Міністерство освіти України
Львівський національний університет імені Івана Франка

Микола Колінько
Ігор Пашук
Ігор Стефанський

ОПТИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

ЧАСТИНА 1

Рекомендувала до друку
Вчена рада фізичного факультету.
Протокол № 1 від 05.01.2000 р.

Львів ЛНУ 2000

ББК 22.3я73
К56
УДК 53(07)

Колінько М.І., Пашук І.П., Стефанський І.В.
Оптичний практикум. Частина 1. – Львів: Львівський національний університет імені Івана Франка, 2000.- 104 с.: 72 іл.

Перша частина посібника містить 11 лабораторних робіт з оптики. Кожна робота містить теоретичний матеріал, необхідний для свідомого виконання експериментальної задачі, а також список рекомендованої літератури. Основну увагу приділено принципам і методам вивчення оптичних явищ, техніці виконання лабораторних робіт. Розглянуто основні методи вимірювання фізичних величин і обробки результатів експерименту.
Для студентів фізичних факультетів.

Рецензенти: д-р фіз.-мат. наук, проф. **М. 0. Романюк**
д-р фіз.-мат. наук, проф. **А. 0. Матковський**
Редактор: **М. Прихода**

Kolinko M.I., Pashuk I.P., Stefanskyi I.V.
Laboratory Manual on Optics. Part 1. – Lviv: Lviv University Press, 2000. 104 p.: 72 fig.

The part 1 of this manual covers 11 laboratory works on optics. Each exercise includes theoretical fundamentals necessary for accomplishing the experimental tasks and a list of references. The major attention is paid to principles of optical phenomena and methods for learning them, as well as practical experience in solving the experimental problems. The main measuring techniques for studying various physical quantities and experimental data processing are also presented.
The manual is meant for students in physics.

© Колінько М. І., Пашук І. П., Стефанський І. В., 2000

Лабораторна робота 1

Визначення фокусної віддалі лінз

Завдання до роботи: засвоїти різні методи визначення фокусної віддалі тонких лінз.

Прилади: оптична лава з рейтерами, освітлювач, екран, набір лінз, лінійка.

Теоретичний вступ

Оптичні лінзи — тіла з прозорого матеріалу, обмежені криволінійними поверхнями. Найчастіше обидві поверхні мають спільну вісь симетрії. Однак існують лінзи і з двома площинами симетрії (циліндричні, торичні та інші).

Лінза вважається тонкою, якщо обидві її вершини можна вважати такими, що збігаються (тобто її товщина є малою порівняно з радіусами кривизни поверхонь R_1 і R_2).

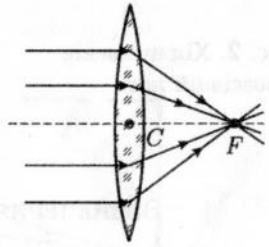


Рис. 1. Хід променів у збирній лінзі

Точку (т. C на рис. 1) через яку промені проходять, не змінюючи напрямку, називають *оптичним центром.* Прямі, які проходять через оптичний центр, називають *оптичними осями*, а ту з них, яка проходить ще й через центри кривизни поверхонь лінзи, — *головною оптичною віссю.* Площина, яка проходить через оптичний центр і перпендикулярна до головної оптичної осі, називається *головною площиною тонкої лінзи.*

Точка F, в якій перетинаються промені паралельного пучка після заломлення в лінзі, називається *головним фокусом лінзи.* Відстань CF від головного фокуса до оптичного центра лінзи визначає *головну фокусну віддаль* f. Для розсівних лінз (рис. 2) головний фокус є уявним, тобто у ньому перетинаються не промені, а їх продовження.

Величина, обернена до головної фокусної віддалі, називається *оптичною силою лінзи* Φ:

$$\Phi = \frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right), \tag{1}$$

де n – показник заломлювання матеріалу лінзи, R_1, R_2 – абсолютні значення радіусів кривизни передньої і задньої поверхонь лінзи.

Діоптрія (одиниця виміру оптичної сили) дорівнює оптичній силі лінзи у повітрі, в якої головна фокусна віддаль дорівнює 1 м.

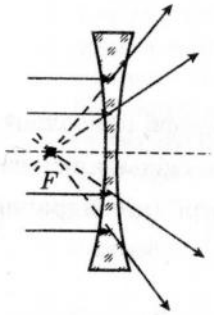


Рис. 2. Хід променів у розсівній лінзі

Зв'язок фокусної віддалі f з координатами джерела a і його зображенням b записується для тонкої збирної лінзи (рис. 3):

$$f = \frac{ab}{a+b}, \tag{2}$$

і для розсівної:

$$f = \frac{ab}{a-b}. \tag{3}$$

Визначення фокусної віддалі збирної лінзи

Збирна лінза дає дійсне зображення на екрані (рис. 3). З формули (2) випливає, що вимірявши лінійкою a і b, можна підрахувати f.

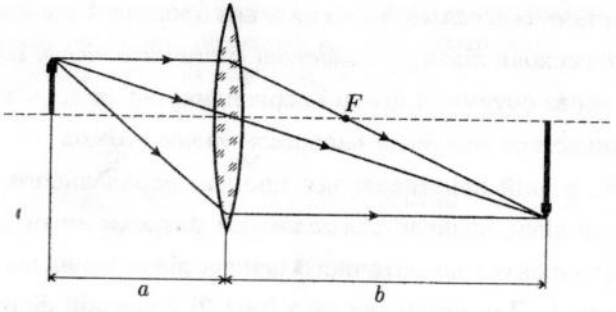


Рис. 3. Побудова зображення в збирній лінзі

Але існує точніший метод визначення фокусної віддалі — *метод Бесселя*. У цьому методі a і b можна взагалі не міряти, а визначити тільки віддалі L і l (див. рис. 4). Використовуючи одну й ту ж лінзу ($f = \text{const}$) і прийнявши до уваги формулу (2), можна (при $a_1+b_1 = a_2+b_2 = \text{const}$) записати для двох положень лінзи:

$$f = \frac{(L-l-b_2)(b_2+l)}{L} = \frac{(L-b_2)b_2}{L}. \tag{4}$$

Розписавши рівність (4), одержимо $b_2 = (L-l)/2$, а $a_1 = L-l-b_2 = (L-l)/2$, тобто $a_1 = b_2$, а отже, обидва положення лінзи симетричні відносно середини віддалі між предметом і зображенням.

Очевидні співвідношення $a_2+a_1 = L$, $a_2-a_1 = l$ дають: $a_2 = (L+l)/2$. Підставляючи отримані значення a_2 та b_2 у (2), одержуємо:

$$f = \frac{a_2 b_2}{a_2+b_2} = \frac{L^2-l^2}{4L}. \tag{5}$$

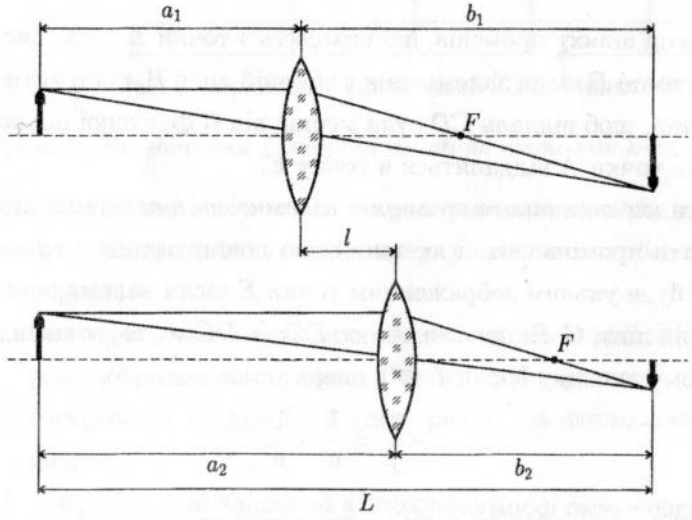


Рис. 4. Визначення фокусної віддалі за методом Бесселя

Визначення фокусної віддалі f розсівної лінзи

Розсівна лінза не дає дійсного зображення на екрані, а її головний фокус є уявним. Тому для визначення фокусної віддалі такої лінзи використовують допоміжну збирну лінзу з оптичною силою більшою, ніж у розсівної. При цьому на екрані дістають дійсне зображення предмета.

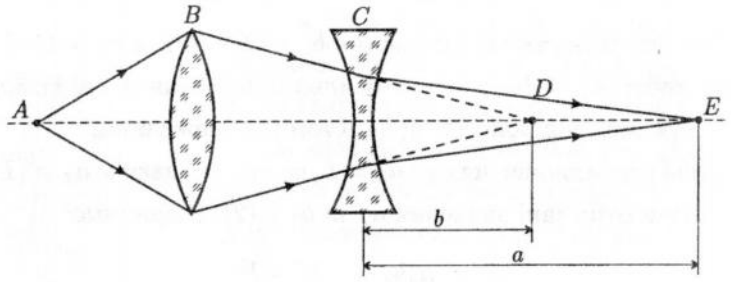


Рис. 5. Визначення фокусної віддалі розсівної лінзи

Якщо на шляху променів, що виходять з точки A (див. рис. 5) і сходяться в точці D після заломлення в збирній лінзі B, поставити розсівну лінзу C так, щоб віддаль CD була менша від її фокусної віддалі, то зображення точки A віддалиться в точку E.

Внаслідок *оптичного принципу взаємності* в системах лінз можна розглядати промінь світла як такий, що поширюється з точки E. Тоді точка D буде уявним зображенням точки E після заломлення променя в розсівній лінзі C. Якщо позначити: $EC{=}a$, $DC{=}b$, то, взявши до уваги, що в цьому випадку $b < 0$, $f < 0$, одержуємо:

$$-\frac{1}{f} = \frac{1}{a} - \frac{1}{b}, \tag{6}$$

звідки одержуємо формулу (3):

$$f = \frac{ab}{a-b}.$$

Хід роботи

- Вправа 1. *Визначення f збирної лінзи звичайним методом.*

1. Розміщуємо на оптичній лаві освітлювач, діафрагму з отвором у вигляді хрестика, який служить предметом, та екран. Між ними ставимо збирну лінзу і центруємо оптичну систему по висоті.
2. Увімкнувши освітлювач і пересуваючи збирну лінзу вздовж лави, знаходимо збільшене чітке зображення отвору діафрагми.
3. Вимірюючи віддалі a і b (див. рис. 3), за формулою (2) визначаємо f.
4. Оскільки чіткість зображення визначається візуально, то цю вправу виконують 5 разів і визначають f середнє.
5. Одержані дані заносимо в таблицю:

№ виміру	a	b	f	Δf	$E,\%$
1.					
⋮					
середнє	—	—			—

6. Аналогічні вимірювання проводимо і для інших лінз.

- Вправа 2. *Визначення f збирної лінзи за методом Бесселя.*

1. Розміщуємо освітлювач і екран так, щоб віддаль між ними була більша, ніж $4f$ (величину f використовуємо з першої вправи).
2. Знаходимо такі положення лінзи, щоб на екрані одержались різні зображення предмета (збільшене і зменшене).
3. Вимірюючи віддалі l і L (див. рис. 4), за формулою (5) знаходимо f.
4. Одержані дані заносимо в таблицю:

№ виміру	l	L	f	Δf	$E,\%$
1.					
⋮					
середнє	—	—			—

5. Визначаємо за методом Бесселя фокусну віддаль і для інших збирних лінз.

• Вправа 3. *Визначення f розсівної лінзи.*

1. За допомогою збирної лінзи отримуємо чітке зменшене зображення предмета.
2. Ставимо між лінзою та екраном розсівну лінзу в деяке положення C (див. рис. 5) і вимірюємо віддаль $CD{=}b$.
3. Пересуваючи екран, знаходимо положення E, де знову одержується чітке зображення предмета на екрані, і вимірюємо $CE{=}a$.
4. За одержаними даними та за формулою (3) обчислюємо f.
5. Вправу повторюємо 5 разів, а одержані значення заносимо в таблицю:

№ виміру	a	b	f	Δf	$E,\%$
1.					
⋮					
середнє	—	—			—

Рекомендована література

1. М. І. Білий, А. Ф. Скубенко. *Загальна фізика. Оптика.* Київ: Вища школа, 1987. – С. 173–184.
2. І. С. Горбань. *Оптика.* Київ: Вища школа, 1979. – С. 69-87.
3. Г. С. Ландсберг. *Оптика.* Москва: Наука, 1976. – С. 272–301.
4. Б. Н. Бегунов, Н. П. Заказнов. *Теория оптических систем.* Москва: Машиностроение, 1973. – С. 83–100.
5. Н. М. Годжаев. *Оптика.* Москва: Высшая школа, 1977. – С. 166–186.

---

6. *Загальна фізика. Лабораторний практикум.* За заг. ред. І. І. Горбачука. Київ: Вища школа, 1992. – С. 399–403.
7. Є. І. Сірий, *Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика.* Київ: Вища школа, 1972. – С. 19–27.
8. *Физический практикум. Электричество и оптика.* Под ред. В. И. Ивероновой. Москва: Наука, 1968. – С.389–394.
9. *Лабораторные занятия по физике.* Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1983. – С. 381–389.

Лабораторна робота 2

Вивчення похибок (аберацій) лінз

Завдання до роботи: отримання і пояснення різних похибок лінз.

Прилади: оптична лава, освітлювач, екран, набір світлофільтрів, діафрагм та лінз.

Теоретичний вступ

Точковий об'єкт дає точкове зображення лише при застосуванні *параксіальних променів* (променів, які утворюють малі кути з оптичною віссю). При використанні широких світлових пучків *гомоцентричний пучок*, в якому промені виходять з однієї точки чи збираються в одній точці, після заломлення в системі перестає бути таким, і зображення об'єкта набуває низки недоліків (спотворень).

