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 3.1. Ознайомитися з будовою мікроскопа МБС-10, користуючись інструкцією з його експлуатації і паспортом.
- 3.2. Підготувати мікроскоп до роботи у відбитому світлі.
- 3.3. Розглянути за допомогою мікроскопа пластину мікросхеми.
- 3.3. За допомогою вимірювального окуляра виміряти лінійні розміри запропонованих керівником роботи об'єктів.
- 3.4. Підготувати мікроскоп до роботи в прохідному світлі.
- 3.5. Розглянути в мікроскоп подвійну щілину та зробити її ескізне креслення.
- 3.6. Виміряти лінійні розміри подвійної щілини та нанести їх на ескіз. Вимірювання провести при різних значеннях збільшення мікроскопа.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. З яких основних систем лінз складається мікроскоп?
- 4.2. Чим відрізняються оптична і механічна довжини тубуса мікроскопа?
- 4.3. Від чого залежить збільшення, яке дає мікроскоп?
- 4.4. Назвіть основні вимоги, що ставляться до об'єктива мікроскопа.
- 4.5. Назвіть основні вимоги, що ставляться до окуляра мікроскопа.
- 4.6. Чим визначається роздільна здатність мікроскопа?
- 4.7. Накресліть хід променів у мікроскопі.

Лабораторна робота № 9

ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ТА ПРИНЦИПУ РОБОТИ ГОНІОМЕТРА Г5М

МЕТА РОБОТИ: *визначення показників заломлення речовини спектральної призми та оцінювання її дисперсійних характеристик.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) гоніометр Г5М;
- 2) тригранна скляна призма;
- 3) плоскопаралельна пластинка;
- 4) ртутна лампа.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Гоніометри призначені для вимірювання двогранних кутів між полірованими поверхнями, пірамідальності призм, показника заломлення і дисперсії призм.

Вимірювання кутів на гоніометрі здійснюється безконтактним методом по лімбу за допомогою автоколіматора або коліматора і зорової труби.

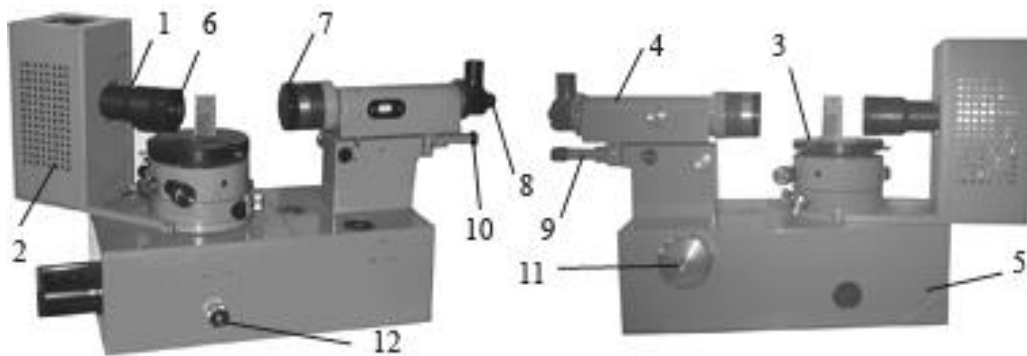
Основні частини гоніометра: зорова труба (зі звичайним або автоколіматорним окуляром), коліматор, лімб та відліковий мікроскоп. Зорова труба і коліматор обладнані двокомпонентним телеоб'єктивом. Фокусування здійснюється переміщенням від'ємного компонента телеоб'єктива.

Для виключення похибки ексцентриситета в більшості типів гоніометрів використовують принцип суміщеного відліку, який полягає в тому, що зображення двох діаметрально протилежних ділянок лімба проектується в поле зору одного відлікового мікроскопа.

В даній лабораторній роботі використовується гоніометр типу Г5М, який є оптичним контрольно-вимірювальним приладом лабораторного типу, призначеним для технічних вимірювань кутів між нормаллями до плоских полірованих граней твердих прозорих і непрозорих тіл та пірамідальності призм.

Детальний опис будови та роботи гоніометра, зокрема його оптичної схеми, наведено в технічному описі та інструкції з експлуатації гоніометра Г5М, які необхідно опрацювати при підготовці до лабораторної роботи.

Загальний вигляд гоніометра Г5М зображено на рисунку 2.1.



а

б

Рисунок 2.1 Загальний вигляд гоніометра Г5М:

а – вигляд з боку маховичка переміщення лімба;
б – вигляд з боку маховичка оптичного мікрометра;

1 – коліматор; *2* – ртутна лампа в металевому кожусі; *3* – поворотний столик; *4* – зорова труба; *5* – основа гоніометра; *6* – об'єктив коліматора; *7* – об'єктив зорової труби; *8* – окуляр зорової труби; *9* – відліковий мікроскоп; *10* – окуляр відлікового мікроскопа; *11* – маховичок відлікового мікрометра; *12* – маховичок для повороту лімба

Гоніометр складається з таких *основних* частин: коліматора 1, суміщеного зі ртутною лампою, яка захищена металевим кожухом 2, поворотного столика 3, зорової труби 4 та основи гоніометра 5. На поворотному столику 3 розміщують досліджуваний об'єкт.

Коліматор призначений для отримання паралельного пучка променів. Основними оптичними елементами коліматора є об'єктив 6 та вхідна щілина (в гоніометрі Г5М щілина є закритою кожухом ртутної лампи).

Зорова труба 4 складається з об'єктива 7 і окуляра 8. Об'єктиви коліматора і зорової труби за конструкцією однакові. Оптична схема окуляра 8 зорової труби зображена на рисунку 2.2а. Світло від лампи *Л* проходить через захисну пластинку *П* і попадає на автоколімаційну сітку *А*, яка має дві взаємно перпендикулярні щілини (рис. 2.1б), а далі – на дві призми *Р*. На гіпотенузній грані призм нанесено напівпрозорий шар з коефіцієнтом відбивання ~50%. Якщо дивитися в зорову трубу з боку столика гоніометра, то можна побачити хрестоподібну позначку, що світиться.

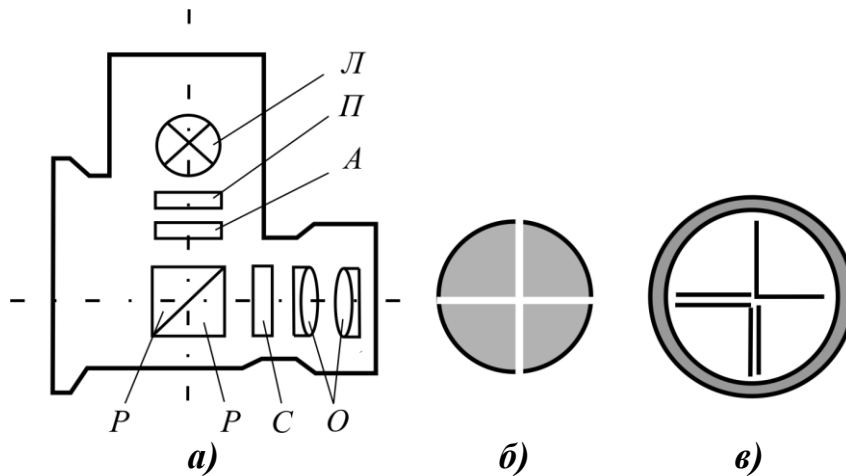


Рисунок 2.2

При юстуванні гоніометра на предметному столику 3 розміщують предмет з відбиваючою плоскою поверхнею. Після відбивання від плоскої поверхні предмета пучок променів повертається назад у зорову трубу 4. В цьому випадку світле перехрестя можна побачити через окуляр зорової труби. В окулярі є сітка *с*, на якій зображено відлікове перехрестя (рис. 2в). Через окулярні лінзи *о* треба розглядати співставлені зображення двох перехресть. Чіткість спостережуваного зображення відлікового перехрестя регулюється обертанням оправы окуляра.

В середній частині основи 5 гоніометра розташований поворотний столик 3 з відліковим пристроєм – *лімбом*. Лімб освітлюється лампою, розміщеною в основі гоніометра. Для зручності проведення вимірювань у гоніометрі передбачена можливість *повертання лімба відносно столика* за допомогою маховичка 12. Це робиться у випадку проведення вимірювань на різних ділянках лімба. Крім цього, *повертання лімба разом зі столиком 3* можна робити грубо (від руки) і точно – за допомогою мікрометричного гвинта, закріпленого на корпусі поворотного столика. Також конструкція гоніометра передбачає *повертання столика при нерухомому лімбі*. Нахил предметного столика можна регулювати в двох площинах за допомогою регулювальних гвинтів.

Щоб зняти відлік значення кута за лімбом, потрібно за допомогою оптичного мікрометра зорової труби точно сумістити між собою зображення нижніх і верхніх штрихів лімба, які можна спостерігати в лівому вікні окуляра відлікового мікроскопа (рис. 2.3), причому одне зображення пряме, а друге – обернене.

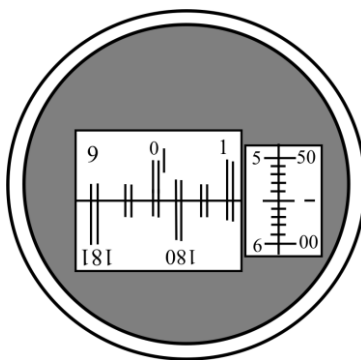


Рисунок 2.3

Число градусів буде дорівнювати видимій найближчій лівій від вертикального індексу цифрі. **Число десятків хвилин** дорівнює числу інтервалів, обмежених верхнім штрихом, який відповідає числу відрахованих градусів, і нижнім оцифрованим штрихом, який відрізняється від верхнього на 180^0 . **Число одиниць хвилин** відраховують за шкалою мікрометра (ноніусом) у правому вікні за лівим рядом чисел, а **число десятків секунд** – за правим рядом чисел. **Число одиниць секунд** дорівнює числу поділок, які знаходяться поміж штрихами, що відповідають відліку десятків секунд і нерухомому горизонтальному індексу. Положення, зображене на рисунку 2.3, відповідає відліку $0^015'55''$. Точність відліку кутів гоніометром Г5М становить не гірше $5''$.

Для вимірювання призм різних розмірів гоніометр комплектується набором кілець, за допомогою яких можна змінювати висоту столика таким чином, щоб середина призми була розташована на одній висоті з оптичною віссю об'єктивів (приблизно).

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Для визначення заломлюючого кута скляної призми й оцінювання її дисперсійних характеристик необхідно:

3.1. Увімкнути ртутну лампу в мережу $220V$ і перевірити установлення зорової труби 4 на «безмежність», а коліматора – на «паралельність». При їх правильному встановленні в окулярі 8 зорової труби одночасно видно різкі зображення щілини та вертикальної нитки окуляра зорової труби.

УВАГА! Цей пункт роботи виконувати під наглядом керівника.

3.2. Визначити напрямок невідхильного променя. Для цього, обертаючи зорову трубу 4, сумістити вертикальну нитку окуляра 8 зорової труби із серединою зображення щілини. В цьому положенні зробити відлік α_0 за лімбом і ноніусом.

3.3. Розмістити на предметному столику 3 гоніометра досліджувану призму так, щоб бісектриса її заломлюючого кута δ була приблизно перпендикулярна до осі коліматора. Обертаючи рукою столик з призмою в бік основи призми, оком відшукати зображення щілини у вигляді *жовтої* смужки і встановити в цьому напрямку зорову трубу.

3.4. Повільно обернути столик з призмою за напрямком зменшення кута відхилення променя і спрямовувати зорову трубу 4 за рухомим зображенням щілини. Зафіксувати момент, коли зображення щілини зупиниться і почне рухатися в протилежному напрямку при незмінному напрямку обертання столика. Це положення столика і зорової труби відповідає куту найменшого відхилення φ_{\min} .

3.5. Закріпити столик і сумістити вертикальну нитку зорової труби із серединою зображення щілини. За лімбаом і ноніусом зробити відлік α_1 .

3.6. Повторити вимірювання згідно з п.п. 3 – 5 для всіх видимих ліній спектра і зробити відліки $\alpha_2, \alpha_3, \dots, \alpha_5$. Результати вимірювань записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№ з/п	1	2	3	$\alpha_{\text{сеп.}}$	φ_{\min}	n	∂n	ν	$\beta_{\text{жс}}$	$\beta_{\text{ф}}$
α_0				xxxx	xxxx	xxxx				
α_1										
...										
α_5										

3.7. Обчислити для кожної спектральної лінії значення кутів найменшого відхилення φ_{\min} як різницю між відліками α_0 та α_i ($i = 2, 3, 4, \dots$).

3.8. Розрахувати показники заломлення для всіх ліній видимого спектра за формулою

$$n = \frac{\sin \alpha}{\sin \beta_1} = \frac{\sin\left(\frac{\varphi_{\min} + \delta}{2}\right)}{\sin\left(\frac{1}{2}\delta\right)}. \quad (1)$$

3.9. За отриманими значеннями показника заломлення побудувати графік залежності $n = f(\lambda)$.

3.10. Обчислити середню дисперсію ∂n за формулою

$$\partial n = n_F - n_C, \quad (2)$$

де n_F і n_C – показники заломлення для голубої і червоної ліній водню ($\lambda_F = 486,1 \text{ нм}$, $\lambda_C = 656,3 \text{ нм}$). Значення n_F і n_C знайти з графіка $n = f(\lambda)$, отриманого в п.9.

3.11. Обчислити коефіцієнт ν середньої дисперсії (число Аббе) призми за формулою

$$\nu = \frac{n_D - 1}{n_F - n_C}, \quad (3)$$

де n_D – показник заломлення для жовтої лінії натрію ($\lambda_D = 589,3 \text{ нм}$).

3.12. Користуючись графіком залежності $n = f(\lambda)$ і формулою

$$\beta = \frac{2}{\sqrt{4 - n^2}} \cdot \frac{dn}{d\lambda}, \quad (4)$$

визначити значення кутової дисперсії β для жовтої та фіолетової області спектра.

Для скла марки ТФ-5:

$$\frac{dn}{d\lambda} = 3200 \text{ см}^{-1} \text{ у фіолетовій частині спектра;}$$

$$\frac{dn}{d\lambda} = 1170 \text{ см}^{-1} \text{ у жовтій частині спектра.}$$

3.13. Результати обчислень записати в таблицю 1.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. Що таке дисперсія світла? Які види дисперсії ви знаєте?
- 4.2. Які дисперсійні характеристики призми?
- 4.3. Вкажіть застосування явища дисперсії.
- 4.4. Сформулюйте закон заломлення світла на межі поділу двох прозорих середовищ.
- 4.5. Яке фізичне значення показника заломлення речовини?
- 4.6. Назвіть основні частини гоніометра Г5М.
- 4.7. Назвіть типові вимірювання, які здійснюють за допомогою гоніометрів.

Лабораторна робота № 10

ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ТА ПРИНЦИПУ РОБОТИ МОНОХРОМАТОРА

МЕТА РОБОТИ: *ознайомитися з принципом роботи та будовою монохроматорів. Вивчити оптичну схему монохроматора універсального малогабаритного МУМ. Набути практичних навиків у користуванні МУМ.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) монохроматор універсальний малогабаритний МУМ;
- 2) цифровий вольтметр;
- 3) набір досліджуваних світлофільтрів, прозорих розчинів.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Монохроматор універсальний малогабаритний МУМ призначений для виділення монохроматичного випромінювання, дослідження джерел світла, приймачів випромінювання, розв'язання аналітичних задач та інших робіт на ділянці спектра 200...800 нм.

Технічні характеристики:

1. Робочий діапазон довжин хвиль 200...800 нм.
2. Оптична система приладу повинна розділяти дуплет натрію 589,0 – 589,6 нм.
3. Величина зворотної лінійної дисперсії 3 – 4 нм/мм.
4. Розфокусування спектральних ліній = 404,7; 501,6 нм; 667,8 нм у площині вихідної щілини не більше ± 1 мм.
5. Щілини змінної постійної ширини: 0,05; 0,25; 1,0; 3,0 мм.
6. Похибка показників лічильника довжин хвиль $\pm 0,2$ нм.
7. Мінімальна висота оптичної осі від опорної поверхні оптичної лави 125 мм.
8. Напруга живлення монохроматора 220 В $\pm 10\%$, частота 50 Гц.
9. Споживана потужність не більше 200 Вт.

Оптична схема монохроматора зображена на рисунку 2.1. Випромінювання від лампи 1 через конденсор 2 потрапляє на вихідну щілину 3 і за допомогою дзеркала 4 заповнює ввігнуту дифракційну ґратку 5, яка виконує роль фокусуєчого та диспергуючого елемента.

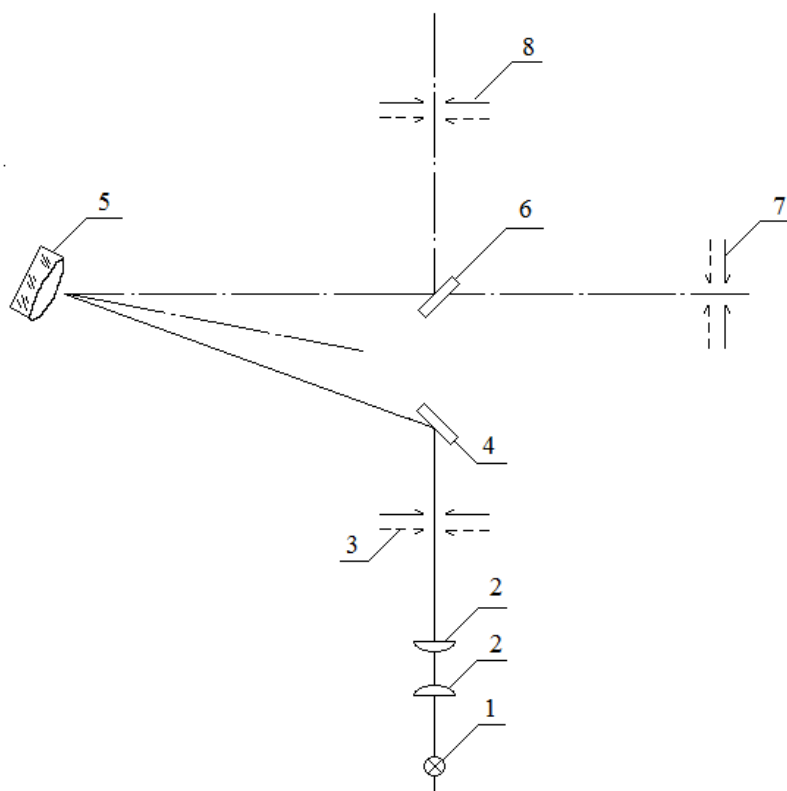


Рисунок 2.1. Оптична схема монохроматора

У приладі застосована ґратка зі змінним кроком нарізки криволінійними штрихами, що дає можливість значно скомпенсувати розфокусування та аберації.

Закон зміни кроку визначають за формулою

$$\sigma(y) = \sigma_0 \left(1 + \mu y - \frac{\mu^2}{2} y^2 + \dots \right),$$

де σ_0 – стала ґратки в її вершині,
 $\mu = 0,001048$ І/мм.

Дифраговане ґраткою випромінювання спрямовується у вихідну щілину 7 (при виведеному плоскому дзеркалі 6) або у вихідну щілину 8 (при введеному дзеркалі 6).

Щілини змінні сталої ширини.

Для отримання більшої спектральної частоти виділеного випромінювання при роботі в області спектра 290...710 нм вхідна і вихідна щілини встановлюються в положення 1, а при роботі в області спектра 200...290 та 710...800 нм щілини встановлюються в положення 2.

Номінальні розміри змінних щілин та позначення положення щілини нанесено на поверхні щілини.

Для встановлення щілин у корпусі монохроматора передбачено гнізда.

Перемикання дзеркала 6 здійснюється переміщенням від себе (до себе) ручки, розташованої на бічній стінці корпусу монохроматора з боку вихідної щілини.

Сканування спектра здійснюється обертанням ґратки 5 навколо осі. Закон руху ґратки забезпечується синусним механізмом, в якому для переміщення опорної поверхні служить гвинт. Системою зубчастих передач синусний механізм зв'язаний з ґраткою ручкою, розташованою на торцевій стінці монохроматора, та цифровим механічним лічильником, умонтованим у корпус монохроматора, за допомогою якого здійснюється безпосередній відлік довжин хвиль з точністю $\pm 0,2$ нм.

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

3.1. Зробіть зовнішній огляд приладу, ознайомтеся з оптичною схемою та принципом роботи.

3.2. Увімкніть блок живлення в мережу. Увімкніть тумблер «СЕТЬ» (при цьому повинна засвітитися сигнальна лампочка, розташована над цим тумблером). Тумблер «НАКАЛ-НЕДОКАЛ» встановити у положення «НЕДОКАЛ».

3.3. Стабільність роботи приймача випромінювання забезпечується через годину після його ввімкнення.

3.4. Підготуйте до вимірювання кювети з досліджуваними розчинами, дотримуючись таких рекомендацій:

- розмістіть кювету у відповідному тримачі, в який попередньо вгвинтіть одну з кришок з прокладкою;

- в кювету налейте рідину так, щоб меніск виступав над її краями, притріть другу кришку і притисніть кришкою тримач з прокладкою;

- на столик щільно до нерухомих опор встановіть два спарених тримача з кюветами і зафіксуйте їх рухомими опорами (кювета довжиною 100 мм з рухомою опорою не підтискається);

- рухомий верхній столик дозволяє підводити до світлового променя по черзі обидві кювети без додаткової перестановки;

- на кюветі, тримачах і столику нанесено позначки, що дозволяють встановити кювету завжди в одному положенні.

3.5. Виконайте практичне завдання.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

4.1. Накресліть та поясніть оптичну схему монохроматора.

4.2. Яка роль дифракційної ґратки, що використовується в монохроматорі?

4.3. Наведіть приклади типових вимірювань, що здійснюються за допомогою монохроматорів.

Лабораторна робота № 11

ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ТА ПРИНЦИПУ РОБОТИ МІКРОІНТЕРФЕРОМЕТРА МИИ-4У4.2

МЕТА РОБОТИ: *ознайомитися з принципом роботи та будовою інтерферометрів, вивчити оптичну схему інтерферометра МИИ-4У4.2, набути практичних навиків у його користуванні.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 6) інтерферометр МИИ-4У4.2;
- 7) набір зразків поверхонь різної шорсткості;
- 8) пластини мікросхем.

2. ОПИС ПРИЛАДУ

Принцип дії мікроінтерферометра базується на явищі інтерференції світла. Мікроінтерферометр МИИ-4У4.2 призначений для візуального оцінювання, вимірювання і фотографування висоти мікронерівностей R_z у межах $0,03 \div 1$ мкм.

2.1. Технічна характеристика

1. Найбільший хід предметного столика в двох взаємно перпендикулярних напрямках, мм – 10.
2. Обертання столика в горизонтальній площині – 360° .
3. Точність відліку по мікрометрах, мм:
 - предметного столика – 0,005;
 - фокусування – 0,003.
4. Збільшення при візуальному спостереженні – 490^\times ,
при фокусуванні – 290^\times .
5. Збільшення гвинтового окулярного мікрометра МОВ-1- 16^\times – 16^\times .

2.2. Принцип роботи мікроінтерферометра

На рисунку 2.1 зображено зовнішній вигляд мікроінтерферометра МИИ-4У4.2.