Сферична аберація

Лінза збирає в одній точці тільки вузький пучок променів, що поширюються вздовж оптичної осі. Що далі від головної оптичної осі падає на лінзу промінь, то ближче до лінзи він перетинає оптичну вісь (рис. 6) — це так звана *сферична аберація* лінзи.

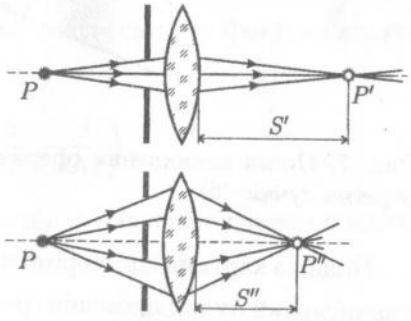


Рис. 6. Хід променів при сферичній аберації

Як видно з рис. 6, явище сферичної аберації призводить до порушення гомоцентричності пучка. Промені, які пройшли через центральну зону лінзи і через її крайову зону, перетинають оптичну вісь у різних точках, а тому замість одного

утвориться нескінченна множина зображень точки P, розміщених між т. P' та т. P'', а отже, зображення осьової точки буде недосконалим. Віддаль $\delta S = S'' - S'$ називається *поздовжньою сферичною аберацією*.

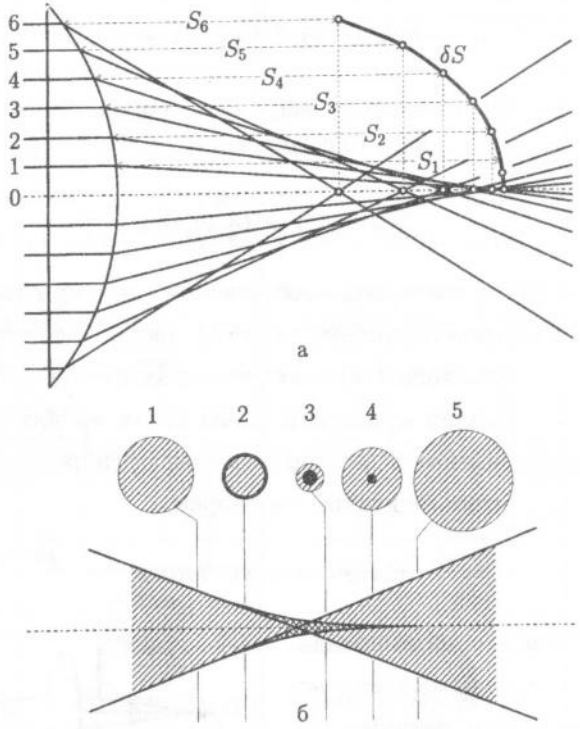


Рис. 7. Схема виникнення сферичної аберації (а), каустика та поперечний перетин пучків (б)

Подібна картина спостерігатиметься й у випадку, коли на лінзу падає паралельний пучок променів (рис. 7). На екрані, перпендикулярному до оптичної осі, утвориться кружок розсіяння у вигляді світної плями (переріз 5 на рис. 7, б). Якщо екран переміщати в напрямку лінзи, то у площині зображень параксіальних променів (на відстані S_1 від поверхні лінзи, рис. 7, а) у центрі кружка розсіяння з'явиться яскрава точка. Подальше наближення до лінзи супроводжуватиметься подальшим зменшенням кружка розсіяння та збільшенням яскравої плями в його центрі. При певному положенні екрана (переріз 3) яскрава пляма і кружок практично зливаються, а надалі спостерігатиметься швидке розпливання освітленої частини.

Характерною рисою сферичної аберації є те, що вона зберігається в монохроматичному світлі і навіть для тих точок предмета, що розміщені на оптичній осі.

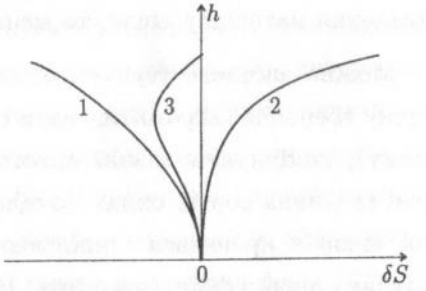


Рис. 8. Характеристичні криві для сферичної аберації збирної (1), розсіювальної (2) лінз та їх комбінації (3)

Значення δS для різних ділянок лінзи залежать від їх відстані h до оптичної осі, а знак — від типу лінзи (рис. 8). Для збирної лінзи поздовжня сферична аберація від'ємна, тому що $S'' < S'$, для розсівної — додатна. Це дає змогу виправляти сферичну аберацію оптичних систем шляхом комбінування збирних та розсівних лінз.

Хроматична аберація

При освітленні системи монохроматичним світлом фокусна віддаль лінзи визначається співвідношенням

$$\frac{1}{f} = (n-1)\left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2}\right), \qquad (1)$$

де R_1, R_2 – радіуси кривизни її поверхонь, n – показник заломлювання.

Таким чином, фокусна віддаль лінзи тим менша, чим більший показник заломлювання n. Це спричиняє похибку лінзи — *поздовжню хроматичну аберацію*, за якої навіть для параксіальних променів немонохроматичний пучок має

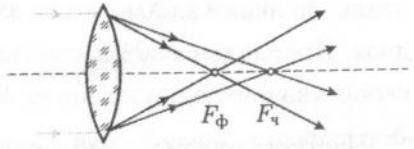


Рис. 9. Хроматична аберація лінзи

цілу низку фокусів. Звичайна тонка лінза має більшу оптичну силу для фіолетових променів, ніж для червоних. Відповідно до цього, точка на осі зображатиметься кольоровими кружками, відносні розміри яких залежатимуть від положення екрана. Що менша дисперсія показника заломлення матеріалу лінзи, то менша поздовжня хроматична аберація.

Можна частково усунути хроматичну аберацію (ахроматизувати систему), комбінуючи лінзи, виготовлені із різних сортів скла. До збирної лінзи з кронгласа приклеюють розсівну лінзу з флінтгласа (рис. 10),

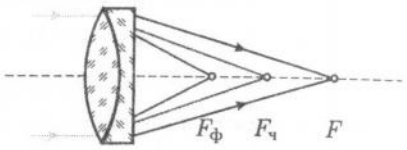


Рис. 10. Ахроматична лінза

яка видовжує фокусні віддалі першої лінзи: фокус $F_ф$ фіолетових променів, які заломлюються сильніше, відсувається дальше, ніж червоних — $F_ч$. При цьому лінзи беруть такі, щоб фокуси для певних (залежно від застосування оптичної системи) довжин хвиль пристали. Ахроматизовану систему зі збирної та розсівної лінз називають *ахроматом*. У ахроматів звичайно усувається також й сферична аберація.

У приладах візуального спостереження ахроматизацію здійснюють за довжинами хвиль фраунгоферових ліній атома гідрогену: червоної ($\lambda_C = 6563\,Å$) та синьої ($\lambda_F = 4861\,Å$), які охоплюють область максимальної чутливості людського ока — жовто–зелену ділянку спектра. Об'єктиви фотографічних систем ахроматизують за областю максимальної чутливості емульсії — синьою ділянкою спектра. Найскладнішою щодо ахроматизації є ультрафіолетова область спектра, що зумовлено обмеженим набором прозорих у ній матеріалів. Число довжин хвиль, за якими здійснюється ахроматизація, може бути й більшим від двох. Прикладом такої досконалої оптичної системи є об'єктиви мікроскопів (наприклад, апохромат Аббе, який складається з десяти лінз).

Часткову ахроматизацію можна також здійснити так, як це роблять в окулярах зорових труб: застосовуючи дві тонкі лінзи з однакового матеріалу, але за умови, що відстань між ними $l = (f_1 + f_2)/2$.

Астигматизм

Астигматизм спостерігається, коли використовують світлові пучки, в тому числі й доволі вузькі, які поширюються під значним кутом до головної оптичної осі лінзи. Якщо у випадку поздовжньої сферичної аберації світлові промені володіють обертальною симетрією відносно осі лінзи, то при зображенні позаосьової точки обмеженим пучком симетрія понижується. При цьому всі промені, які посилаються точкою P (див. рис. 11), в одній точці зібратись не можуть, що призводить до розмиття зображення. *Меридіальні промені*, які лежать в одній площині з віссю лінзи, перетинаються в просторі зображень раніше, ніж перпендикулярні до цієї площини *сагітальні промені*. Відстань $\Delta x = P'_m - P'_s$ між астигматичними зображеннями точки, які одержується у вигляді взаємно перпендикулярних відрізків, визначає міру астигматизму лінзи і залежить від відстані точки до оптичної осі.

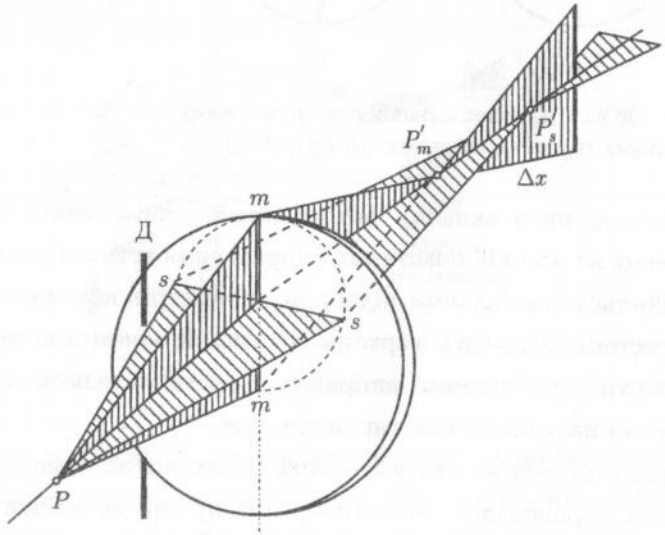


Рис. 11. Явище астигматизму

Астигматизм супроводжується виникненням аберації кривизни зображення, оскільки проста лінза зображає площину поверхнями з різними радіусами кривизни для сагітальних та меридіальних променів.

Спостерігати прояви астигматизму можна за допомогою "колеса зі шприхами" (див. рис. 12, а). Переміщуючи екран вздовж осі, можна отримати зображення з дуже розмитими "шприхами", і доволі чіткими концентричними колами (рис. 12, б). Це положення відповідає перетину екраном поверхні зображення у меридіальних променях, а відносна взаємна розмитість колових зон дає змогу оцінити вплив кривизни зображення (рис. 12, б). Якщо ж площина екрана збігатиметься з положенням орієнтованих уздовж "шприх" фокальних ліній сагітальних променів, то ситуація зміниться, і розмитими вже будуть кільця (рис. 12, в).

а б в

Рис. 12. Об'єкт для дослідження астигматизму (а) та його зображення в меридіальних (б) та сагітальних (в) променях

Зрозуміло, що у випадку фотооб'єктивів, які повинні давати чітке зображення на плоскій пластинці, виправлення астигматизму необхідне і здійснюється спеціальним підбором параметрів конструктивних елементів системи: радіусів поверхонь, показників заломлювання і віддалей між поверхнями. Системи з виправленим астигматизмом та кривизною зображення називають анастигматичними.

У практиці зустрічається ще одна видозміна астигматизму, яка виникає для паралельних до оптичної осі пучків внаслідок порушення осьової симетрії системи. Циліндрична лінза володіє двома площинами симетрії, однак не має осьової симетрії, а отже, осьова симетрія пучка променів буде в ній порушена. Людському оку теж притаманний цей вид астигматизму — часто людина по-різному бачить вертикальні й горизонтальні лінії однакової товщини.

Кома

До числа аберацій, зумовлених широкими пучками променів, поряд зі сферичною аберацією належить також *кома* — аберація широкого пучка, нахиленого до оптичної осі. Для похилого пучка, внаслідок відсутності осьової симетрії щодо оптичної осі та кривизни заломлюючої поверхні, промені заломлюватимуться неоднаково. Промені, що більш віддалені (див. рис. 13) від оптичної осі, зображатимуться кружечками більших радіусів, які будуть розміщуватись здаля від оптичної осі. Наближення променів до осі супроводжуватиметься й наближенням зображення до неї та зменшенням його радіуса. Накладання цих кружків утворить фігуру розсіяння, яка дещо нагадує комету з хвостом (кома *κομα* — пасмо волосся, комета — "волосата зірка").

Якщо ж ми закриєму лінзу діафрагмою у вигляді тонкого кільця, зображення його на екрані буде нагадувати "равлика Паскаля".

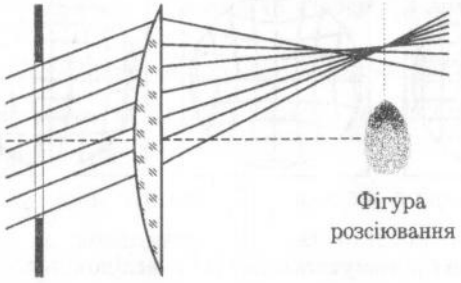
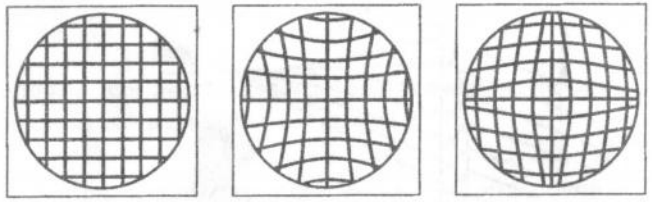


Рис. 13. Формування коми

У випадку мікроскопів, де для досягнення високої роздільної здатності використовують пучки максимальної апертури, отримання *апланатичного* зображення, тобто усунунення сферичної аберації та коми, є найактуальнішим. У скляних оптичних системах кома виправляється разом зі сферичною аберацією підбором лінз. У системах з виправленою сферичною аберацією кома буде відсутня, якщо для них справджується *умова синусів Аббе.*

Дисторсія

Дисторсія відрізняється від решти аберацій тим, що її вплив на зображення полягає не у погіршенні різкості зображення, а у викривленні його геометричних розмірів. Причина ж її виникнення полягає в тому, що поперечне лінійне збільшення для різних ділянок площини зображень неоднакове і залежить від кута між віссю пучка та оптичною віссю лінзи. Отже, відношення тангенсів кутів поля зору та поля зображень не є константою для всіх точок поля зображень. У випадку дисторсії будь-які прямі з площини предмета, що проходять через оптичну вісь, будуть зображені теж прямими, решта ж — ні. Якщо лінійне збільшення при віддаленні від оптичної осі зростає, тобто збільшення на краю поля більше ніж у центрі, то дисторсія буде подушкоподібною (додатною). У реальних системах трапляється й бочкоподібна дисторсія, в цьому випадку збільшення на краю поля менше, ніж в центральній частині.