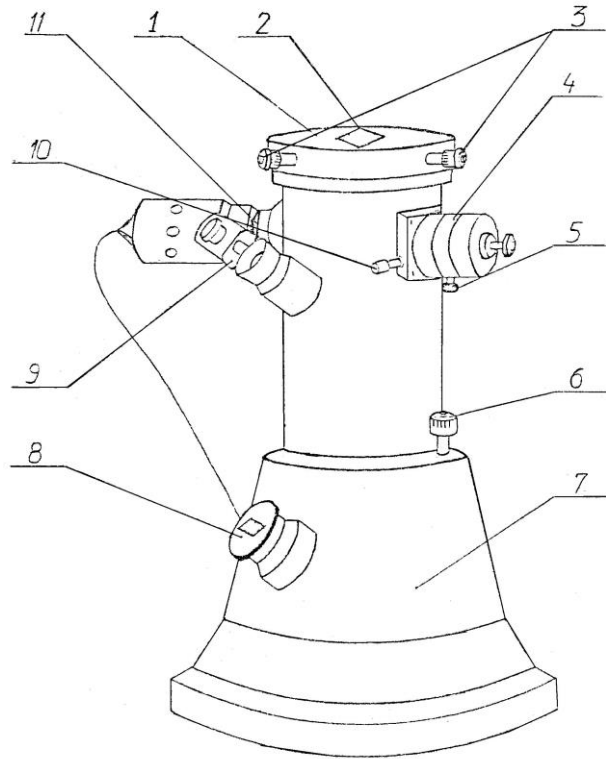


Рисунок 2.1. Зовнішній вигляд мікроінтерферометра

На масивній основі 7 мікроінтерферометра встановлено стіл 1 з гвинтами мікрометричної подачі 3. Деталь 2 кладуть на стіл вниз поверхнею, яку необхідно перевірити. Мікрометричним гвинтом 6 фокусують прилад. Обертанням корпуса 4 і гвинта 5 змінюють ширину і напрямок інтерференційних смуг.

Головка 10 затуляє інтерференційне дзеркало шторкою. Це дозволяє розглядати поверхню без інтерференції. Скривлення інтерференційних смуг заміряють окулярним мікрометром 9. Для фотографування застосовується камера 8. Мікроінтерферометр дозволяє вести спостереження у звичайному і монохроматичному світлі. Для цього передбачена пластинка 11 зі світлофільтрами (зеленим і жовтим).

Принципова схема дії інтерферометрів зображена на рисунку 2.2. Світловий пучок джерела світла L проходить через конденсор K і діафрагму D та поділяється напівпрозорою пластинкою M на два когерентних пучки. Один із пучків потрапляє через мікрооб'єктив O_1 на контрольовану поверхню S_1 , відбившись від якої знову потрапляє в об'єктив O_1 і фокусується у площині B , яка співпадає з фокальною площиною окуляра OK .

Другий пучок проходить через розподільну пластину M та мікрооб'єктив O_2 і потрапляє на дзеркало порівняння S_2 , нахилене відносно оптичної осі на невеликий кут.

Об'єктив O_2 проектує зображення дзеркала порівняння S_2 також у площині B .

Унаслідок складання цих когерентних пучків світла в площині B виникають інтерференційні смужки, викривлені відповідно профілю контрольованої поверхні.

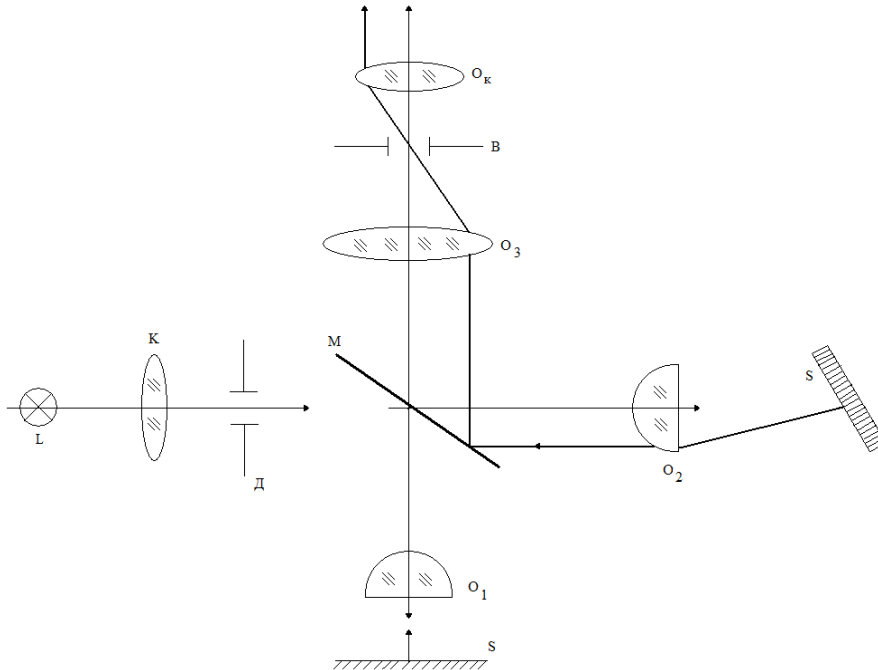


Рисунок 2.2

Різниця ходу між інтерференційними променями збільшується від центра поля до країв і набуває значень $0; \lambda/2; \lambda; 3\lambda/2; 2\lambda;$ і т.д., де λ – довжина хвилі світла.

В точках поля, де різниця ходу дорівнює $\lambda, 2\lambda, 3\lambda,$ і т.д., унаслідок накладання пучків спостерігаємо світлі смужки, а в точках, де різниця ходу дорівнює $\lambda/2; 3\lambda/2; 5\lambda/2$ і т.д., – темні смужки.

2.3. Оптична схема мікроінтерферометра МІІ-4У4.2

Оптична схема мікроінтерферометра МІІ-4У4.2 являє собою поєднання інтерферометра і мікроскопа (рис. 2.3).

Світло з освітлювального пристрою **1** поділяється на пластині **4**. Один світловий потік проходить компенсаційне скло **5** і об'єктив **6**, відбивається

від дзеркала 7 і повертається до пластини 4. Другий потік світла проходить об'єктив 3 і, відбившись від поверхні деталі 2, також повертається до пластини 4. Інтерферуючий світловий потік спрямовується об'єктивом 8 через дзеркало 9 і фокальну площину окуляра 10. Інтерференційна картина може бути сфотографована за допомогою об'єктива 11, який дає дійсне зображення у площині 12. Дзеркало 9 при цьому виводять з ходу променів.

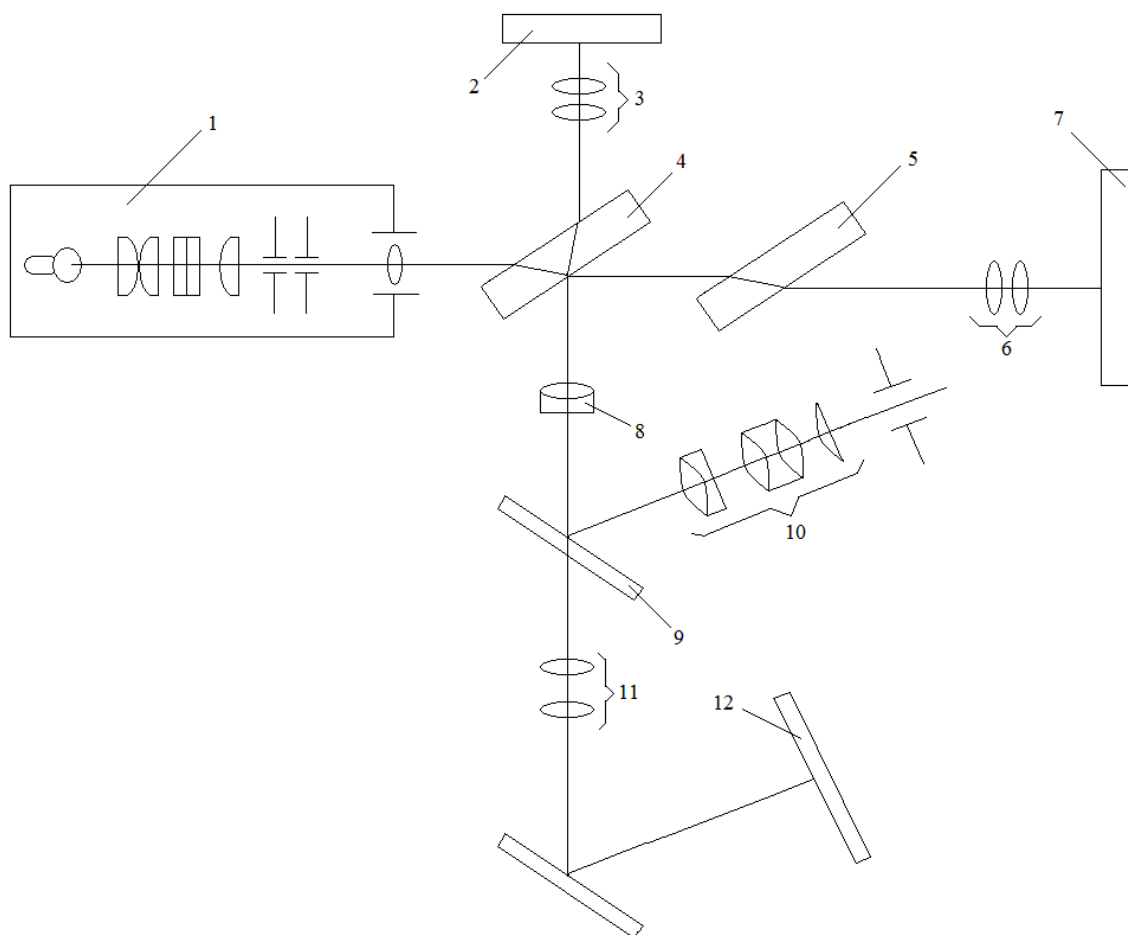


Рисунок 2.3 Оптична схема мікроінтерферометра МІІ-4У4.2

Нерівності на поверхні деталі призводять до скривлення інтерференційних смуг (рис. 2.4). Висоту мікронерівності заміряють відносно величини скривлення смуги „*a*” до ширини смуги „*b*”:

$$H = \frac{a}{b} \cdot \frac{\lambda}{2}.$$

За результатами вимірів на базовій довжині обчислюють значення параметра R_z . Для визначення параметра R_a фотографують інтерференційну картину і обробляють фотографію на проекторі.

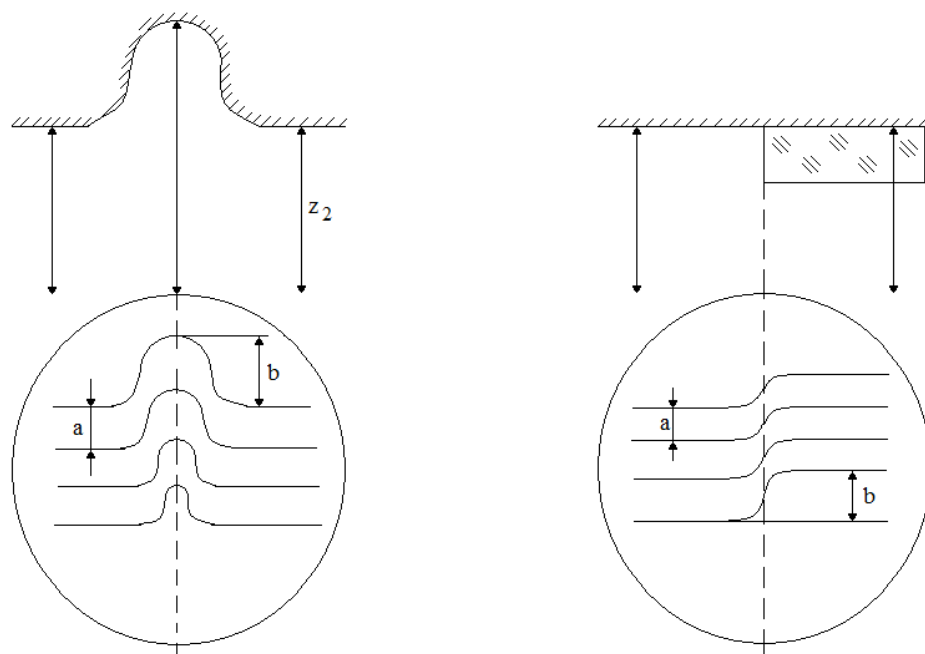


Рисунок 2.4

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

3.1. Налаштування приладу

3.1.1. Увімкнути прилад в освітлювальну мережу (через знижуючий трансформатор).

3.1.2. Встановити деталь 2 на предметний столик приладу 1 контрольованою поверхнею вниз.

3.1.3. Повернути головку 10 так, щоб шторка затулила інтерференційну картину. За допомогою мікрометричного гвинта 6 сфокусувати мікроінтерферометр на контрольовану поверхню.

3.1.4. Повернути головку 10 так, щоб одночасно бачити в полі зору окуляра інтерференційну картину і контрольовану поверхню. Мікрометричним гвинтом 6 домогтись найбільш різкого зображення інтерференційних смуг.

3.1.5. Обертанням головки гвинта 5 навколо власної осі встановити необхідний для роботи інтервал між смугами.

3.1.6. Обертанням корпусу 4 інтерференційні смуги встановити перпендикулярно до напрямку нерівностей контрольованої поверхні.

3.1.7. Для спостереження інтерференційної картини в монохроматичному світлі переміщенням пластинки 11 увімкнути один із світлофільтрів.

3.2. Вимірювання шорсткості поверхні

Вимірювання висоти нерівностей профілю по десяти точках R_z .

3.2.1. Виміряти відстань „ b ” між сусідніми інтерференційними смугами в поділках барабана окулярного мікрометра (рис. 2.4).

3.2.2. Виміряти ординати п’яти найбільших максимумів профілю $h_{i \max}$ і п’яти найбільших мінімумів профілю $h_{i \min}$ у поділках барабана гвинтового окулярного мікрометра в межах базової довжини.

3.2.3. Значення параметра R_z знайти за формулою

$$R_z = \frac{c}{b} \left(\frac{\sum_{i=1}^5 h_{i \max} - \sum_{i=1}^5 h_{i \min}}{5} \right), \text{ мкм,}$$

де c – ціна інтерференційної смужки приладу, мкм;

$c = 0,27$ (для білого світла);

$c = \frac{\lambda}{2}$ (для монохроматичного світла);

λ – довжина хвилі світла (0,524 мкм – зелене; 0,579 мкм – жовте).

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

4.1. Що таке інтерференція світла?

4.2. Принцип роботи та будови інтерферометра.

4.3. Назвіть основні типи інтерферометрів та їхні оптичні схеми.

4.4. Будова та оптична схема інтерферометра МИИ-4У4.2.

4.5. Поясніть призначення окремих елементів оптичної схеми інтерферометра.

Лабораторна робота № 12

ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ТА ПРИНЦИПУ РОБОТИ ГЕЛІЄВО-НЕОНОВОГО ЛАЗЕРА. ЗАСТОСУВАННЯ ЛАЗЕРІВ У МЕДИЦИНІ

МЕТА РОБОТИ: *ознайомитися з будовою, основними технічними характеристиками, сферами застосування та вивчити принцип роботи гелієво-неонових лазерів, набути практичних навиків при роботі з газовими лазерами низькоінтенсивного монохроматичного когерентного випромінювання.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) оптична лава;
- 2) квантовий генератор ЛГ-56 (ЛГН-109);
- 3) масштабна лінійка;
- 4) рулетка;
- 5) поляроїд;
- 6) дифракційна решітка;
- 7) екран з короткофокусною лінзою;
- 8) плоскопаралельна скляна пластинка.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Лазери – це генератори електромагнітного випромінювання оптичного діапазону, дія яких ґрунтується на використанні індукованого (вимушеного) випускання. В деяких квантових системах можна штучно створити такі умови, за яких населеність верхнього енергетичного рівня E_2 буде більшою, ніж населеність нижнього рівня E_1 . Такий стан системи називають станом з **інверсною населеністю рівнів**, а середовище – інверсним або активним. Якщо в активне середовище вводиться фотон з частотою $\nu = (E_2 - E_1)/h$, то це викликає лавиноподібне народження нових фотонів за рахунок переходу атомів зі стану E_2 у стан E_1 . Зрозуміло, що в середовищі відбуватимуться також переходи $E_1 \rightarrow E_2$, але їх кількість залишиться досить малою, тому що середовище інверсне.

У кожній області простору, заповненій активною речовиною, зростання інтенсивності електромагнітної хвилі буде пропорційне енергії самої хвилі:

$$\frac{dI}{dx} = \alpha I_0, \quad (2.1)$$

де α – коефіцієнт квантового підсилення речовини; I_0 – початкова інтенсивність хвилі.

У реальних речовинах завжди є фактори, які послаблюють інтенсивність: розсіювання на неоднорідностях, збудження іншої пари рівнів, невелике число переходів $E_1 \rightarrow E_2$ тощо. Тому, з урахуванням поглинання, формулу (2.1) можна записати так:

$$\frac{dI}{dx} = (\alpha - \beta)I_0, \quad (2.2)$$

де β характеризує втрати енергії в речовині.

Розв'язавши рівняння (2.2), отримаємо закон зміни сумарної інтенсивності залежно від відстані, яку проходить хвиля в активній речовині,

$$I = I_0 \exp((\alpha - \beta)x). \quad (2.3)$$

Як бачимо з (2.3), обов'язковою умовою квантового підсилення, крім інверсної населеності рівнів, є виконання умови $\alpha > \beta$, тобто випускання енергії активними атомами повинно з надлишком компенсувати втрати електромагнітної енергії хвилі у речовині.

Для створення інверсної населеності рівнів використовується три- або чотирирівнева система. Причому серед рівнів повинен бути один, час життя на якому більший, ніж на інших (метастабільний рівень). Ширина ΔE рівня та час життя атома на ньому пов'язані співвідношенням невизначеностей Гейзенберга

$$\Delta E \Delta t \geq \frac{\pi}{2}.$$

Якщо час життя атома на рівні тривалий, то цей метастабільний рівень буде досить вузьким. Нехай існує трирівнева система (рис. 2.1), де E_1 – основний рівень, E_2 – збуджений метастабільний (вузький) рівень, E_3 – збуджений короткоживучий (широкий) рівень. Спрямуємо на середовище пучок електромагнітних хвиль $h\nu_{13} = E_3 - E_1$, тоді частина атомів з енергетичного рівня 1 перейде на рівень 3 (здійснюється так звана **накачка**). Під час накачки поряд зі зворотними переходами $3 \rightarrow 1$ відбуваються самочинні переходи $3 \rightarrow 2$, які інтенсивно збільшують населеність рівня 2. Час життя на цьому рівні досить великий, і інверсія поступово зростає. Слабка зовнішня дія (фотон з частотою $\nu = (E_2 - E_1)/h$) викликає велику кількість вимушених переходів $2 \rightarrow 1$. Унаслідок цього система випускає **когерентне** випромінювання, підсилюючи вхідний сигнал. Система з інверсною населеністю рівня 2 може і сама, без зовнішньої дії, випускати випромінювання. Цілком імовірно, що самочинно відбудеться хоча б один перехід $2 \rightarrow 1$, який викличе лавиноподібне зростання інтенсивності випромінювання згідно з формулою (2.3).

Існують різні типи лазерів, але робота кожного з них базується на однакових фізичних принципах. Відмінність полягає, в основному, у методах збудження активного середовища, тобто у способі накачки. У *твердотілих лазерах* застосовують оптичну накачку, у *газових* – електричний розряд, у *напівпровідникових* – інжекцію носіїв заряду.

Газові лазери мають ряд переваг порівняно з іншими типами генераторів електромагнітного випромінювання. У них активне середовище знаходиться у стані газорозрядної плазми, тобто частинки становлять сукупність іонів та електронів. Вони дуже слабо взаємодіють між собою, а це означає, що лінії самочинного випускання та поглинання дуже вузькі. Тому ширина лінії генерації газового лазера мінімальна порівняно з іншими генераторами. З другого боку, газ, в оптичному відношенні, є однорідним середовищем, тобто у формулі (2.3) β мале. У даній роботі досліджується гелієво-неоновий лазер. Розглянемо діаграму нижніх енергетичних станів гелію та неону (рис. 2.2).

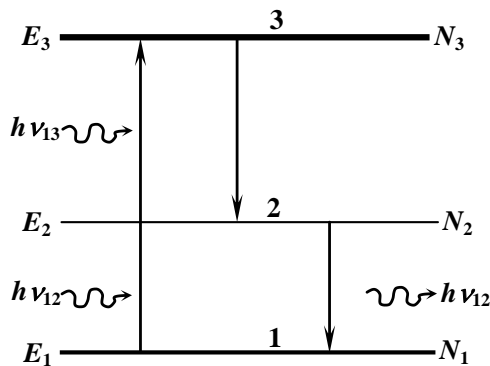


Рисунок 2.1

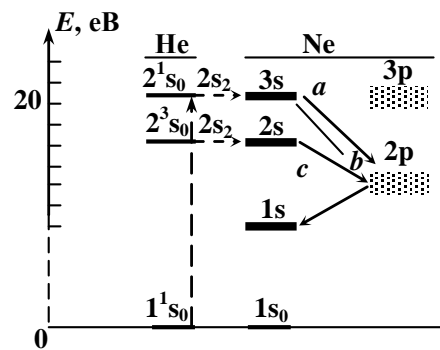


Рисунок 2.2

У газорозрядній трубці лазера, заповненій сумішшю гелію та неону, при виникненні електричного розряду відбувається збудження атомів. В основному збуджуються атоми гелію, оскільки їх концентрація в десятки разів більша, ніж концентрація неону. При збудженні, за рахунок електронних ударів, атоми гелію переходять з основного стану 1^1s_0 у перші збуджені стани 2^3s_0 і 2^1s_0 . Енергія перших збуджених станів гелію практично збігається з енергією деяких станів неону ($2^2s_0 \rightarrow 3s_2$; $2^3s_0 \rightarrow 2s_2$). Збіг цих рівнів призводить до того, що метастабільні атоми гелію при співударах з незбудженими атомами неону переводять їх на один з рівнів збуджених станів $2s$ і $3s$. Тим самим забезпечується інверсія населеності рівнів станів $2s$ і

$3s$ і, за певних умов, середовище стає оптично активним. Дуже важливим для роботи гелієво-неонового лазера є те, що переходи атомів неону з рівнів $3p$ і $2p$ на рівень $1s$ надзвичайно швидкі, тому концентрація атомів на цих рівнях завжди дуже мала.

Найчастіше лазерне випромінювання виникає внаслідок переходів (відповідно b , c , a на рисунку 2.2):

$$3s_2 \rightarrow 2p_4, \quad \lambda = 632,8 \text{ нм};$$

$$2s_2 \rightarrow 2p_4, \quad \lambda = 1152 \text{ нм};$$

$$3s_2 \rightarrow 3p_4, \quad \lambda = 3390 \text{ нм}.$$

Взагалі генерацію можна спостерігати одночасно на кількох лініях. Підбором системи дзеркал резонатора, введенням диспергуючого або вибірково поглинаючого елемента можна створити оптимальні умови генерації для однієї лінії та заглушити для інших. Таким чином, у гелієво-неоновому лазері гелій виконує функцію резервуара збудження, яке резонансно передається атомам неону. **Неон є робочою речовиною.** У газових лазерах замість неону можна використовувати й інші інертні гази. Схеми їх рівнів подібні до розглянутих вище. Рівні випускання газових лазерів перекривають спектральний діапазон від ультрафіолетової області до інфрачервоної.

При досить високому рівні накачки в суміші гелію та неону починається лавиноподібний процес розмноження когерентних фотонів. Якщо кювета з сумішшю газів уміщена між високовідбиваючими дзеркалами, то виникає генерація лазерного випромінювання. На рисунку 2.3 зображено схему гелієво-неоновому лазера.