а б в

Рис. 14. Спотворення прямокутної сітки (а) внаслідок дисторсії: (б) – додатна (подушкоподібна) дисторсія, (в) – від'ємна (бочкоподібна) дисторсія

Суттєвим чинником виникнення дисторсії є діафрагмування світлового пучка. Якщо діафрагма розміщена перед лінзою, то квадрат буде зображатись "бочкою", а якщо після — "подушкою". Очевидно, що система із двох лінз та розміщеної між ними діафрагми усуває цей тип аберації.

Оскільки постійність збільшення по усьому полю, незалежно від величини і форми предмета, носить назву ортоскопії, то позбавлені дисторсії оптичні системи є *ортоскопічними*.

Хід роботи

Перед початком роботи оптичну систему слід відцентрувати, встановивши центри оптичних поверхонь та діафрагм на однаковій висоті щодо оптичної лави.

- Вправа 1. *Визначення сферичної аберації лінз.*

  1. Встановлюємо в оправу освітлювача діафрагму (скляна пластинка з двома концентричними отворами-щілинами) та червоний світлофільтр.
  2. Пересуваючи екран і збирну лінзу, добиваємось чіткого зображення внутрішнього кола (помічаємо покази шкали екрана).
  3. Рухаючи екран по шкалі, добиваємось чіткого зображення зовнішнього кільця.
  4. Знаходимо величину поздовжньої сферичної аберації δS.

- Вправа 2. *Вивчення хроматичної аберації лінз.*

  1. Встановлюємо в оправу освітлювача діафрагму (з хрестиком) і освітлюємо її, встановлюючи перед джерелом світла різні світлофільтри.
  2. Добиваємось чіткого (без ореола) зображення хрестика на екрані та, вимірявши відстань між лінзою й екраном, обчислюємо f.
  3. Міняючи світлофільтри і щоразу фокусуючи систему, підраховуємо f.
  4. Будуємо графік залежності $f = f(\lambda)$; орієнтовно вважаючи, що червоне світло має λ=650 нм; зелене світло має λ=550 нм; синє світло має λ=450 нм;

- Вправа 3. *Вивчення астигматизму.*

  1. Встановлюємо в оправу освітлювача червоний фільтр і діафрагму з малою металічною сіткою.

2. Переміщуючи екран, одержуємо чітке зображення.
3. Повертаємо лінзу навколо вертикальної осі на кут $\sim 20°$.
4. Пересуваючи екран у бік лінзи, спостерігаємо за зміною зображення. У звіті пояснюємо спостережувану картину.

- Вправа 4. *Спостереження коми.*

1. Вставляємо в оправу освітлювача діафрагму з малим отвором і червоний фільтр.
2. Одержуємо на екрані чітке центральне зображення точки.
3. Підіймаємо на максимальну висоту лінзу та екран, і, фокусуючи систему, спостерігаємо зображення, спотворене аберацією коми. Зарисовуємо це зображення у звіті.

- Вправа 5. *Спостереження дисторсії.*

1. Вставляємо в оправу освітлювача діафрагму з металевою сіткою.
2. Пересуваючи лінзу, добиваємось чіткого зображення сітки і зарисовуємо його.

Рекомендована література

1. М. І. Білий, А. Ф. Скубенко. *Загальна фізика. Оптика.* Київ: Вища школа, 1987. – С. 192–199.
2. І. М. Кучерук, В. П. Дущенко. *Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика.* Київ: Вища школа, 1991. – С. 145–155.
3. Г. С. Ландсберг. *Оптика.* Москва: Наука, 1976. – С. 301–318.
4. Б. Н. Бегунов, Н. П. Заказнов. *Теория оптических систем.* Москва: Машиностроение, 1973. – С. 130–169.
5. Е. И. Бутиков. *Оптика.* Москва: Высшая школа, 1986. – С. 337–360.

---

6. Є. І. Сірий, *Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика.* Київ: Вища школа, 1972. – С. 37–42.
7. *Лабораторный практикум по физике.* Под ред. А. С. Ахматова. Москва: Высшая школа, 1980. – С. 224–229.
8. *Физический практикум. Электричество и оптика.* Под ред. В. И. Ивероновой. Москва: Наука, 1968. – С.419–425.
9. *Загальна фізика. Лабораторний практикум.* За заг. ред. І. І. Горбачука. Київ: Вища школа, 1992. – С. 420–424.

Лабораторна робота 3

Вивчення зорової труби та мікроскопа. Визначення показника заломлювання твердих тіл за допомогою мікроскопа

Завдання до роботи: ознайомлення з будовою зорової труби і мікроскопа та визначення показника заломлювання прозорих препаратів.

Прилади: зорова труба, мікроскопи, набір зразків, освітлювач, шкали та об'єкт–мікрометри.

Теоретичний вступ

Людське око не розрізняє предметів, якщо кут зору, під яким їх розглядають, менший від $1'$. Це кут, під яким видно відрізок завдовжки 0.05 мм на віддалі 25 см, тобто на відстані найкращого зору нормального ока. *Кутом зору* α називається кут між променями, що потрапляють в око від крайніх точок предмета y (рис. 15). Величину α можна знайти із співвідношення

$$\mathrm{tg}\alpha = \frac{y}{a},$$

де a – відстань від предмета до ока.

Значного збільшення кута зору досягають за допомогою оптичних приладів. За своїм призначенням оптичні прилади поділяються на: 1) прилади, призначені для розгляду дрібних предметів (лупа, мікроскоп); ці прилади, збільшуючи кут зору, немовби збільшують предмети, які ми розглядаємо; 2) прилади, призначені для розгляду віддалених предметів (зорова труба, бінокль, телескоп); ці прилади немовби наближають предмети. Відношення тан-

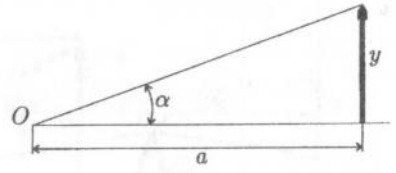


Рис. 15. Визначення кута зору

генсів кутів зору, під якими видно зображення і предмет, називають збільшенням оптичного приладу. При цьому у випадку мікроскопа вважають, що при безпосередньому спостереженні відстань між об'єктом і оком дорівнює відстані найкращого зору нормального ока; у випадку зорової труби завжди припускається, що відстань між об'єктом і спостерігачем значно перевищує фокусну відстань об'єктива.

Зорова труба належить до астрономічних приладів, призначених для розгляду дуже віддалених предметів. Вона складається з об'єктива і окуляра. В зорових трубах об'єктив і окуляр розміщені так, що задній фокус об'єктива приблизно збігається з переднім фокусом окуляра. Об'єктив (завжди довгофокусний) дає дійсне зменшене і обернене зображення A предмета у своїй задній фокальній площині; це зображення є предметом для окуляра, який діє як лупа. Уявне зображення B, утворене окуляром, розташовується на деякій віддалі d від окуляра. Наводячи зорову трубу на різкість, спостерігач автоматично встановлює таку віддаль d, яка є зручною для акомодації ока. Уважається, що людське око акомодоване на безмежність ($d = \infty$), а отже, й уявне зображення B розміщується на безмежності.

Об'єктив зорової труби є завжди збирною системою. Окуляром в астрономічній зоровій трубі (трубі Кеплера) є додатна лінза, причому відстань між об'єктивом і окуляром дорівнює сумі їх фокусних відстаней. Така система дає перевернуте зображення об'єкта.

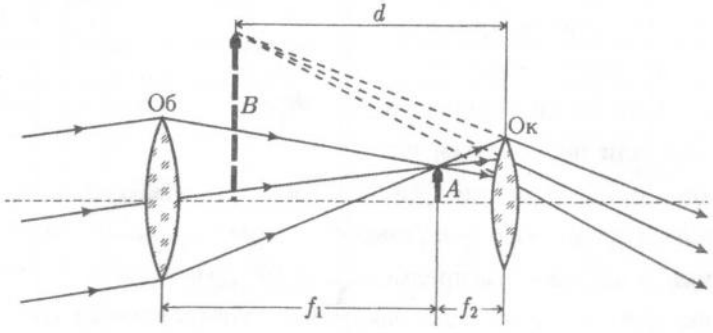


Рис. 16. Хід променів в астрономічній зоровій трубі

У зоровій трубі Галілея є розсівний окуляр, і відстань між об'єктивом та окуляром дорівнює різниці їх фокусних відстаней. Труба Галілея дає пряме зображення об'єкта.

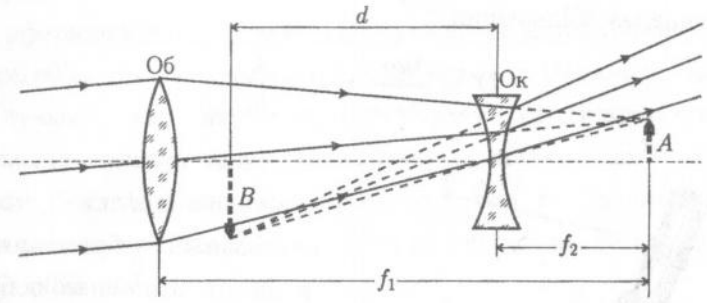


Рис. 17. Хід променів в галілеєвій (земній) зоровій трубі

Для зорової труби (як і для інших оптичних приладів) розрізняють два види збільшення: лінійне і кутове. Лінійне збільшення дорівнює відношенню лінійних розмірів зображення до лінійних розмірів предмета. Кутове збільшення дорівнює відношенню тангенса кута зору, під яким видно зображення предмета у зоровій трубі, до тангенса кута, під яким видно предмет неозброєним оком.

Зорові труби, які застосовуються у фізичних лабораторіях, належать до числа труб Кеплера. Збільшення зорової труби наближено можна знайти так. Нехай l_0 – розмір предмета, що знаходиться на відстані d_0 від ока O спостерігача, l – зображення предмета утворене у трубі, яке знаходиться на відстані d від ока O, α_0 і α – відповідні кути зору.

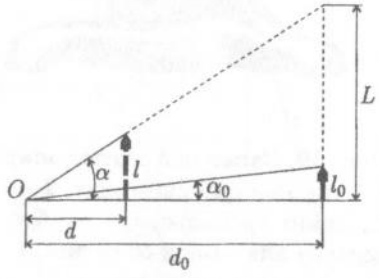


Рис. 18. Визначення збільшення зорової труби

За визначенням збільшення:

$$D = \frac{\operatorname{tg}\alpha}{\operatorname{tg}\alpha_0} = \frac{l d_0}{l_0 d}. \qquad (1)$$

Спроектуємо зображення l на площину предмета так, щоб всі точки зображення перемістились вздовж променів, які з'єднують їх з оком спостерігача. Спроектоване таким чином зображення матиме розмір L. У цьому випадку збільшення:

$$D' = \frac{\mathrm{tg}\alpha}{\mathrm{tg}\alpha_0} = D = \frac{L}{l_0}. \qquad (2)$$

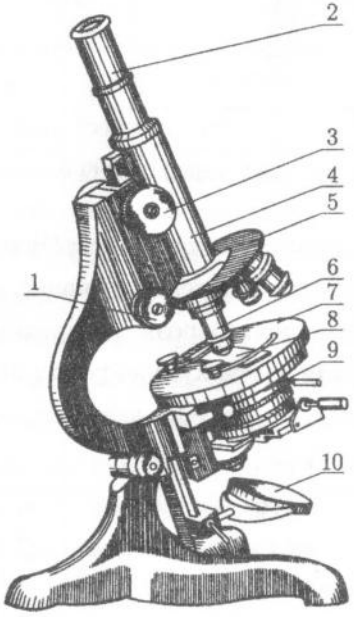


Рис. 19. Загальний вигляд мікроскопа: 1 – мікрометричний гвинт, 2 – окуляр, 3 – гвинт кремальєри, 4 – тубус, 5 – револьвер для заміни об'єктива, 6 – об'єктив, 7 – предметний столик, 8 – предмет, 9 – конденсор, 10 – дзеркало

Якщо предмет є шкалою з довжиною поділки l_0, то, спроектувавши її зображення на цю ж шкалу, отримаємо зображення з довжиною поділки L, причому $L > l_0$. Якщо тепер вибрати такий відрізок шкали, щоб на ньому помістились n поділок предмета і N поділок зображення, де n і N - цілі числа і $n>N$, то можна записати

$$nl_0 = NL, \qquad (3)$$

і відповідно,

$$D = \frac{L}{l_0} = \frac{n}{N}. \qquad (4)$$

Щоб мати великі збільшення малих предметів, застосовують мікроскоп. Мікроскоп — це комбінація оптичних систем — об'єктива і окуляра, розміщених на значній відстані. Малий об'єкт розміщують біля фокуса об'єктива, що дає його збільшене уявне зображення, яке розглядають крізь окуляр, розташований так, щоб збільшене дійсне зображення утворювалось на відстані найкращого зору. Для формування широкого пучка світла,

що надходить від предмета до об'єктива, використовують спеціальний освітлювальний пристрій — конденсор, фокус якого лежить у площині предмета. Об'єктив мікроскопа повинен задовольняти *умови апланатизму* для точок предмета поблизу фокуса (бути виправленим від похибок сферичної аберації та коми) і бути добре ахроматизованим. Високоякісні об'єктиви складаються з декількох лінз. Окуляр працює з вузькими пучками, але доводиться мати справу і з похилими, тому в окулярі прагнуть виправити астигматичну кривизну поля і хроматичну аберацію. Об'єктив і окуляр мікроскопа змінні, так що можна застосовувати різні їх комбінації, пам'ятаючи при цьому, що деталі зображення формує об'єктив.