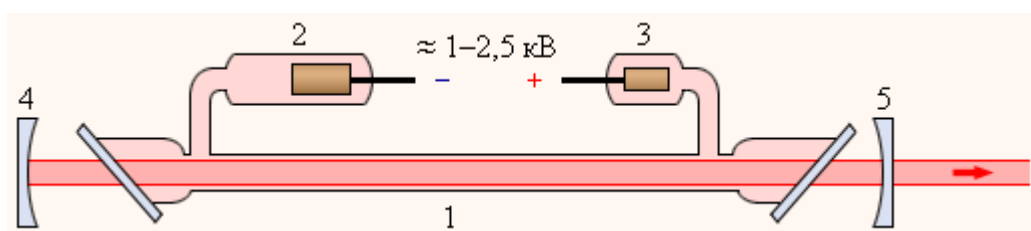


Рисунок 2.3. Схема гелієво-неоновому лазера:

- 1 – скляна кювета з сумішшю гелію та неону, в якій створюється високовольтний розряд; 2 – катод; 3 – анод;**
- 4 – глухе сферичне дзеркало з коефіцієнтом пропускання менше 0,1%;**
- 5 – переднє (вихідне) сферичне дзеркало з пропусканням 1-2%**

Гелієво-неоновий лазер складається з оптичного резонатора активного середовища й захисної оболонки. Оптичний резонатор утворений сферичним та плоским дзеркалами, жорстко закріпленими у сталених фланцях, які скріплені між собою інваровими стержнями. За допомогою юстувальних гвинтів положення дзеркал відносно осі резонатора можна змінювати в невеликих межах. Активний елемент (газорозрядна трубка, заповнена сумішшю гелію й неону, з підігрівальним катодом і анодом) закріплений між напрямними стержнями. Торці газорозрядної трубки відшліфовані під кутом Брюстера і закриті вихідними вікнами з оптичного кварцового скла. Оптичний резонатор з активним елементом розташований у захисній оболонці, на одному кінці якої закріплено роз'єднувач для кабелів високої напруги та напруги розмикання. Вихід лазерного випромінювання здійснюється з боку напівпрозорого плоского дзеркала.

Сучасні високостабільні гелієво-неонові лазери промисловість випускає в моноблочному виконанні. Для цього використовується ситал – склоподібна речовина, яка має практично нульовий температурний коефіцієнт розширення.

В куску ситала, взятого у формі прямокутного паралелепіпеда, просвердлюють канал, до кінців якого на оптичному контакті приклеюють резонаторні дзеркала. Канал заповнюють сумішшю гелію та неону. Використовуючи додаткові бокові канали, монтують катод та анод.

Така моноблочна конструкція забезпечує високу механічну й теплову стабільність роботи газового лазера й дозволяє ширше впроваджувати їх у різноманітні галузі виробництва та побут.

Для живлення розрядної трубки використовується електронний стабілізатор СПБ-5. На його передній панелі розташовані: вимірювальний прилад «Ток загрузки», тумблер «Сеть», сигнальна лампочка, ручка потенціометра «Регулятор тока загрузки», кнопка «Поджиг». На задній стінці блока знаходяться: перемикач напруги живлення, роз'єднувач живлення лазера, клемма «Земля», шнур живлення. Лазер ЛГН-109 працює на довжині хвилі 632,8 нм і дає випромінювання потужністю не менше 2 мВт.

Не зважаючи на невелику вихідну потужність, яскравість пучка лазерного випромінювання на кілька порядків більша за яскравість звичайної електричної лампи розжарювання. Тому при роботі з лазером слід бути обережним, дотримуватись правил техніки безпеки. Однією з основних

особливостей лазерів є малий кут розходження пучка. Якщо пучок має форму конуса, то тілесний кут можна визначити, вимірявши відповідний плоский кут за формулою

$$\Omega = 2\pi \left(1 - \cos \frac{\omega}{2} \right). \quad (2.4)$$

За умови $\omega < 60^\circ$ зв'язок між тілесним і плоским кутами з достатньою точністю виражається формулою

$$\Omega = \frac{\pi}{4} \omega^3, \quad (2.5)$$

де ω – плоский кут, рад.

Кут ω можна виміряти за схемою, зображеною на рисунку 2.4, за якою

$$\omega = \frac{D - d}{L - l}. \quad (2.6)$$

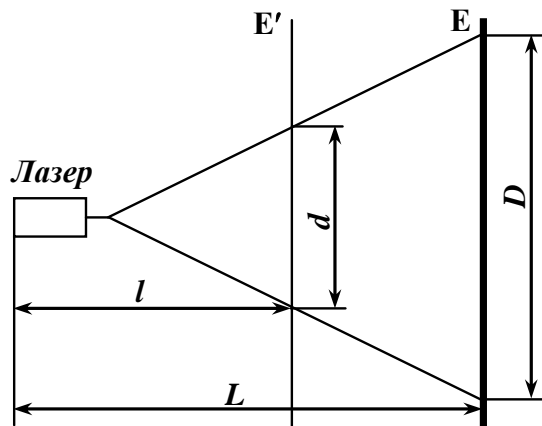


Рисунок 2.4

Довжину хвилі лазерного випромінювання можна визначити, користуючись дифракційною ґраткою. Пучок монохроматичного світла від лазера Л падає на дифракційну ґратку ДГ, дифрагує і дає дифракційну картину на екрані Е.

На рисунку 2.5 зображено промені, які після дифракції на ґратці ДГ дають на екрані Е симетрично розміщені максимуми ММ. Очевидно, що

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{x}{2l},$$

де x – відстань між розміщеними симетрично відносно середнього (нульового) максимуму СМ максимумами ММ, l – відстань між

дифракційною ґраткою ДГ і екраном Е. Через те, що кут φ малий, то $\text{tg } \varphi \approx \sin \varphi$, тобто з достатнім ступенем точності

$$\sin \varphi = \frac{x}{2l}.$$

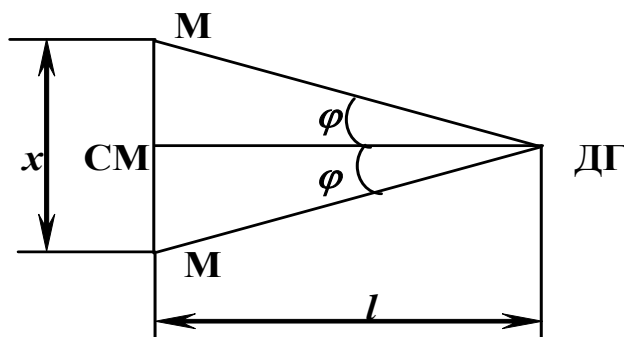


Рисунок 2.5

Якщо на оправі ґратки вказано число n штрихів, що припадає на одиницю її довжини, то стала ґратки

$$d = \frac{1}{n}.$$

Підставивши два останні співвідношення у формулу дифракційної ґратки, отримаємо розрахункову формулу

$$\lambda = \frac{dx}{2kl}, \quad (2.7)$$

де λ – довжина світлової хвилі; x – відстань на екрані між максимумами однакового порядку; k – порядок дифракційного максимуму; l – відстань між ґраткою та екраном; d – стала дифракційної ґратки (на оправі ґратки вказано число штрихів на 1 мм).

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

3.1. Виміряти кут розходження пучка лазерного випромінювання

3.1.1. Підготувати лазер ЛГ-56 до виконання роботи, для чого перевірити відсутність механічних пошкоджень кабеля та шнура живлення блока СПБ-5, якість заземлення. Тумблер «Сеть» перевести в нижнє положення, ручку «Регулятор тока загрузки» – у крайнє ліве положення. Впевнитись у міцності закріплення лазера на оптичній лаві.

3.1.2. Увімкнути прилад.

3.1.3. Закріпити на екрані міліметровий папір і виміряти діаметр плями D та відстань L . Перемістити екран на відстань 0,4-0,5 м від лазера і також виміряти діаметр d та відстань l . За формулами (2.5), (2.6) обчислити тілесний кут лазерного пучка.

3.2. Дослідити поляризацію та інтерференцію лазерного випромінювання

3.2.1. Встановити на оптичній лаві між лазером та екраном поляроїд. Обертанням поляроїда домогтися мінімальної освітленості на екрані. Це свідчатиме про лінійну поляризацію випромінювання лазера. Визначити напрям площини поляризації випромінювання (напрямок площини поляризації поляроїда задано).

3.2.2. Встановити на оптичній лаві екран, у центрі якого закріплено короткофокусну лінзу. Розбіжний пучок випромінювання спрямувати на поверхню товстої (5 – 10 мм) скляної пластинки. Невеликими переміщеннями екрана з лінзою домогтися чіткої інтерференційної картини на екрані у відбитому світлі. Проаналізувати отриману картину.

3.3. Визначити довжину хвилі випромінювання гелієво -неонового лазера за допомогою дифракційної ґратки

Увімкнути лазер і спрямувати пучок світла від нього на дифракційну ґратку з вказаним викладачем числом штрихів n на 1 мм.

3.3.1. Домогтися, щоб дифракційна картина була розташована симетрично відносно середини екрана при заданій викладачем відстані l між екраном і ґраткою.

3.3.2. Виміряти по міліметровій шкалі на екрані відстань x між максимумами заданого викладачем k -го порядку ліворуч і праворуч від серединного (нульового) максимуму.

3.3.3. Вимірювання x для заданих n , k і l повторити 3 рази й обчислити його середнє значення.

3.3.4. За розрахунковою формулою (2.7) обчислити довжину λ світлової хвилі.

3.3.5. Абсолютні похибки виміряних величин обчислити за їх середніми значеннями. Якщо всі три значення відповідних величин однакові, то за абсолютну похибку прийняти половину ціни найменшої поділки шкали.

3.3.6. Відносну похибку ε у визначенні довжини хвилі обчислити за формулою $\varepsilon = \frac{\Delta\lambda}{\lambda} \cdot 100\% = \left(\frac{\Delta x}{x} + \frac{\Delta l}{l} \right) \cdot 100\%$. Похибки k і n приймати такими, що дорівнюють нулю.

3.3.7. Отримані при вимірюваннях значення x і l разом зі значеннями k і n , а також результати обчислень шуканої довжини хвилі λ і похибок ε і $\Delta\lambda$ записати в таблицю 3.1.

Таблиця 3.1

№ досліджу	$n, 10^3 \text{ м}^{-1}$	k -	$l, 10^{-3}, \text{ м}$	$\Delta l, 10^{-3}, \text{ м}$	$x, 10^{-3} \text{ м}$	$\Delta x, 10^{-3}, \text{ м}$	$\lambda, 10^{-9} \text{ м}$	$\Delta\lambda, 10^{-9}, \text{ м}$	$\varepsilon, \%$
1									
2									
3									
с.з.									

3.3.8. Кінцевий результат записати під таблицею у вигляді

$$\lambda = (\lambda_c \pm \Delta\lambda_c) \text{ м}; \varepsilon = \dots \%$$

4. ДОДАТКОВІ ЗАВДАННЯ (дає викладач)

4.1. Визначити відстань l і порядок максимуму k , при яких для даної установки відносна похибка ε у визначенні λ буде мінімальною.

4.2. Визначити найбільший порядок максимуму і загальну кількість максимумів, які можна спостерігати за допомогою даної дифракційної ґратки.

4.3. Встановити на оптичній лаві дифракційну решітку і спрямувати на неї випромінювання лазера. Отримати на екрані дифракційну картину. За формулою $d = \frac{m\lambda l}{x_m}$ обчислити період дифракційної ґратки.

5. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ Й ЗАВДАННЯ

- 5.1. Чим відрізняється спонтанне та індуктивне випускання випромінювання?
- 5.2. За яких умов відбувається генерація світла в активному середовищі?
- 5.3. Які переваги мають газові лазери?
- 5.4. У чому полягають переваги лазерного випромінювання порівняно з іншими видами випромінювання?
- 5.5. Назвіть області практичного застосування лазерів.
- 5.6. Зробіть огляд літератури з використання лазерів в окремій галузі медицини та підготуйте невелике (до 5 хвилин) повідомлення про це для своїх одногрупників.