Розгляньмо хід променів у мікроскопі (рис. 20). Світло лампи падає на дзеркало S і, відбиваючись від нього, потрапляє в конденсор K. Виходячи з нього, промені сильно збіжним пучком потрапляють на об'єкт MN, який знаходиться поблизу фокуса конденсора. Промені, пройшовши крізь об'єктив, слабко збіжним пучком йдуть до окуляра і повинні би дати в площині L_1 збільшене обернене зображення M_1N_1. Однак на їх шляху знаходиться збирна лінза окуляра, заломлюючись в якій, промені сходяться дещо ближче до об'єктива в площині L_2 і дають зобра-

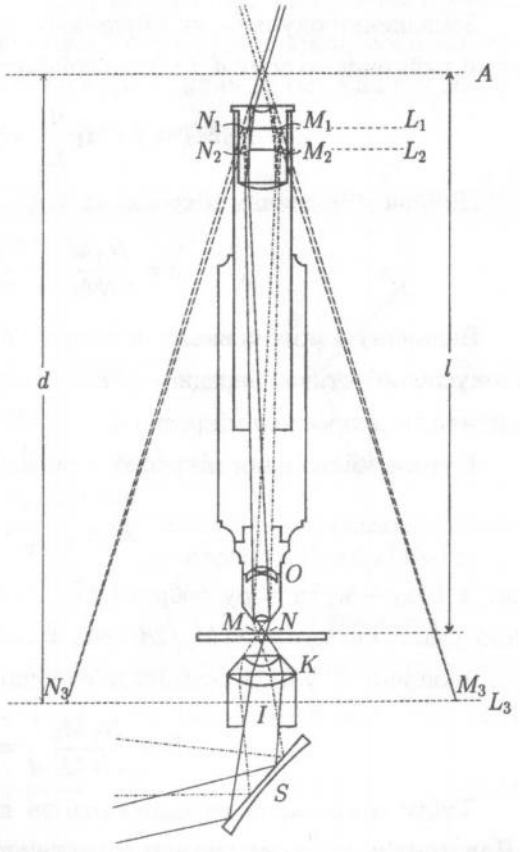


Рис. 20. Хід променів в мікроскопі

ження M_2N_2. Дія верхньої лінзи зводиться до дії простої лупи. Тому замість зображення M_2N_2, дістанемо уявне обернене збільшене зображення M_3N_3, що лежить в площині L_3. Звичайно ця площина встановлюється на відстані найкращого зору.

Збільшення мікроскопа дорівнює добутку збільшень об'єктива і окуляра. Величина зображення N_1M_1 виражається формулою

$$N_1M_1 = \frac{NM \cdot \delta}{f_1}, \tag{5}$$

де f_1 – фокусна відстань об'єктива, а δ – відстань від зображення до центру об'єктива.

Збільшення окуляра, як і будь-якої лупи, дорівнює відношенню відстані найкращого зору d до головної фокусної відстані f_2 окуляра. Тоді

$$N_3M_3 = N_1M_1\frac{d}{f_2} = NM\frac{\delta d}{f_1 f_2}. \tag{6}$$

Лінійне збільшення мікроскопа буде

$$\omega = \frac{N_3M_3}{NM} = \frac{\delta d}{f_1 f_2}. \tag{7}$$

Величину δ можна вважати такою, що дорівнює відстані між заднім фокусом об'єктива і переднім фокусом окуляра; ця відстань називається оптичною довжиною мікроскопа.

Кутове збільшення мікроскопа визначається формулою

$$D = \frac{\mathrm{tg}\alpha}{\mathrm{tg}\alpha_0}, \tag{8}$$

де α і α_0 – кути зору зображення N_3M_3 і предмета NM. Із рис. 20 зрозуміло, що $\mathrm{tg}\alpha = N_3M_3/2d$, $\mathrm{tg}\alpha_0 = NM/2l$, де l – відстань від об'єкта до площини A, у якій розміщене око спостерігача. Отже,

$$D = \frac{N_3M_3}{NM}\frac{l}{d} = \omega\frac{l}{d}. \tag{9}$$

Тубус мікроскопа переміщують за допомогою гвинта кремальєри. Для точнішого фокусування мікроскопа існує мікрометричний гвинт, один оберт якого відповідає 100 поділкам. Ціна поділки — 0.001 мм.

Визначення показника заломлювання твердих тіл за допомогою мікроскопа

При проходженні світла крізь межу двох прозорих середовищ падаючий промінь розділяється на два — відбитий і заломлений, напрямки яких визначаються законами відбивання та заломлювання світла.

Закон відбивання полягає в тому, що відбитий промінь лежить в одній площині з падаючим променем і перпендикуляром до межі розділу середовищ у точці падіння. Кут відбивання дорівнює куту падіння:

$$i' = i. \tag{10}$$

Закон заломлювання світла формулюється так: заломлений промінь лежить в одній площині з падаючим і перпендикуляром, поставленим у точці падіння. Відношення синуса кута падіння до синуса кута заломлювання є величина стала для даних середовищ:

$$n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}. \tag{11}$$

Величина n_{21} — це ***відносний показник заломлювання*** другого середовища щодо першого. Показник заломлювання середовища по відношенню до вакууму називається *абсолютним показником заломлювання* цього середовища. Абсолютний показник заломлювання середовища показує у скільки разів швидкість світла у вакуумі більша за фазову швидкість світла у середовищі, тобто $n = c/v$. Аналогічно відносний показник заломлювання світла визначається відношенням фазових швидкостей світла v_1 і v_2, відповідно в першому і другому середовищах, тобто

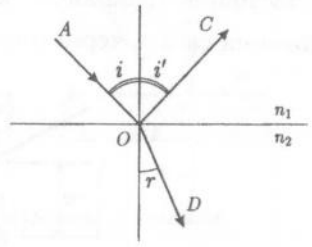


Рис. 21. Проходження променів крізь межу двох середовищ: AO — падаючий, OC — відбитий, OD — заломлений

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{12}$$

Таким чином, відносний показник заломлювання двох середовищ дорівнює відношенню їх абсолютних показників заломлювання.

Використовуючи співвідношення (12), закон заломлювання світла (11) можемо переписати у вигляді:

$$n_1 \sin i = n_2 \sin r. \tag{13}$$

При переході світла з середовища оптично більш густого (з більшим показником заломлювання) в оптично менш густе кут заломлювання збільшується.

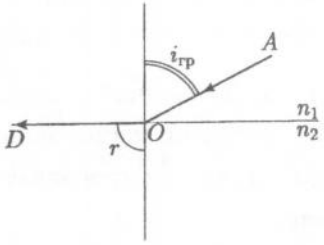


Рис. 22. До визначення закону заломлювання світла

Збільшення кута падіння i супроводжується швидким збільшенням кута заломлення r, і при досягненні значення кута падіння $i_{гр} = \arcsin(n_{21})$ кут r дорівнює $\pi/2$ (рис. 22). Такий кут падіння називається граничним кутом. При кутах падіння $i \geq i_{гр}$ заломлений промінь відсутній і світло повністю відбивається.

Застосуємо закони заломлювання і відбивання світла для опису проходження світла через плоскопаралельну пластинку (рис. 23).

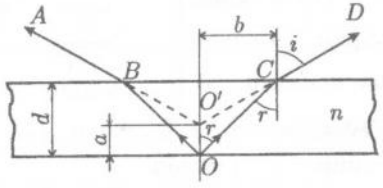


Рис. 23. Проходження світла крізь плоскопаралельну пластинку

Дивлячись зверху, точку O ми побачимо на перетині продовжених променів AB та CD (точка O'), тобто вона здається розміщеною ближче на величину $a = OO'$. Знайдемо зв'язок між показником заломлювання пластинки, її товщиною та величиною a. З рис. 23 маємо

$$\frac{d}{b} = \operatorname{ctg} r, \tag{14}$$

$$\frac{b}{d-a} = \operatorname{tg} i. \tag{15}$$

Перемноживши вирази (14) та (15), одержимо:

$$\frac{d}{d-a} = \frac{\sin i \cos r}{\sin r \cos i}. \tag{16}$$

Враховуючи, що $\sin i / \sin r = n$, перепишемо (16) у вигляді

$$\frac{d}{d-a} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}}, \tag{17}$$

звідки при $i \to 0$ одержимо:

$$\frac{d}{d-a} = n. \tag{18}$$

Отже, при спостереженні вертикально зверху показник заломлювання дорівнює товщині пластинки, поділеній на уявну товщину. Ця закономірність лежить в основі визначення показника заломлювання з допомогою мікроскопа. Її слід враховувати також, обчислюючи положення фокусів, при появі на шляху променів конденсорів, вікон тощо.

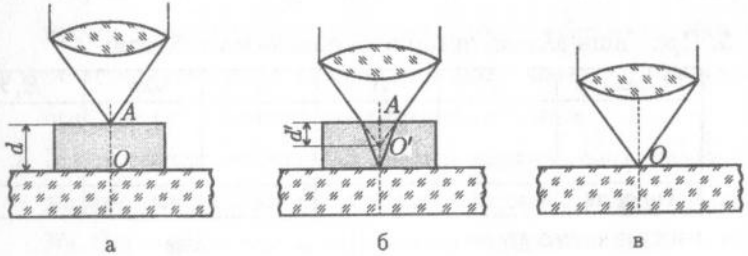


Рис. 24. Метод знаходження показника заломлювання

У цій роботі треба визначити показник заломлювання зразка, який кладуть на скляну пластинку. Щоб визначити показник заломлювання за формулою (18), треба знати реальну d і уявну d' товщини зразка. Для цього сфокусуємо мікроскоп на верхню грань зразка (рис. 24, а). Мікрометричний гвинт ставимо на нуль; щоб побачити точку O, треба перемістити тубус мікроскопа не на віддаль $AO = d$, а на $AO' = d'$, де d' — уявна товщина кристала (рис. 24, б). Щоб знайти товщину зразка d, треба сфокусувати мікроскоп на верхню поверхню предметної скляної пластинки, усунувши з поля зору досліджуваний зразок (рис. 24, в).

Хід роботи

- Вправа 1. *Визначення збільшення зорової труби.*

1. Наводимо трубу на віддалену лінійку і фокусуємо зображення.
2. Дивлячись на лінійку без труби, обережно підводимо праве око до окуляра сфокусованої труби (не гублячи з поля зору лінійку, яку ми бачимо весь час лівим оком). Після деякого тренування бачимо одночасно лінійку і її зображення в трубі, які будуть накладатись.
3. Визначаємо число поділок лінійки n, яке покривається деяким числом поділок N, що спостерігаються у трубі.
4. Збільшення зорової труби обчислюємо за формулою:

$$g = \frac{n}{N}. \tag{19}$$

5. Провівши кілька вимірів, заповнюємо таблицю

№ виміру	n	N	g	Δg	$E, \%$
1. ⋮					
середнє	—	—			—

і визначаємо g:

$$g = g_{\text{сер}} \pm \Delta g_{\text{сер}}. \tag{20}$$

- Вправа 2. *Визначення поля зору труби.*

1. Для визначення поля зору труби її фокусують на віддалену лінійку і визначають, скільки поділок лінійки n видно в трубу.
2. Заміряємо віддаль L від об'єктива труби до лінійки.
3. Поле зору оптичної труби визначається (в градусах) за формулою:

$$a = 57.3\frac{nC}{L}, \tag{21}$$

де C – ціна поділки лінійки.

- Вправа 3. *Визначення збільшення мікроскопа.*

Для визначення збільшення мікроскопа D достатньо порівняти величину зображення з яким-небудь іншим предметом, відношення величини якого до величини об'єкта нам точно відомо. Вимірювання проводиться наступним чином.

1. Встановивши довжину тубуса рівною 160 мм, на столик мікроскопа кладемо об'єктний мікрометр – скляну пластинку з нанесеною на неї шкалою з поділками через 0.001 мм. Збоку від мікроскопа на відстані найкращого зору (25 см для нормального ока) від його осі, ставимо додаткову міліметрову вертикальну шкалу. На окуляр мікроскопа ставимо нахилене під кутом 45° до осі приладу напівпрозоре дзеркальце і встановлюємо його так, щоб одночасно бачити у мікроскопі зображення об'єктного мікрометра і вертикальну шкалу. При цьому для вирівнювання освітленості зображень обох шкал рекомендуємо користуватись діафрагмою конденсора або зміною нахилу дзеркала предметного столика.
2. Відраховуємо число цілих поділок вертикальної шкали N_1, що збігаються з цілим числом поділок зображення мікрометра N_2. Оскільки відношення довжин поділок шкали і мікрометра дорівнює 1000, то

$$D = 1000\frac{N_1}{N_2}. \tag{22}$$

3. Знаючи D, за формулою (9) знаходимо лінійне збільшення ω.