Лабораторна робота № 13

ВИВЧЕННЯ БУДОВИ ТА ПРИНЦИПУ РОБОТИ ОПТИЧНОГО КВАНТОВОГО ГЕНЕРАТОРА ГОС-1001

МЕТА РОБОТИ: *ознайомитися з будовою, основними технічними характеристиками та вивчити принцип роботи оптичного квантового генератора ГОС-1001, набути практичних навиків при роботі з твердотілим лазером.*

1. ПРИЛАДИ ТА МАТЕРІАЛИ:

- 1) лазерна система на основі оптичного квантового генератора ГОС-1001;
- 2) вимірювач енергії лазерного випромінювання ИКТ-1Н;
- 3) потенціометр КСП-4;
- 4) осцилограф з пам'яттю С8-12;
- 5) фотопапір;
- 6) лінійка.

2. ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Лазер (англ. *LASER* — *Light Amplification by Stimulated Emission of Radiation*, підсилення світла за допомогою вимушеного випромінювання) – джерело когерентного, монохроматичного, вузькопрямованого електромагнітного випромінювання оптичного діапазону, яке характеризується великою густиною енергії.

Основний елемент лазера – активне середовище. В одних лазерах – це кристалічний або скляний стержень. В інших – запаяна скляна трубка, в середині якої перебуває спеціально підібрана газова суміш. В третіх – кювета зі спеціальною рідиною.

Активне середовище розташоване між дзеркалами, які утворюють оптичний резонатор. Існують лазери неперервної та імпульсної дії.

В лазері має місце перетворення різних видів енергії в енергію лазерного випромінювання, для утворення якого використовують: вплив світла, електричний розряд у газах, хімічні реакції, бомбардування електронним пучком та інші методи «накачки».

Існують різні підходи до класифікації лазерів. За схемами функціонування лазери поділяють на 3-рівневі, квазі-4-рівневі, 4-рівневі.

За агрегатним станом активного середовища розрізняють газові, рідинні та твердотілі лазери.

За методом отримання інверсії лазери розрізняють: з електронною накачкою, з хімічною накачкою, з оптичною накачкою, з тепловою накачкою.

Найбільш розповсюдженою є класифікація за фізичними особливостями активного середовища: твердотілі, напівпровідникові, волоконні, газові, іонні, молекулярні, рідинні, газодинамічні, хімічні, ексимерні, лазери на центрах забарвлення, фотодисоціаційні, лазери на вільних електронах, х-променеві лазери, лазери з перебудовою довжини хвилі генерації, раманівські, параметричні.

Твердотілий оптичний квантовий генератор на склі ГОС-1001, зовнішній вигляд якого зображено на рисунку 2.1, призначений для отримання потужних світлових імпульсів монохроматичного когерентного випромінювання.

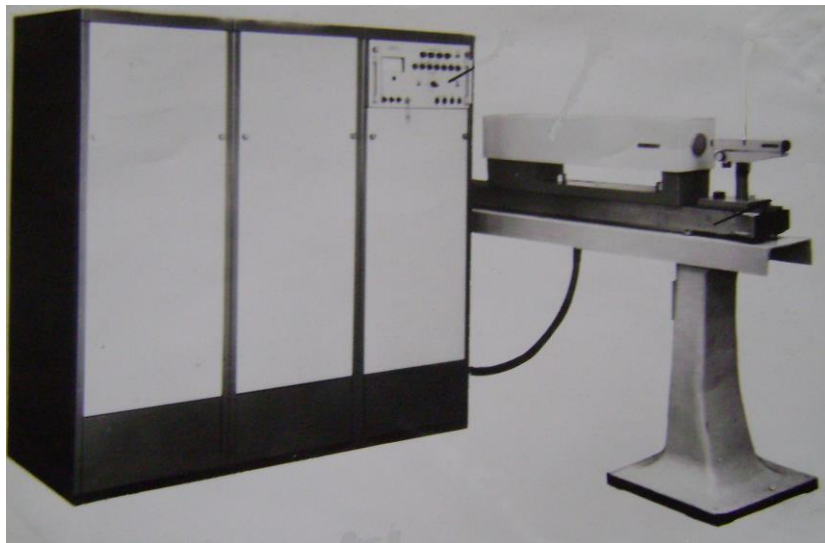


Рисунок 2.1. Загальний вигляд ГОС-1001

Принцип роботи генератора заснований на використанні явища вимушеного впорядкованого випромінювання фотонів.

Генератор можна використовувати в різних дослідженнях в області фізики, хімії, біології, медицини, а також під час відпрацювання технологічних процесів (обробка тугоплавких і надміцних матеріалів, зварювання і т.д.).

Генератор розрахований для роботи в приміщенні з температурою повітря від $+5$ до $+35^{\circ}\text{C}$ і відносній вологості 80%.

Активним елементом у генераторі є циліндричний стержень, виготовлений зі скла, активованого іонами неодиму.

В результаті поглинання активним елементом інтенсивного світла імпульсних ламп створюється надлишок збуджених іонів неодиму на метастабільному рівні. Цей процес називають оптичною накачкою.

Умови для генерації вузьконаправленого когерентного випромінювання виникають завдяки тому, що активний елемент вміщено в резонатор. Резонатор утворений двома плоскопаралельними дзеркалами. Коефіцієнт відбивання одного дзеркала $\approx 100\%$, другого – $\approx 20\%$.

Збуджені іони неодиму, переходячи з метастабільного рівня на проміжний, що лежить трішки вище основного, випромінюють фотони. Так як дзеркала і торці активного елемента встановлюють паралельно один одному, то в резонаторі буде збільшуватися кількість тих фотонів, напрям поширення яких співпадає з віссю резонатора. В результаті багатократних відбивань від дзеркал резонатора число фотонів буде збільшуватися лавиноподібно.

Оптична схема випромінювача оптичного квантового генератора ГОС-1001 зображена на рисунку 2.2.

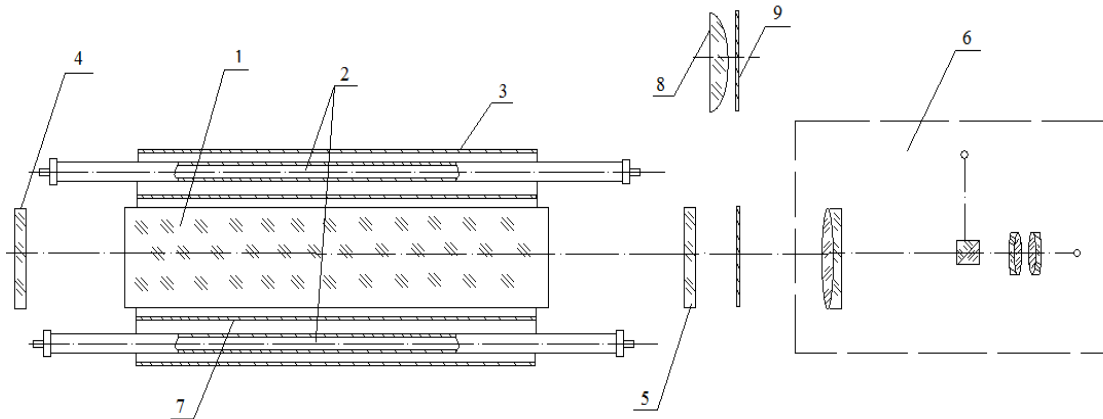


Рисунок 2.2. Оптична схема випромінювача ОКГ ГОС-1001

Активний елемент 1 та імпульсні лампи накачки 2 вміщено в камеру із дзеркальними відбивачами 3. Дзеркала 4 і 5 утворюють резонатор. Дзеркало 4 має багатошарове діелектричне покриття з коефіцієнтом відбивання 99,5% для довжини хвилі 1,06 мкм, дзеркало 5 – 20%.

Відбиваючі поверхні дзеркал встановлюють паралельно одне одному і торцям активного елемента з точністю $10''$ за допомогою автоколіматора 6. Юстирування головки оптичного квантового генератора також можна провести методом оптичного важеля або методом трьох хрестів.

Активний елемент вміщують у скляну трубку 7, у зазор між трубкою і стержнем надходить дистильована вода для охолодження активного елемента.

Змінні фокусуючі об'єктиви 8 призначені для концентрації енергії випромінювання генератора на різні об'єкти.

Захисне скло 9 необхідне для захисту об'єктів від забруднення розплавленим і випаровуваним матеріалом досліджуваного зразка.

Основні параметри лазерної установки:

Довжина хвилі випромінювання	–	1,06 мкм
Енергія накачки	–	до 5 кДж
Енергія випромінювання в імпульсі	–	0.5 – 1000 Дж (вільна генерація); 0.5 – 25 Дж (модуляція добротності)
Тривалість імпульсу	–	10^{-3} с; $3 \cdot 10^{-8}$ с; $5 \cdot 10^{-8}$ с
Частота імпульсів	–	до 30 імп/год.
Напруга живлення	–	220/380 В, 50 Гц
Максимальна напруга на виході блока живлення	–	4,9 кВ
Запуск установки	–	ручний, дистанційний
Індикація параметрів	–	запам'ятовуючі осцилографи типу С8-12, С8-13
Вимірювачі енергії	–	ИМО-2Н, ИКТ-1
Охолодження	–	вимушене, двоконтурне, водяне
Активний елемент	–	неодим: 45×630 мм
Лампи накачки	–	імпульсні ксенонові ИФП-20000

Типова схема проведення експериментів з опромінення зразків досліджуваних матеріалів зображена на рисунку 3.1.

Частина енергії лазерного випромінювання направляється через роздільну пластину 1 на приймач твердотілого калориметричного вимірювача ИКТ і після перетворення в електричний сигнал реєструється попередньо прокаліброваним самописцем КСП-4 як енергія лазерного імпульсу, що потрапляє на зразок.

Зміна густини потоку випромінювання може здійснюватись або за допомогою ослаблюючих фільтрів (скло марки К8) 2, або зміною розфокусування лінзи 3.

Кількість пічків в імпульсі випромінювання у режимі модульованої добротності або тривалість імпульсу випромінювання в режимі вільної генерації реєструється за допомогою фотоелемента та осцилографа С8-12.