- Вправа 4. *Визначення показника заломлювання твердих тіл за допомогою мікроскопа.*

1. Вмикаємо освітлювач. За допомогою дзеркала добиваємось доброї освітленості поля зору.
2. На столик мікроскопа кладемо предметне скло, а на нього зразок так, щоб він потрапив у поле зору. Для полегшення

фокусування на кожну з поверхонь зразка можна нанести певного кольору смужку.

3. За допомогою гвинта опускаємо тубус мікроскопа і фокусуємо мікроскоп на верхню грань зразка, добиваючись чіткого зображення смужки. При цьому мікрометричний гвинт встановлюємо на нуль.
4. Обертаючи мікрометричний гвинт проти руху годинникової стрілки, опускаємо тубус і фокусуємо мікроскоп на нижню грань зразка. Рахуємо кількість цілих обертів мікрометричного гвинта. Соті і тисячні долі відраховуємо за рухом годинникової стрілки. Одержуємо величину d'.
5. Знявши з предметного столика зразок, фокусуємо мікроскоп на верхню поверхню скляної пластинки. Одержуємо d.
6. Показник заломлювання досліджуваного зразка обчислюємо за формулою $n = d/d'$.
7. Вимірювання проводимо декілька разів і результати заносимо в таблицю.
8. Обчислюємо абсолютну та відносну похибки експерименту.

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 318–336.
2. М. І. Білий, А. Ф. Скубенко. *Загальна фізика. Оптика*. Київ: Вища школа, 1987. – С. 204–210.
3. І. М. Кучерук, В. П. Дущенко. *Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика*. Київ: Вища школа, 1991. – С. 155–164.
4. Е. И. Бутиков. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1986. – С. 361–377.
5. Г. Е. Скворцов, В. А. Панов, Н. И. Поляков, Л. А Федин. *Микроскопы*. Ленинград: Машиностроение, 1969): С. 8–37.

---

6. *Загальна фізика. Лабораторний практикум*. За заг. ред. І. І. Горбачука. Київ: Вища школа, 1992. – С. 405–415.
7. А. В. Кортнев, Ю. В. Рублев, А. И. Куценко. *Практикум по физике*. Москва: Высшая школа, 1965. – С. 344–353.
8. Є. І. Сірий, *Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика*. Київ: Вища школа, 1972. – С. 19–27, С. 63–67.
9. *Лабораторные занятия по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1983. – С. 392–399.

Лабораторна робота 4

Визначення показника заломлювання, дисперсії та роздільної здатності призми за допомогою гоніометра

Завдання до роботи: вивчити гоніометр, провести вимірювання основних характеристик скляної призми.

Прилади: гоніометр Г-5, скляна призма, меркурієва (ртутна) лампа з блоком живлення.

Теоретичний вступ

Світло — це електромагнітні хвилі малої довжини. Вплив речовини на поширення світла обумовлений його взаємодією з атомами і молекулами, з яких речовина побудована. Ця взаємодія спричиняє зміну швидкості поширення світла v у речовині, яка пов'язана з її показником заломлювання n та швидкістю світла у вакуумі c співвідношенням:

$$v = \frac{c}{n}. \tag{1}$$

За електромагнітною теорією Максвелла

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}}, \tag{2}$$

де ε — діелектрична стала; μ — магнітна проникність. Використовуючи (1) і (2) та значення ε і μ, отримані на основі електро- та магнітостатичних вимірювань, для води отримаємо n=9. Насправді ε і μ сильно залежать від довжини хвилі і для видимого світла n=1.3.

Світло різних довжин хвиль заломлюється неоднаково на межі двох прозорих речовин. *Дисперсія світла* — це залежність показника заломлювання речовини від довжини світлової хвилі λ:

$$n = f(\lambda). \tag{3}$$

Дисперсією речовини називається величина, що визначає швидкість зміни показника заломлювання з довжиною хвилі. Якщо двом довжинам хвиль λ_1 і λ_2 відповідають значення показників заломлювання n_1 і n_2, то середню дисперсію речовини $\bar{\nu}$ на проміжку довжин хвиль від λ_1 до λ_2 визначає відношення:

$$\bar{\nu} = \frac{n_2 - n_1}{\lambda_2 - \lambda_1} = \frac{\Delta n}{\Delta \lambda}. \tag{4}$$

Значення дисперсії речовини ν поблизу даної довжини хвилі отримаємо, коли перейдемо в границі до нескінченно малого інтервалу довжин хвиль:

$$\nu = \frac{dn}{d\lambda} = \frac{d}{d\lambda} f(\lambda). \tag{5}$$

Для всіх прозорих речовин показник заломлювання монотонно зростає зі зменшенням довжини хвилі λ. Це відповідає відомому фактові, що в прозорих речовинах фіолетові промені заломлюються сильніше від зелених, а зелені – сильніше від червоних. Різна здатність до заломлення променів різного кольору дає змогу розкласти складне світло на монохроматичні складові. Такий дослід вперше проробив 1672 р. І. Ньютон.

Функція (3) наближено може бути зображена емпіричним виразом:

$$n = A + \frac{B}{\lambda^2}, \tag{6}$$

де A та B — постійні. У цьому випадку дисперсія речовини:

$$\nu = \frac{dn}{d\lambda} = -\frac{2B}{\lambda^3}. \tag{7}$$

Квадрат показника заломлювання n^2 для газів визначається дисперсійною формулою

$$n^2 = 1 + \frac{B_1 \lambda^2}{\lambda^2 - \lambda_1^2} + \frac{B_2 \lambda^2}{\lambda_1^2 - \lambda_2^2} + \cdots, \tag{8}$$

де B_1, B_2 – постійні; λ_1 та λ_2 – довжини хвиль ліній поглинання. Формула (8) з певними застереженнями справедлива й для речовин у конденсованому стані.

Обмежившись двома членами у (8), отримаємо складну залежність $(n^2 - 1)$ від довжини хвилі λ, зображену на рис. 25.

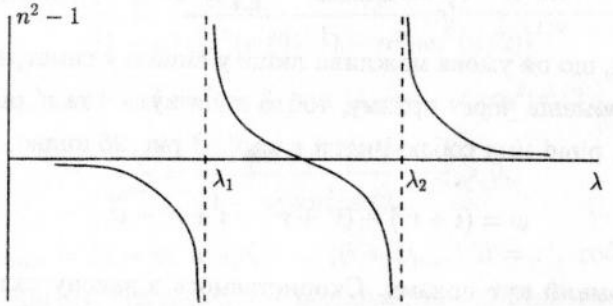


Рис. 25. Залежність величини $(n^2 - 1)$ від довжини хвилі λ поблизу двох ліній поглинання λ_1 та λ_2

Область монотонної зміни показника заломлювання між двома лініями поглинання (λ_1 та λ_2) передає характер дисперсії прозорих речовин і має назву області нормальної дисперсії ($dn/d\lambda < 0$).

Заломлювання світла в призмі

Розгляньмо проходження світлового променя крізь призму.

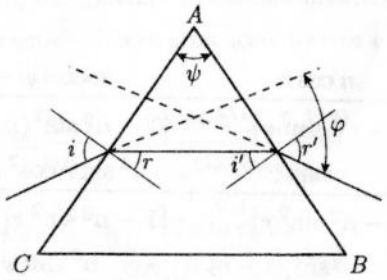


Рис. 26. Проходження світлового променя крізь призму

Під кутом відхилення φ розуміємо кут, утворений перетином продовжень променів, що падають на призму та виходять з неї (рис. 26).

Легко довести, що кут φ може набувати мінімальне значення при деякій величині кута заломлення r, тобто що

$$\frac{d\varphi}{dr} = 0 \quad \text{та} \quad \frac{d^2\varphi}{dr^2} > 0. \tag{9}$$

Виявляється, що ця умова можлива лише у випадку симетричного проходження променів через призму, тобто коли кути i та r' рівні між собою, а отже, рівні між собою і кути r та i'. З рис. 26 видно, що

$$\varphi = (i + r') - (i' + r) = i + r' - \psi, \tag{10}$$

де ψ — заломний кут призми. Скористаємось з закону заломлювання для визначення кутів i та r':

$$\sin i = n \sin r; \qquad \sin r' = n \sin i' = n \sin(\psi - r), \tag{11}$$

звідки

$$i = \arcsin[n \sin r]; \qquad r' = \arcsin[n \sin(\psi - r)]. \tag{12}$$

Підставивши ці значення в рівняння для кута φ, отримуємо:

$$\varphi = \arcsin[n \sin r] + \arcsin[n \sin(\psi - r)] - \psi, \tag{13}$$

звідки

$$\frac{d\varphi}{dr} = \frac{n \cos r}{\left[1 - n^2 \sin^2 r\right]^{1/2}} - \frac{n \cos(\psi - r)}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi - r)\right]^{1/2}}; \tag{14}$$

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} = \frac{-n \sin r}{\left[1 - n^2 \sin^2 r\right]^{1/2}} + \frac{n^3 \sin r \cos^2 r}{\left[1 - n^2 \sin^2 r\right]^{3/2}} - \frac{n \sin(\psi - r)}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi - r)\right]^{1/2}} + \frac{n^3 \sin(\psi - r) \cos^2(\psi - r)}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi - r)\right]^{3/2}}. \tag{15}$$

Якщо $i = r'$; $r = i'$, то $r = \psi/2$. При цьому значенні кута r кут φ справді набуває екстремального значення, тому що при $r = \psi/2$ похідна $d\varphi/dr = 0$.

Якщо підставимо значення $r = \psi/2$ у рівняння (15), то матимемо:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} = \frac{-2n \sin(\psi/2)}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right]^{1/2}} + \frac{2n^3 \sin(\psi/2) \cos^2(\psi/2)}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right]^{3/2}} = \frac{2n^3 \sin(\psi/2) \cos^2(\psi/2) - 2n \sin(\psi/2) \left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right]}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right] \left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right]^{1/2}}. \tag{16}$$

Замінивши вираз $\left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right]$ на $\left[1 - n^2 + n^2 \cos^2(\psi/2)\right]$, дістанемо:

$$\frac{d^2\varphi}{dr^2} = \frac{2n \sin(\psi/2)(n^2 - 1)}{\left[1 - n^2 \sin^2(\psi/2)\right]^{3/2}} > 0. \tag{17}$$

Отже, $\varphi_{min} = 2i - \psi$, а кут $i = (\psi + \varphi_{min})/2 = r'$, тобто хід променів через призму, яка перебуває в положенні найменшого відхилення, справді є симетричним, всередині ж призми промені йдуть вздовж нормалі до бісектриси заломлюючого кута призми.

Розгляньмо спектральні характеристики призми, до яких належать кутова дисперсія та роздільна здатність. Під *кутовою дисперсією призми* розуміють величину зміни кута відхилення при зміні довжини хвилі. Тоді, маючи на увазі, що $n = f(\lambda)$, дістанемо:

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{d\varphi}{dn} \frac{dn}{d\lambda}, \tag{18}$$

де величина $dn/d\lambda$ — дисперсія речовини призми. Величину $d\varphi/d\lambda$ визначимо для випадку проходження променів поблизу кута найменшого відхилення, використавши зв'язок між цим кутом і показником заломлювання:

$$n = \frac{\sin i}{\sin r} = \frac{\sin([\psi + \varphi_{min}]/2)}{\sin(\psi/2)}, \tag{19}$$

$$\frac{\partial \varphi_{min}}{\partial n} = \frac{2 \sin(\psi/2)}{\cos([\psi + \varphi_{min}]/2)}, \tag{20}$$

але оскільки $\sin([\psi + \varphi_{min}]/2) = n \sin(\psi/2)$, то

$$\frac{\partial \varphi_{min}}{\partial n} = \frac{2 \sin(\psi/2)}{\sqrt{1 - n^2 \sin^2(\psi/2)}}, \tag{21}$$

і, отже,

$$\frac{d\varphi}{d\lambda} = \frac{2\sin(\psi/2)}{\sqrt{1-n^2\sin^2(\psi/2)}}\frac{dn}{d\lambda}. \tag{22}$$

Роздільна здатність призми визначається як співвідношення

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda} = t\frac{dn}{d\lambda}, \tag{23}$$

де $t = BC$ — основа призми. Формула (23) передбачає, що вхідна грань призми повністю освітлена, тобто діючий відрізок BC є максимальним.

Опис приладу

Юстування гоніометра

Юстування гоніометра полягає в установленні (див. рис. 27) зорової труби 9 на безмежність, установленні осі труби 9 перпендикулярно до осі обертання столика 24 приладу, установленні коліматора на паралельний пучок променів та встановленні призми. Попередньо, обертаючи установочні гвинти 30 під основою 18, гоніометр виставляють горизонтально за рівнем 27.

1. *Установка зорової труби на безмежність.* Встановлюють приблизно ("на око") столик 24 та трубу 9 горизонтально. Наближене встановлення зорової труби 9 на безмежність виконують з допомогою фокусуючого маховика 22. Для цього суміщають мітку "0"на шкалі 8 з міткою "∞". Вмикають підсвітку окуляра 20 і наводять його на різку видимість сітки-хреста.

   Ставлять на столик спеціальну плоскопаралельну пластину, перпендикулярно до лінії, що сполучає два установочні гвинти 7 та 26 нахилу столика 24. Обертають столик 24 та змінюють нахил труби 9 (або столика) до появи в окулярі відбитого променя від передньої грані пластинки. Якщо відбите зображення хреста розпливчате, то його фокусують за допомогою маховика 22. Чітке зображення світлового хреста свідчить про установку труби на безмежність.