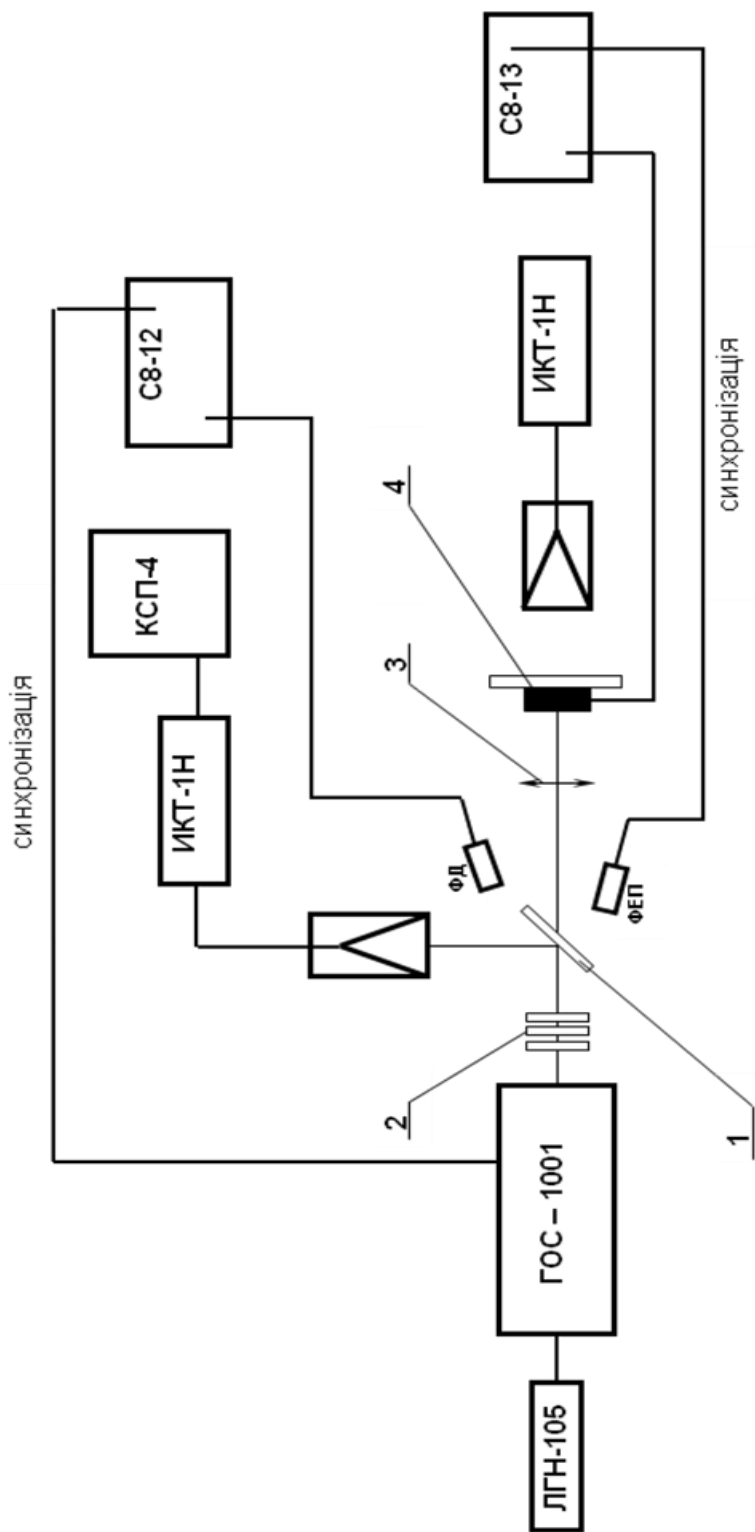


Рисунок 3.1. Схема експерименту:
1 – розділяюча пластина; **2** – ослаблюючі фільтри; **3** – оптична система; **4** – зразок

3. ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

- 3.1. Під керівництвом викладача ознайомитися з виглядом та будовою оптичних квантових генераторів, що знаходяться в лабораторії лазерного впливу на матеріали. Особливу увагу звернути на конструкцію головки випромінювача ОКГ ГОС-1001.
- 3.2. Проаналізувати схему проведення експерименту та визначити порядок зняття і фіксації параметрів накопичення енергії накачки та лазерного випромінювання.
- 3.3. Закріпити проявлений фотопапір на заданій викладачем відстані L на шляху лазерного променя.
- 3.4. Під керівництвом викладача провести три опромінення і записати показники напруги накачки конденсаторів U , енергії ИКТ-1Н, тривалості імпульсу t , кількості поділок КСП-4 (енергія лазерного випромінювання у відносних одиницях).

Результати, отримані в процесі виконання лабораторної роботи, записати в таблицю 3.1

Таблиця 3.1

№	L , м	U , В	$E_{стр}$, кДж	t , мс	n , под
1					
2					
3					

УВАГА!!! Роботу виконувати з неухильним дотриманням правил техніки безпеки.

Вихідні дані для виконання роботи: довжина хвилі випромінювання – 1,06 мкм; діаметр активного елемента – 45 мм; діаметр вхідного вікна вимірювача енергії типу ИКТ-1Н – 18 мм; коефіцієнт відбивання розділюючої пластини 4-5% (задає викладач). До складу блоку живлення входить 48 конденсаторів ємністю 100 мкФ кожен. Конденсатори розбито на 4 групи (пропорційно до кількості ламп накачки). До складу кожної з груп входить по 12 конденсаторів, з'єднаних паралельно.

- 3.5. Розрахувати кількість енергії, яка надходить з розділюючої пластини на ИКТ-1Н для вимірювання, та енергію імпульсу за формулами

$$E_{4\%} = \frac{E_{стр} \times S_{пром}}{S_{вікна}},$$

$$E = \frac{E_{4\%}}{4\%} \times 100\% .$$

- 3.6. Побудувати графіки залежності $E(n)$, $E(U)$ та $n(U)$.
- 3.7. Виміряти діаметр плями на фотопапері після опромінення на заданих викладачем відстанях та розрахувати кут розходження лазерного променя за формулою

$$\omega = \frac{D-d}{L-l}.$$

- 3.8. Оцінити енергію кванта і кількість квантів в імпульсі лазерного випромінювання за формулами

$$E_k = h \frac{c}{\lambda},$$

$$N = \frac{E}{E_k}.$$

- 3.9. Розрахувати коефіцієнт корисної дії лазерної установки за формулою

$$\eta = \frac{2E}{CU^2} \times 100\%$$

та побудувати графік його залежності від напруги накачки.

4. КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

- 4.1. Чим відрізняється спонтанне та індуктивне випускання випромінювання?
- 4.2. Чому в лазерах не використовується дворівнева схема?
- 4.3. Проаналізуйте, за яких умов відбувається генерація світла в активному середовищі.
- 4.4. У чому полягають переваги лазерного випромінювання порівняно з іншими видами випромінювання?
- 4.5. Назвіть області практичного застосування лазерів.
- 4.6. Назвіть основні частини твердотілого ОКГ.
- 4.7. Які основні методи юстирування оптичних систем?

ДОДАТКИ

ТАБЛИЦІ

Таблиця 1

ОДИНИЦІ ВИМІРЮВАННЯ ДЕЯКИХ ФІЗИЧНИХ ВЕЛИЧИН У СИСТЕМІ СІ

Величина і її позначення	Рівняння для визначення одиниці	Одиниця вимірювання	Скорочене позначення
Довжина l	-	Метр	м
Час t	-	Секунда	с
Сила світла I	-	Кандела	Кд
Температура T	-	Кельвін	К
Площинний кут φ	-	Радіан	рад
Просторовий(тілесний) кут Ω	-	Стерадіан	ср
Площа S	$S = l^2$	Квадратний метр	м ²
Об'єм V	$V = l^3$	Кубічний метр	м ³
Частота ν	$\nu = \frac{1}{T}$	Герц	Гц
Робота, енергія A	$A = Fl$	Джоуль	Дж
Потужність N	$N = \frac{A}{t}$	Ват	Вт
Температурний градієнт	$grad T = \frac{\Delta T}{\Delta l}$	Кельвін на метр	К/м
Довжина хвилі λ	L	Метр	м
Світловий потік Φ	$\Phi = J \cdot \omega$	Люмен	лм
Енергетична світність R_T	$R_T = \frac{N}{S}$	Ват на квадратний метр	Вт/м ²
Освітленість E	$E = \frac{\Phi}{S}$	Люкс	лк
Яскравість B	$B = \frac{J}{S_n}$	Кандела на квадратний метр	кд/м ²
Світність R	$R = \frac{\Phi}{S}$	Люмен на квадратний метр	лм/м ²

Таблиця 2

ПОКАЗНИКИ ЗАЛОМЛЕННЯ n РЕЧОВИН ВІДНОСНО ПОВІТРЯ
(для довжини хвилі $\lambda=589,3$ нм)

Тверді тіла	n	Рідини	n
Алмаз	2,42	Вода	1,33
Берил (ізмурод)	1,58	Гліцерин	1,47
Кам'яна сіль	1,54	Канадський бальзам	1,53
Кварц кристалічний	1,54	Олія касторова	1,48
Кварц плавлений	1,46	Олія кедрова	1,52
Корунд (сапфір, рубін)	1,77	Олія лляна	1,47
Лід	1,31	Олія соняшникова	1,47
Плексиглас	1,50	Олія прованська	1,46
Цукор	1,56	Парафін рідкий	1,48
Слюда	1,56÷1,60	Сірководень	1,63
Скло (важкий флінт)	1,80	Скипидар	1,47
Скло (легкий крон)	1,57	Спирт метиловий	1,33
Топаз	1,63	Спирт етиловий	1,36
Турмалін	1,67	Толуол	1,50
Шпат ісландський	1,66	Ефір етиловий	1,35

Таблиця 3

ЯСКРАВОСТІ ОСВІТЛЕНИХ ПОВЕРХОНЬ

Освітлена поверхня	Яскравість, кд/м²
Екран у кінотеатрі	25 – 50
Аркуш білого паперу при освітленості 50 лк	10 – 15
Сніг під прямим сонячним промінням	$3 \cdot 10^4$
Поверхня Місяця	$2,5 \cdot 10^3$

Таблиця 4

ЯСКРАВІСТЬ ДЖЕРЕЛ СВІТЛА

Джерело світла	Яскравість, кд/м²
Сонце	$15 \cdot 10^8$
Кратер вугільної дуги	$15 \cdot 10^7$
Нитка лампи розжарення	$1,5 \cdot 10^8 - 2 \cdot 10^8$
Іскра при розряді у повітрі	$2,1 \cdot 10^{11}$
Екран монітора	100 – 200

Таблиця 5

ОСВІТЛЕНІСТЬ, ЩО СТВОРЮЄТЬСЯ РІЗНИМИ ДЖЕРЕЛАМИ

Джерела	Освітленість, лк
Сонячне світло в полудень (влітку)	10^5
Сонячне світло в полудень (взимку)	10^4
Хмарне небо (влітку)	$5 \cdot 10^3 - 2 \cdot 10^4$
Хмарне небо (взимку)	$10^3 - 2 \cdot 10^3$
Настільна лампа	50 – 200
Повний Місяць	0,2
Нічне небо у безмісячну ніч	$3 \cdot 10^{-4}$

Таблиця 6

КОЕФІЦІЄНТИ ВІДБИВАННЯ ПРИ РІЗНИХ КУТАХ ПАДІННЯ

Речовина	Кут падіння, град									
	0	20	30	40	50	60	70	80	89	90
Вода	2	2,1	2,2	2,5	3,4	6,0	13,5	34,5	90,5	100
Скло	4,7	4,7	4,9	5,3	6,6	9,8	18	39	91	100

Таблиця 7

ГРАНИЧНІ КУТИ ПОВНОГО ВНУТРІШНЬОГО ВІДБИВАННЯ

Речовина	$\alpha_{гран}$, град	Речовина	$\alpha_{гран}$, град
Вода	49	Сірководень	38
Гліцерин	43	Скло (важкий флінт)	34
Скло (легкий крон)	40	Алмаз	24

Таблиця 8

ПИТОМЕ ПОВЕРТАННЯ ПЛОЩИНИ ПОЛЯРИЗАЦІЇ
(при 20°C, $\lambda=589,3$ нм)

Речовина	θ , кут.град. \cdot м ³ /кг \cdot м)	Концентрація С, кг/м ³
Розчин цукру у воді	$66,47 + 1,27 \cdot 10^{-2} \cdot C + 3,77 \cdot 10^{-4} \cdot C^2$	0 – 50
Розчин глюкози у воді	$52,50 + 1,88 \cdot 10^{-2} \cdot C + 5,17 \cdot 10^{-4} \cdot C^2$	0 – 35
Скипидар	-37	–
Розчин нікотину у воді	-79,4	0 – 10