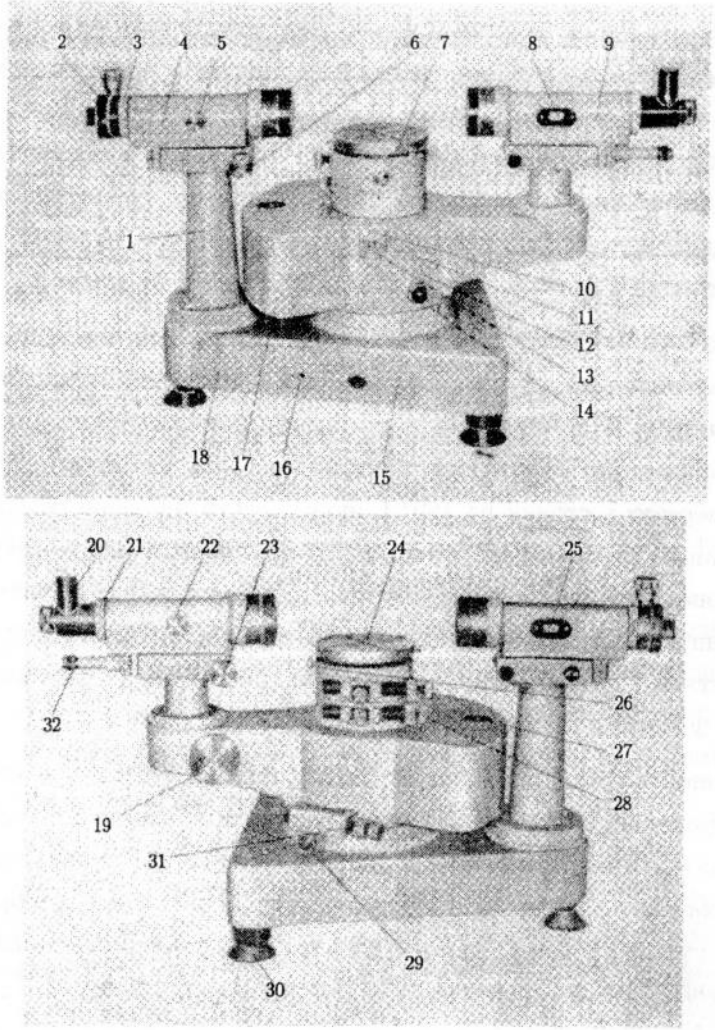


Рис. 27. Загальний вигляд гоніометра: 1 – стійка коліматора; 2 – щілина; 3 – кільце; 4 – коліматор; 5 – маховик; 6 – юстувальний гвинт; 7 – гвинт нахилу столика; 8 – шкала; 9 – зорова труба; 10, 11 – важелі; 12 – алідада; 13 – механізм сполучення лімба з алідадою; 14 – маховик; 15 – загальний вимикач; 16 – перемикач зчеплення шкали; 17 – підсвітка; 18 – основа; 19 – маховичок оптичного мікрометра; 20 – автоколімаційний окуляр-куб; 21 – кільце; 22 – маховик фокусування труби; 23 – юстувальний гвинт; 24 – столик; 25 – шкала установки на безмежність; 26 – гвинт нахилу столика; 27 – рівень; 28 – мікрометричний гвинт лімба; 29 – гвинт алідади (для фіксування); 30 – підйомний гвинт; 31 – мікрометричний гвинт алідади; 32 – відліковий мікроскоп

2. *Установлення осі зорової труби перпендикулярно до осі обертання столика.* Обертаючи столик 24 з пластинкою і нахиляючи його або трубу, суміщають хрест окуляра з його світлим зображенням. Потім розвертають столик 24 на 180° і "ловлять" відбитий промінь від другої грані пластинки. Згаданого вище суміщення хрестів, взагалі кажучи, не буде. Добиваються такого суміщення, обертаючи один з гвинтів нахилу (7 або 26) і гвинт 22 труби 9.

   Спочатку нахиляють столик 24 настільки, щоб відстань між горизонтальною рискою хреста та її зображенням зменшилась наполовину. Наступне повне суміщення горизонтальної риски з її зображенням отримують, нахиляючи трубу 9. Після цього знову повертають столик на 180° і, якщо хрести ще дещо розходяться, суміщають їх тим же методом. Труба 9 вважається встановленою перпендикулярно до осі обертання столика, якщо відбите зображення хреста від обидвох граней плоскопаралельної пластики збігається з зображенням "окулярного хреста". Після цього пластинку знімають зі столика.

3. *Установлення коліматора.* Вхідна щілина повинна знаходитись у фокальній площині об'єктива коліматора. Для цього маховиком фокусування коліматора 5 суміщають мітки "0" і "∞"двох шкал у віконці 25. Потім освітлюють щілину 2 і знаходять її зображення в трубі 9. Не рухаючи гвинта 22 труби 9, з допомогою маховика 5 коліматора добиваються різкого зображення щілини 2.

   Для установки осі коліматора перпендикулярно до осі обертання столика попередньо зменшують вертикальний розмір щілини, переміщуючи пластинку з трикутним вирізом ("ластівчин хвіст"). Змінюючи нахил коліматора, добиваються того, щоб горизонтальна нитка хреста окуляра ділила щілину навпіл.

4. *Встановлення призми.* Призму потрібно встановити так, щоб її заломне ребро було паралельне до осі обертання столика 24 і перпендикулярним до труби 9. Для цього призму встановлюють на столику так, щоб вісь обертання одного з гвинтів нахилу столика 7 або 26 була перпендикулярна до однієї з заломних граней призми. Обертаючи столик 24, повертають грань призми до труби і, діючи гвинтом нахилу столика, суміщають відбите зображення хреста з самим хрестом (не рухаючи гвинтів труби). Потім повертають столик другою гранню призми до труби і для суміщення відбивання з хрестом обертають другий гвинт нахилу столика.

   Нарешті, знову повертають столик першою гранню призми до труби і усувають можливу незначну розбіжність, а потім перевіряють іншу грань.

Виміри горизонтального кута між нормалями до граней призми. Відліковий пристрій

Обертаючи столик 24 спочатку від руки, а потім (застопоривши його гвинтом) за допомогою гвинта 28, суміщаємо автоколімаційне зображення вертикального штриха хреста з вертикальним штрихом сітки окуляра. Ця операція називається автоколімаційним наведенням.

Тепер знімемо відлік A_1, використовуючи відліковий мікроскоп, поле зору якого зображено на рис. 28.

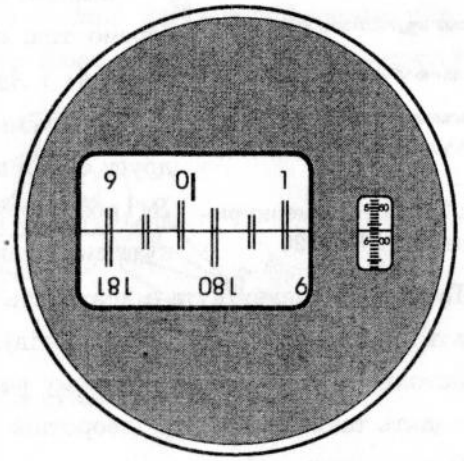


Рис. 28. Поле зору відлікового мікроскопа

У лівому вікні спостерігаються зображення діаметрально протилежних ділянок лімба та вертикальний індекс для відліку градусів і десятків хвилин, а в правому вікні — поділки шкали оптичного мікрометра та горизонтальний індекс для відліку хвилин та секунд.

Щоб зробити відлік по лімбу, потрібно повернути маховик 19 оптичного мікрометра (див. рис. 27) настільки, щоб верхні та нижні зображення штрихів лімба у лівому вікні точно сумістились.

Число градусів буде дорівнювати найближчій зліва до вертикального індекса цифрі ("0"на рис. 28). Число десятків хвилин дорівнює числу інтервалів, що розмістились між верхнім штрихом, який відповідає поліченому числу градусів, та нижнім штрихом, значення якого відрізняється від верхнього на 180°.

Число одиниць хвилин обраховується за шкалою мікрометра у правому вікні за лівою колонкою чисел.

Число десятків секунд — у тому ж вікні за правою колонкою чисел.

Число одиниць секунд дорівнює числу поділок між штрихами, що відповідають відліку десятків секунд, та нерухомим горизонтальним індексом. Положення, зображене на рис. 28, відповідає відліку $0°15'57''$.

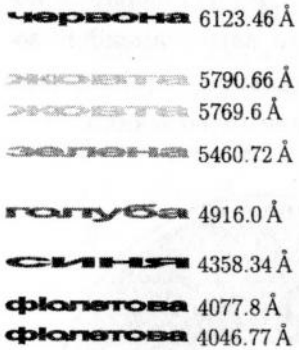


Рис. 29. Спектр меркурієвої лампи ДРК-120

Виконуємо повторне автоколімаційне наведення. Для цього знову розводимо і сумішаємо зображення хрестів в окулярі за допомогою гвинта 28.

Знімаємо відлік A_2. За відлік напрямку α_1 беремо тоді середнє арифметичне значення $\alpha_1 = (A_1 + A_2)/2$.

Виконуємо автоколімаційне наведення на другу грань призми. Знімаємо відліки B_1 та B_2 і розраховуємо $\alpha_2 = (B_1 + B_2)/2$. Величину кута визначають за формулою $\alpha = \alpha_1 - \alpha_2$.

Точніше значення кута α знаходять так: одержане раніше значення кута α позначають як $\alpha_{\text{пр}}$ (прямий хід), потім визначають α_2, повертають столик з лімбом в зворотньому напрямку і знову визначають α_1. Знаходять таким чином $\alpha_{\text{зв}}$ (зворотній хід).

Остаточне значення кута $\alpha_{\text{ост}}$ дорівнює $\alpha_{\text{ост}} = (\alpha_{\text{пр}} + \alpha_{\text{зв}})/2$.

Заломний кут призми $\psi = 180° - \alpha_{\text{ост}}$.

Хід роботи

1. Юстуємо установку і визначаємо заломний кут ψ за відбиванням світлового пучка від двох граней призми.

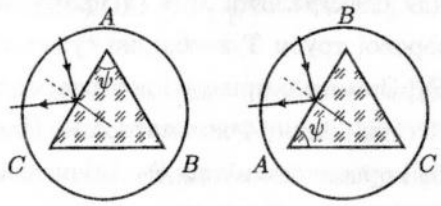


Рис. 30. Схема визначення заломного кута призми на гоніометрі

При певному положенні столика α_1, яке визначаємо за відліковим мікроскопом, фіксуємо в окулярі зорової труби відбитий пучок. Закріплюємо зорову трубу. Обертаємо столик так, щоб пучок відбився від другої грані призми і потрапив в зорову трубу. Знімаємо відлік α_2. Заломний кут призми дорівнює $\psi = 180° - (\alpha_1 - \alpha_2)$. Вимірювання проводимо тричі, результати усереднюємо.

2. Вмикаємо меркурієву лампу та, обертаючи столик і зорову трубу, знаходимо кольоровий спектр. Зменшуючи ширину щілини колімatора, отримуємо вузькі і чіткі лінії, які ідентифікуємо за рис. 29.
3. Визначаємо кут найменшого відхилення для всіх ліній меркурію.

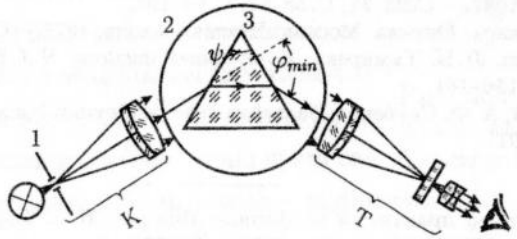


Рис. 31. Схема визначення кута найменшого відхилення

Вибравши певну лінію, починаємо (див. рис. 31) обертати столик 2, постійно утримуючи її в полі зору окуляра (довертаючи зоро-

ву трубу). Добиваємося такої картини, за якої лінія, що спочатку рухалася в один бік, зупинилась і почала рухатись назад. У момент зупинки лінії призма 3 встановлюється на кут найменшого відхилення для спектральної лінії. У цьому положенні призми 3 перехрестя зорової труби Т необхідно сумістити з лінією та зробити відлік Θ_1. Знімаємо призму і повертаємо трубу так, щоб безпосередньо бачити щілину 1 коліматора К. Наводимо на неї хрест окуляра труби і проводимо відлік Θ_2. Обчислюємо $\varphi_{min} = \Theta_2 - \Theta_1$. Вимірювання проводимо декілька разів і результати усереднюємо.

4. Визначаємо показник заломлювання для всіх ліній меркурію за формулою (19). Будуємо графік залежності $n = f(\lambda)$, за яким отримуємо експериментальний графік залежності $dn/d\lambda = f(\lambda)$.
5. Визначаємо роздільну здатність призми для всіх ліній меркурію.
6. Для двох крайніх ліній складаємо систему рівнянь типу (6) і знаходимо коефіцієнти A та B, за якими згідно з формулою (7) будуємо графік теоретичної залежності $dn/d\lambda = f(\lambda)$. Користуючись отриманим графіком та співвідношенням (22), будуємо графічно теоретичну залежність $d\varphi/d\lambda$ від λ. Порівнюємо теоретичний та експериментальний графіки залежності $dn/d\lambda = f(\lambda)$.

Рекомендована література

1. Г. В. Креопалова, Н. Л. Лазарева. *Оптические измерения*. Москва: Машиностроение, 1987. – С. 28–31, С. 58–63, С. 99–106.
2. Н. М. Годжаев. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1977. – С. 190–194.
3. С. Э. Фриш, Л. В. Тимирева. *Курс общей физики. Ч.3*. Москва: Физматгиз, 1961. – С. 156–161.
4. М. І. Білий, А. Ф. Скубенко. *Загальна фізика. Оптика*. Київ: Вища школа, 1987. – С. 276–291.