ОПТИЧНІ СХЕМИ ІНТЕРФЕРОМЕТРІВ

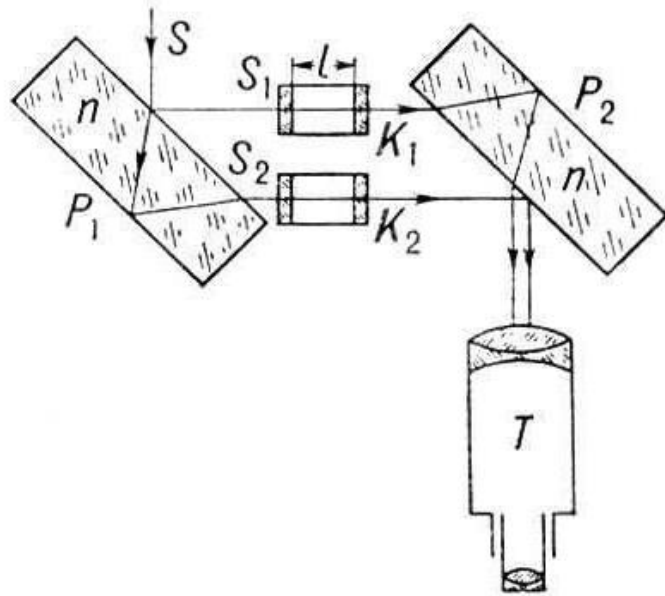


Рисунок 1. Інтерферометр Майкельсона

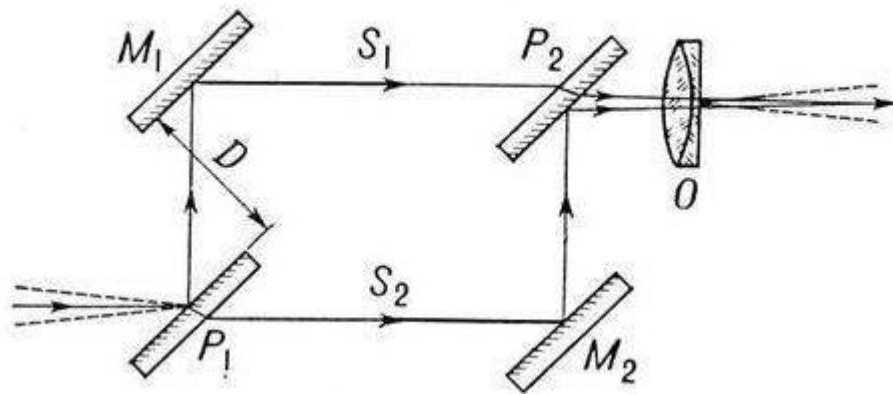


Рисунок 2. Інтерферометр Різдвянського

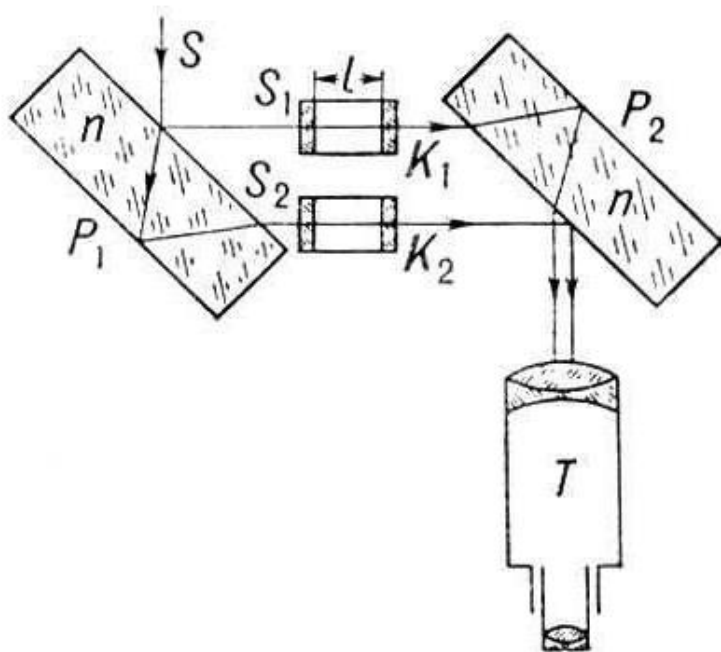


Рисунок 3. Інтерферометр Жамена

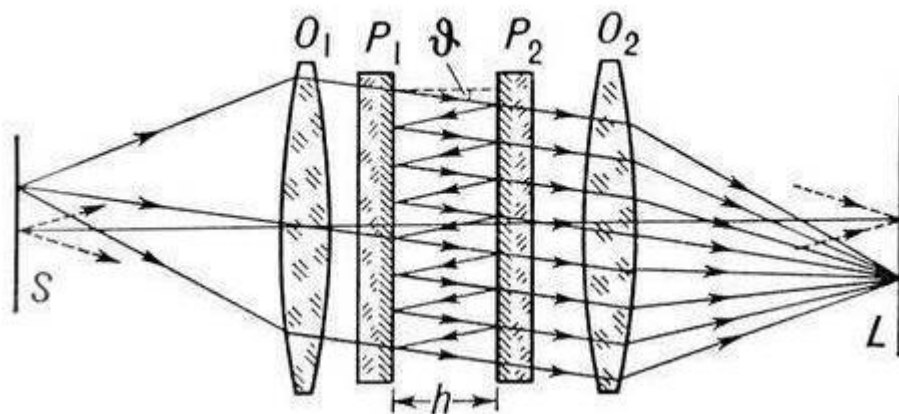


Рисунок 4. Інтерферометр Фабрі – Перо

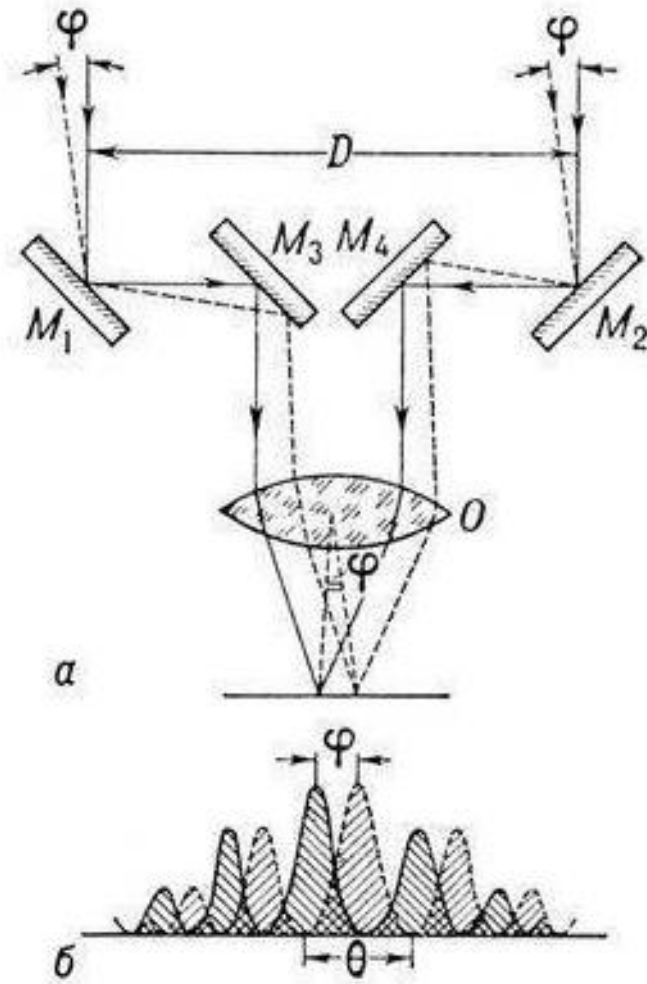


Рисунок 5. Интерферометр Майкельсона

ПРИКЛАДИ ВИКОРИСТАННЯ ЛАЗЕРІВ

Лазерний візир – світлопроекційний прилад для створення опорної лінії в просторі. Застосовується для задавання напрямку похилим гірничим вирубкам у підземних умовах. Забезпечує можливість оперативного контролю прямолінійності вирубки, визначення відхилення від заданого напрямку у горизонтальній та вертикальній площинах.

Складається з газового (гелієво-неонового) лазера із телескопічною колімаційною системою і підставки із піднімальними та відліковими механізмами.

Моделі лазерних візирів мають пристрої стабілізації і зміни напрямку світлового пучка. Прилад встановлюється на стандартну підставку на штативі, має вертикальну і горизонтальну осі обертання випромінювача. Граничні значення кутів повороту в горизонтальній площині – 180° , у вертикальній – 20° . Опорна лінія (вісь світлового пучка, випромінюваного лазерним приладом), орієнтована в просторі за заданим напрямком.

Лазерний спектральний аналіз – якісне і кількісне визначення елементного і молекулярного складу речовини шляхом дослідження його спектрів, які отримують за допомогою лазерного випромінювання.

Використання лазерів забезпечує граничні значення найважливіших для спектрального аналізу характеристик: чутливість на рівні детектування одиничних атомів і молекул, вибірковість аж до реєстрації частинок з певними квантовими характеристиками в суміші частинок, гранична спектральна (до повного усунення впливу приладу) і часова (до 10 – 14 с) точність, можливість дистанційного аналізу (до кількох кілометрів). Лазерний спектральний аналіз використовується, як правило, у випадках, коли необхідні характеристики не можна отримати за допомогою традиційних методів і приладів спектрального аналізу.

Лазерні маркшейдерські інструменти та прилади (лазерний візир, лазерна рулетка та ін.), в яких візування здійснюється вузькоспрямованим пучком червоного світла, утвореного проектором, в основу якого покладено газовий (частіше гелієво-неоновий) лазер. Найпоширенішим у гірничій практиці є лазерний покажчик напрямку (ЛПН) різних модифікацій, який застосовується для задавання напрямку гірничим вирубкам при їх проходці. Встановлюється на стаціонарній підставці у вирубці. Основною перевагою є наявність дистанційного керування, що дає можливість вмикати і вимикати прилад, знаходячись від нього на відстані кількох сотень метрів безпосередньо у вибої. Правильність напрямку вирубки контролюється за положенням світлової плями лазерного променя на стінці вибою.

РЕКОМЕНДОВАНА ЛІТЕРАТУРА

1. Чуриловский, В.Н. Теория оптических приборов [Текст] / В.Н. Чуриловский. – М.-Л.: Машиностроение, 1966.
2. Бигунов, Б.Н. Теория оптических систем [Текст] / Б.Н. Бигунов. – М.: Машиностроение, 1981.
3. Кулагин, С.В. Оптико-механических приборы [Текст] / С.В. Кулагин. – М.: Машиностроение, 1975.
4. Апенко, Н.И. Оптические приборы в машиностроении [Текст] / Н.И. Апенко. – М.: Машиностроение, 1974.
5. Годжаев, Н.М. Оптика [Текст] / Н.М. Годжаев. – М.: ВШ, 1977.
6. Гвоздева, Н.П. Физическая оптика [Текст] / Н.П. Гвоздева. – М.: Машиностроение, 1991.
7. Матвеев, А.Н. Оптика: учебное пособие для физических специальностей вузов [Текст] / А.Н. Матвеев. – М.: ВШ, 1985.
8. Загальна фізика: лабораторний практикум [Текст]; за ред. І.Т. Горбачука. – К.: ВШ, 1992.
9. Фізичний практикум [Текст]; за ред. В.П. Дущенка. – К.: ВШ, 1981. – Ч. 2.
10. Лабораторный практикум по физике [Текст]; под ред. А.С. Ахматова. – М.: ВШ, 1980.



Видавництво Тернопільського національного технічного університету ім. І. Пулюя

виготовляє підручники для вузів, методичну літературу, художні видання, надає редакційно-видавничі та поліграфічні послуги з набору тексту, розробки макетів і друку книги чи будь-якої іншої поліграфічної продукції (брошури, плакати, афіші, календарі).

КРІМ ТОГО, ВИДАВНИЦТВО ПРОПОНУЄ ТАКІ ПОСЛУГИ:

- дизайн візитівок, буклетів, вітальних листів;
- професійне вичитування і верстку;
- сканування та копіювання;
- чорно-білий і повноколірний друк.



м. Тернопіль
вул. Руська, 56,
корп. 1, кімн. 102
Тел.: (0352)522199

e-mail: vydavnytstvo@tu.edu.te.ua

Редактор: Єва Гриценко
Коректор: Надія Собчук
Комп'ютерне макетування: Руслан Федішин

Формат 60×90 Папір ксероксний.
Обл. вид. арк. 5,9
Наклад 75 прим. Зам. № 2210

Видавництво Тернопільського національного
технічного університету імені Івана Пулюя

вул. Руська, 56, м. Тернопіль, 46001
E-mail: vydavnytstvo@tu.edu.te.ua

© Тернопільський національний технічний університет імені Івана Пулюя
Навчально-методична література