---

5. *Лабораторный практикум по физике*. Под ред. К. А. Барсукова, Ю. И. Уханова. Москва: Высшая школа, 1988. – С. 208–212.
6. *Лабораторные занятия по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1983. – С. 408–414.
7. *Лабораторный практикум по физике*. Под ред. А. С. Ахматова. Москва: Высшая школа, 1980. – С. 283–287.
8. *Руководство к лабораторным занятиям по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1973. – С. 356–361.

Лабораторна робота 5

Визначення показника заломлювання рідин за допомогою рефрактометра Аббе

Завдання до роботи: ознайомитись з роботою рефрактометра Аббе та визначити показники заломлювання рідин.

Прилади: рефрактометр Аббе, набір пробірок з рідинами, колба з дистильованою водою, піпетки, папір.

Теоретичний вступ

При переході з одного оптичного середовища в інше, внаслідок зміни швидкості поширення, промені світла заломлюються. ***Абсолютний показник заломлювання*** речовини визначається як відношення швидкості світла у вакуумі до швидкості світла у середовищі:

$$n = \frac{c}{v}. \tag{1}$$

Прилади, призначені для вимірювання показників заломлювання рідин, називаються *рефрактометрами*. Принцип їх дії ґрунтується на явищі ***повного внутрішнього відбивання***. При проходженні світлом межі поділу двох середовищ з боку оптично густішого середовища (рис. 32) з показником заломлювання n_2, для кутів падіння $r < r_{гр}$ світло буде частково проникати в оптично менш густе середовище з показником n_1, а частково — відбиватись. При кутах падіння $r \geq r_{гр}$ маємо явище повного відбивання: заломлений промінь відсутній. Граничний кут $r_{гр}$ відповідає кутові заломлення $i = 90°$, і згідно із *законом заломлення світла*

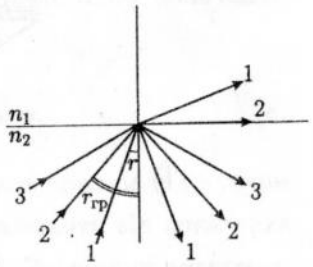


Рис. 32. Хід променів при їх падінні з оптично більш густого середовища

$$\sin r_{гр} = \frac{n_1}{n_2}. \tag{2}$$

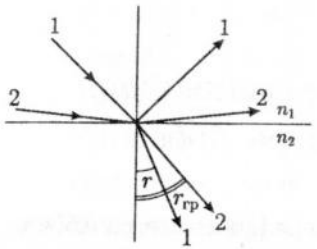


Рис. 33. Хід променів при падінні з оптично менш густого середовища

Для світла, яке падає на межу з боку оптично менш густого середовища (рис. 33), граничний кут заломлення $r_{гр}$ також визначається за формулою (2) і відповідає кутові падіння $i \approx 90°$ (падаючий промінь майже ковзає по поверхні поділу). Вимірюючи граничний кут $r_{гр}$ і знаючи показник заломлювання одного середовища, за формулою (2) можна обчислити показник заломлювання другого.

Для визначення показника заломлювання речовин за допомогою рефрактометра Аббе можна користуватись двома методами.

Розгляньмо хід променів при роботі за методом ковзаючого променя (рис. 34). Шар досліджуваної рідини, нанесений на поверхню призми, освітлюють широким пучком світла. Промені різних напрямків, заломившись на межі поділу рідина–скло, входять у призму.

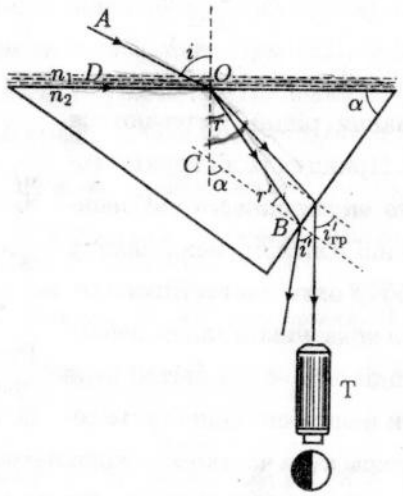


Рис. 34. Хід променів у призмі для методу ковзаючого променя

Закон заломлювання променя AO, який падає під кутом i на призму:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{n_2}{n_1}. \tag{3}$$

Аналогічно в т. B, прийнявши показник заломлювання повітря $n_{пов}=1$, отримуємо:

$$\frac{\sin r'}{\sin i'} = \frac{1}{n_2}. \tag{4}$$

Оскільки $r' = \angle OBC = \alpha - r$, то

$$\sin i' = n_2 \sin r' = n_2 \sin(\alpha - r) = n_2 \sin\alpha \cos r - n_2 \cos\alpha \sin r. \tag{5}$$

Визначмо $\cos r$, використавши (3):

$$\cos r = \sqrt{1 - \frac{n_1^2}{n_2^2} \sin^2 i}. \tag{6}$$

Перепишімо (5), використовуючи (3) та (6):

$$\sin i' = \sin\alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2 \sin^2 i} - n_1 \cos\alpha \sin i. \tag{7}$$

Ми одержали зв'язок між n_1, n_2, i, i', α.

Світло може падати на призму під різними кутами. Якщо воно падає під кутом 90° (ковзаючий промінь DO), то

$$\sin i'_{гр} = \sin\alpha \sqrt{n_2^2 - n_1^2} - n_1 \cos\alpha. \tag{8}$$

При кутах падіння $i < 90°$ промені виходять з призми під кутами $i > i'_{гр}$. Згідно з формулою (8) граничний кут залежить від показника заломлювання речовини n_1 (n_2 і α є постійними). Знаючи ці величини, можемо обчислити показник заломлювання досліджуваної речовини.

Для вимірювання $i'_{гр}$ спрямуємо оптичну вісь зорової труби Т, встановленої на безмежність, уздовж напряму граничного променя (рис. 34). У фокальній площині труби спостерігається межа поділу світла і темноти. Промені, які ідуть під кутами, більшими від граничного, дають зображення праворуч (зображення перевернуте). Отже, права половина поля зору є світлою. Оскільки промені, що йдуть під кутами, меншими від граничного, відсутні, то ліва половина поля зору є темною.

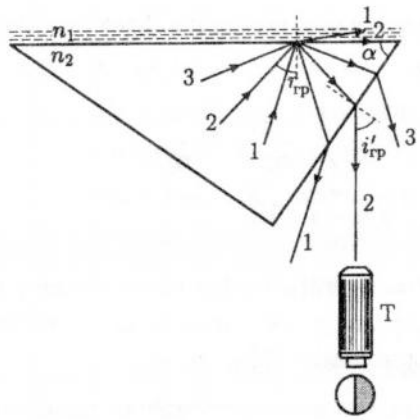


Рис. 35. Хід променів у призмі при використанні методу повного внутрішнього відбивання

Вимірюючи показники заломлювання рідин за методом повного внутрішнього відбивання, межу поділу призма–рідина освітлюють широким пучком з боку призми (рис. 35). У цьому випадку промені, що падають на межу поділу під кутами $r \geq r_{гр}$ зазнають повного внутрішнього відбивання. Промені ж з кутами $r < r_{гр}$ відбиваються лише частково. У фокальній площині труби Т спостерігається різка межа світла і півтіні, що визначається кутом $r_{гр}$. Звичайно вимірюють не $r_{гр}$, а кут виходу граничного променя з призми $i'_{гр}$. Показник заломлювання рідини обчислюється за формулою (8), як і у попередньому методі.

Опис приладу

Рефрактометр Аббе застосовується для швидкого визначення показника заломлювання рідин, взятих у невеликій кількості (2-3 краплі).

Особливості рефрактометра Аббе полягають у тому, що у ньому є верхня додаткова освітлювальна призма і для вимірювань використовується біле (денне або електричне) світло. Ця призма служить для освітлення розсіяним світлом рідини, що нанесена на поверхню вимірювальної призми. Для цього гіпотенузну грань освітлювальної призми виготовляють матовою.

Розгляньмо оптичну схему рефрактометра (рис. 36).

Світло, відбите від дзеркала 1, падає на освітлювальну призму 2, проходить шар рідини, що знаходиться між призмами, і вимірювальну призму 3. Обидві призми виготовлені з важкого сорту скла (флінтгласу) з великим показником заломлювання ($n = 1.72$). При спостереженні у білому світлі межа світла і темноти часто виявляється розмитою і забарвленою. Щоб позбавитись цього ефекту, перед об'єктивом труби встановлюють компенсатор 5 із змінною дисперсією. Компенсатор складається з двох однакових дисперсійних призм Амічі. Кожна з них склеєна з трьох призм, що мають різні показники заломлювання і різну дисперсію. Призми Амічі розраховані так, щоб монохроматичний пучок світла з довжиною хвилі $\lambda_D = 5893$ Å(середнє значення довжини хвилі жовтого дублету натрію) не відхилявся. Промені з іншими довжинами хвиль відхиляються призмою в той чи інший бік.

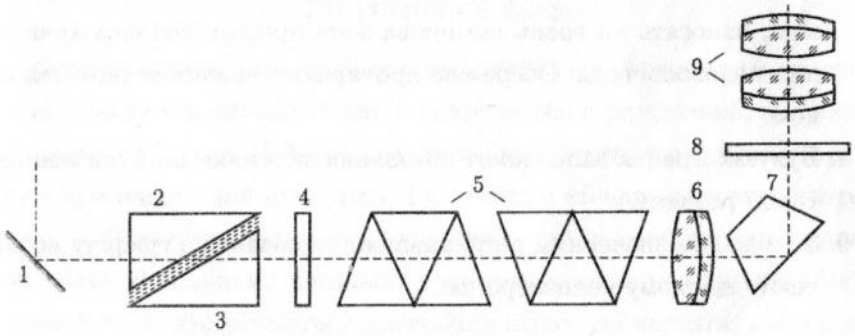


Рис. 36. Оптична схема рефрактометра Аббе

Проходячи через захисне скло 4 та компенсатор 5, світло потрапляє в об'єктив 6, проходить через призму повного внутрішнього відбивання 7, пластинку 8 з хрестом та через окуляр 9 потрапляє в око спостерігача. Шкала проектується системою призм у фокальну площину окуляра так, що в полі зору одночасно видно межу світло–темнота, перехрестя в окулярі та шкалу. За шкалою визначаємо значення показника заломлювання (в межах 1.3÷1.7) з точністю до четвертого знака.

Хід роботи

1. Вмикаємо лампу і встановлюємо її так, щоб світло падало на грань освітлювальної призми.
2. Повертаючи окуляр, фокусуємо шкалу і візир.
3. Відводимо вгору освітлювальну призму і на поліровану грань вимірювальної призми наносимо 2-3 краплі досліджуваної рідини.
4. Ставимо освітлювальну призму на місце. Досліджувана рідина повинна заповнювати весь простір між призмами.
5. Добиваємось появи в полі зору межі світлого і темного полів. Поворотом ручки компенсатора усуваємо забарвлення границі поділу.
6. Суміщаємо границю поділу з перехрестям в окулярі і записуємо відлік по шкалі з точністю до четвертого знака.
7. Визначаємо показники заломлювання розчинів різних концентрацій. Після кожного вимірювання відводять освітлювальну призму вбік, наносять на грань вимірювальної призми декілька крапель дистильованої води. Обережно протирають призми м'якою тканиною.
8. Будуємо графік залежності показника заломлювання від концентрації розчину.
9. За відомим значенням показника заломлювання з графіку визначаємо невідому концентрацію.

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 482–488.
2. Е. И. Бутиков. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1986. – С. 153–160.
3. Н. М. Годжаев. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1977. – С. 53–60.

---

4. *Лабораторные занятия по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1983. – С. 400–408.
5. *Физический практикум. Электричество и оптика*. Под ред. В. И. Ивероновой. Москва: Наука, 1968. – С.438–443.
6. А. В. Кортнев, Ю. В. Рублев, А. И. Куценко. *Практикум по физике*. Москва: Высшая школа, 1965. – С. 354–356.
7. Є. І. Сірий, *Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика*. Київ: Вища школа, 1972. – С. 52–57.

Лабораторна робота 6

Визначення показника заломлювання рідин за допомогою інтерферометра Релея

Завдання до роботи: ознайомитись з будовою і роботою інтерферометра ИТР-2 та оволодіти інтерференційним методом визначення показника заломлювання і концентрації незабарвлених рідких розчинів.

Прилади: інтерферометр лабораторний ИТР-2, тримач з двокамерною скляною кюветою для рідин, набір колб з розчинами етилового спирту відомих та невідомої концентрацій, колба з дистильованою водою, піпетка.

Теоретичний вступ

Згідно з ***законом незалежності поширення світлових променів***, слабкі світлові хвилі, які одночасно поширюються в середовищі, не впливають одна на другу. Цей закон є наслідком ***принципу суперпозиції***, за яким при одночасній присутності в просторі кількох електромагнітних хвиль відбувається додавання напруженостей їх електричних і магнітних полів. Розгляньмо детальніше процес додавання коливань. Нехай у деякій точці зустрічаються коливання однакової частоти, але з різними амплітудами і початковими фазами. При додаванні двох гармонічних коливань однакового періоду

$$\begin{aligned} x_1 &= a_1 \sin(\omega t + \varphi_1), \\ x_2 &= a_2 \sin(\omega t + \varphi_2), \end{aligned} \tag{1}$$

що поширюються в одному напрямку, результуюче коливання буде також гармонічним, володітиме тим самим періодом і поширюватиметься в тому ж самому напрямку:

$$x = x_1 + x_2 = A \sin(\omega t + \theta). \tag{2}$$

Амплітуда A і початкова фаза θ цього коливання виражаються формулами:

$$A^2 = a_1^2 + a_2^2 + 2a_1a_2\cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (3)$$

$$\mathrm{tg}\theta = \frac{a_1\sin\varphi_1 + a_2\sin\varphi_2}{a_1\cos\varphi_1 + a_2\cos\varphi_2}. \quad (4)$$

З виразу (3) бачимо, що результат додавання залежить від *різниці фаз* $(\varphi_1 - \varphi_2)$ початкових коливань і може набувати значення у межах від $A^2 = (a_1 - a_2)^2$ (при $\varphi_1 - \varphi_2 = \pi$) до $A^2 = (a_1 + a_2)^2$ (при $\varphi_1 - \varphi_2 = 0$). Якщо різниця фаз коливань за час спостереження змінюється безладно, то середня енергія результуючого коливання дорівнює сумі середніх енергій вихідних коливань. У цьому випадку коливання називаються *некогерентними*. При їх додаванні завжди спостерігається просте сумування інтенсивностей. Якщо ж різниця фаз коливань з часом не змінюється, то середня енергія результуючого коливання є відмінною від суми середніх енергій вихідних коливань, а коливання називають *когерентними*. Таке додавання гармонічних коливань, яке виходить за межі тривіального сумування інтенсивностей, називається *інтерференцією коливань*. Від складання коливань можна перейти до складання хвиль і говорити про інтерференцію хвиль. Умовою інтерференції хвиль з однаковою частотою є їх когерентність, тобто збереження сталої різниці фаз принаймні на час вимірювання чи спостереження.

Для одержання двох когерентних хвиль випромінювання різних незалежних атомів непридатне. Природні джерела світла некогерентні, оскільки їх випромінювання складається з хвиль, які випромінюють багато атомів. Збуджений атом випромінює цуг, який містить 10^6–10^8 хвиль, протягом $\tau = 10^{-8}$ с. За час τ атом "висвічується" і переходить у незбуджений стан. У випроміненій джерелом світловій хвилі цуги від одної групи атомів змінюються цугами іншої групи, причому фаза результуючої хвилі постійно змінюється. Збереження сталої різниці фаз можна досягти, якщо використати випромінювання того самого атома, або тісно розміщеної групи атомів.

Відомо два принципово різні шляхи одержання когерентних світлових променів. Перший зводиться до поділу фронту хвилі, тобто розділення пучка світла від джерела на два, які стають самостійними джерелами з однаковою фазою коливань. Такий поділ здійснюється із застосуванням щілин Юнга, бідзеркала і біпризми Френеля, дзеркала Ллойда тощо. Інтерференція, що відбувається при цьому, називається *інтерференцією Френеля*.

Другий метод утворення когерентних пучків полягає у поділі амплітуди, тобто розщепленні однієї хвилі на дві при її відбиванні і заломлюванні на поверхнях. Тут йдеться про *інтерференцію Ньютона*, яка реалізується в тонких плівках, інтерферометрі Майкельсона, досліді Поля тощо.

Метод вимірювання показників заломлювання рідин та газів, що реалізований в інтерферометрі Релея, заснований на класичному досліді Т. Юнга одержання інтерференційної картини в результаті взаємодії двох когерентних світлових променів, які утворились в результаті дифракції плоскої хвилі на двох паралельних щілинах.

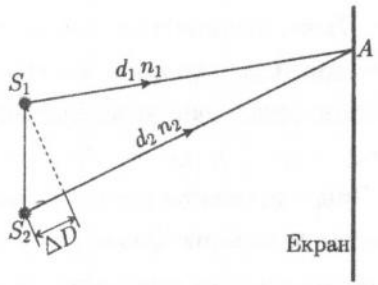


Рис. 37. Визначення оптичної довжини шляху і різниці ходу променів

Розгляньмо два когерентні промені (рис. 37) від джерел S_1 і S_2, які пройшовши відстані d_1 і d_2 в оптично неоднакових середовищах n_1 і n_2, збігаються на екрані в точці A. Припустивши, що хвильовий фронт світлових пучків є плоским, запишемо для кожного пучка в точці A рівняння плоскої хвилі:

$$x_1 = a\cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_1 n_1}{\lambda}\right)\right], \quad (5)$$

$$x_2 = a\cos\left[2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_2 n_2}{\lambda}\right)\right]. \quad (6)$$

У точці A відбувається накладання цих хвиль і результуюча хвиля виразиться співвідношенням:

$$\begin{aligned} x &= x_1 + x_2 \\ &= 2a\cos\left[\pi\frac{d_2n_2 - d_1n_1}{\lambda}\right]\cos\left[\pi\left(\frac{2t}{T} - \frac{d_2n_2 + d_1n_1}{\lambda}\right)\right]. \end{aligned} \quad (7)$$

Різниця фаз обидвох пучків у точці A становить:

$$\begin{aligned} \Delta\varphi &= \varphi_1 - \varphi_2 \\ &= 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_1n_1}{\lambda}\right) - 2\pi\left(\frac{t}{T} - \frac{d_2n_2}{\lambda}\right) \\ &= \frac{2\pi}{\lambda}(d_2n_2 - d_1n_1). \end{aligned} \quad (8)$$

Множник $2\pi/\lambda$ є сталою величиною, де λ — довжина хвилі світла у вакуумі. Отже, різниця фаз двох когерентних променів, зведених у будь-яку точку екрана, залежить від геометричної довжини шляху та від абсолютних показників заломлювання середовищ, в яких поширюються ці хвилі.

Якщо промені проходять, наприклад, у повітрі геометрично рівні шляхи, то різницю фаз можна створити, помістивши на шляху одного з променів прозору пластинку чи кювету з рідиною, що мають відмінний від основного середовища (повітря) абсолютний показник заломлювання. Такий спосіб створення різниці фаз для двох когерентних променів використано в інтерферометрі ИТР-2.

Добуток абсолютного показника заломлювання середовища та геометричної довжини шляху променя у цьому середовищі називається *оптичною довжиною шляху*:

$$\mathcal{D} = nd. \quad (9)$$

Різницю оптичних довжин шляху

$$d_2n_2 - d_1n_1 = \Delta\mathcal{D}$$

називають *оптичною різницею ходу променів*.

Отже, різниця фаз, яка виникла внаслідок різниці ходу променів, дорівнює:

$$\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta\mathcal{D}}{\lambda}. \quad (10)$$

Виразимо різницю ходу через довжину хвилі $\Delta D = k\lambda$, де k — будь-яке число (ціле або дробове). Відповідна різниця фаз $\Delta\varphi = 2\pi k$. Оскільки інтенсивність пропорційна квадратові амплітуди, то результуюча інтенсивність у точці А запишеться у вигляді

$$\begin{aligned} I &\sim A^2 \\ &= 4a^2\cos^2\left(\pi\frac{d_2n_2 - d_1n_1}{\lambda}\right) \\ &= 4a^2\cos^2 k\pi. \end{aligned} \quad (11)$$

Якщо різниця фаз хвиль, зібраних в одну точку екрана, дорівнює $2\pi k$, де k набуває цілі значення, то інтенсивність результуючої хвилі пропорційна $4a^2$. При напівцілих k хвилі приходять в точку А у протифазах і інтенсивність дорівнює нулеві. Одержуємо інтерференційну картину у вигляді послідовності вертикальних світлих і темних інтерференційних смуг. Якщо інтерферуючі промені поширюються в тому самому середовищі ($n_1 = n_2 = n$), різниця ходу виникає в результаті неоднакових геометричних відстаней від джерел хвиль до точки на екрані.

Величина зміщення інтерференційної картини вздовж екрана пов'язана з величиною зміни показника заломлювання середовища на шляху одного з променів. Цей зв'язок використано в роботі інтерферометра ИТР-2, в якому за зміщенням верхньої рухомої інтерференційної картини відносно нижньої нерухомої визначають різницю показників заломлювання рідин у кюветах приладу.

Інтерференційна картина залежить від довжини хвилі λ. Це означає, що при освітленні щілини інтерферометра немонохроматичним світлом повинен утворитись спектр. У нашому випадку у приладі встановлено світлофільтр, який пропускає світло з довжиною хвилі λ=589.3 нм.

Опис приладу

Розглянемо принципову оптичну схему інтерферометра Релея (рис. 38).

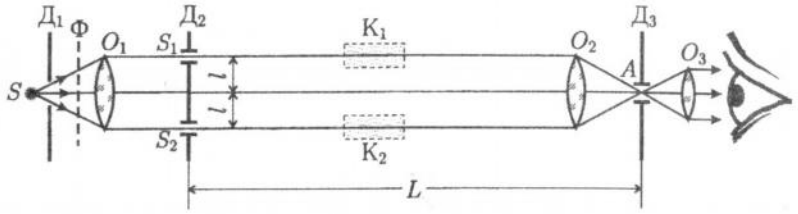


Рис. 38. Принципова оптична схема інтерферометра Релея

Розбіжний пучок світла від жарівки S проходить через вузьку щілину $Д_1$, світлофільтр Ф і потрапляє на об'єктив O_1, за допомогою якого утворюється паралельний пучок завширшки $2l$. Цей пучок освітлює діафрагму $Д_2$ з двома вузькими вертикальними щілинами, які можна вважати джерелами S_1 і S_2 плоских хвиль. На шляху цих променів у корпусі приладу встановлюють тримач з кюветами, наповненими досліджуваною K_1 та еталонною K_2 рідинами. Після проходження через кювети промені збираються об'єктивом O_2 в одну точку A, що лежить у площині діафрагми $Д_3$. З іншого боку, точка A лежить у фокальній площині циліндричного окуляра O_3, від якого промені паралельним пучком потрапляють в око спостерігача і після заломлювання у кристалику утворюють на сітківці інтерференційну картину.

У інтерферометрі Релея вхідний пучок променів розділяється на два: верхні промені проходять крізь кювети, а нижні промені поширюються в повітрі і утворюють нижню нерухому інтерференційну картину. При проходженні променів через кювети K_1 та K_2, наповнені рідинами з різними показниками заломлювання, виникає додаткова різниця ходу. Це приводить до зміщення верхньої інтерференційної картини відносно нижньої нерухомої в лівий чи правий бік залежно від співвідношення показників заломлювання рідин.

Щоб повернути рухому інтерференційну картину в початкове положення, тобто сумістити її з нижньою системою смуг, в інтерферометрі передбачений компенсатор, який складається з двох скляних пластин однакової товщини. Одну з пластин компенсатора встановлено на шляху лівого променя нерухомо. Друга пластина компенсатора, яку встановлено на шляху променя, що пройшов через праву кювету, може обертатись навколо горизонтальної осі. За допомогою мікрометричного гвинта компенсатора цю пластину можна нахиляти, змінюючи довжину шляху, який проходить промінь у цій пластині. Це дає змогу компенсувати різницю ходу світла, яка утворилась при проходженні світла через кювети, наповнені рідинами з неоднаковими показниками заломлювання.

Оптична схема інтерферометра ИТР-2 зображена на рис. 39.

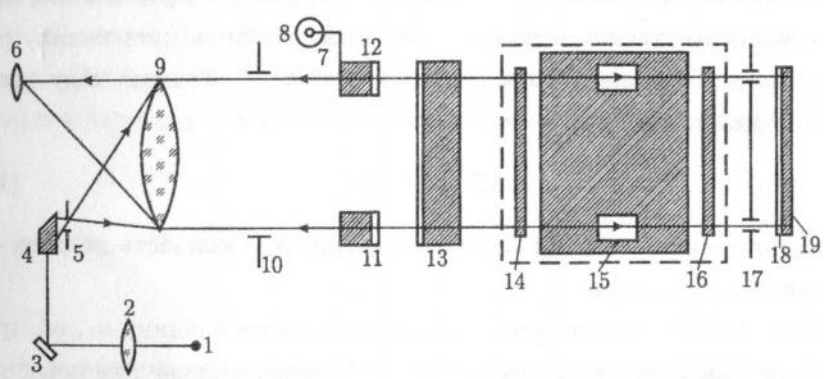


Рис. 39. Оптична схема ИТР-2: 1 - джерело світла, 2 - конденсор, 3 - дзеркало, 4 - призма повного внутрішнього відбивання, 5 - щілина, 6 - автоколімаційний окуляр, 7 - лупа відлікового барабана, 8 - барабан компенсатора, 9 - об'єктив, 10 - діафрагма, 11 - компенсатор нерухомий, 12 - компенсатор рухомий, 13 - паралельна пластинка компенсатора, 14 - скло термокамери, 15 - кювета, 16 - скло термокамери, 17 - подвійна щілина діафрагми, 18 - світлофільтр, 19 - дзеркало

Інтерферометр ИТР-2 призначений тільки для вимірювання показників заломлювання рідин. У ньому використовується автоколімаційний хід променів, які двічі проходять через кювети. Завдяки цьому при

тій же довжині кювет точність вимірювань зростає удвічі. Інтерферометр обладнаний змінними кюветами довжиною 80, 40, 20 і 5 мм. Похибки вимірювань різниці показників заломлювання порівнюваних рідин дорівнюють відповідно $1.2 \cdot 10^{-7}$, $2.5 \cdot 10^{-7}$, $1 \cdot 10^{-6}$, $2 \cdot 10^{-6}$. Прилад використовується для аналізу водних і органічних розчинів, наприклад для визначення солоності морської води та для вивчення розчинності речовин.

У зв'язку з тим, що світлові промені проходять через кювети двічі, оптична різниця ходу дорівнює:

$$\Delta\mathcal{D} = 2L\,(n_2 - n_1)\,, \tag{12}$$

де L – довжина кювети. Ця різниця ходу компенсується нахилом рухомої пластинки компенсатора. При цьому верхня інтерференційна картина суміщатиметься з нижньою. Максимальна зміна кута нахилу рухомої пластини компенсатора становить майже 8°. Різниця ходу може бути представлена й так:

$$\Delta\mathcal{D} = C \times N, \tag{13}$$

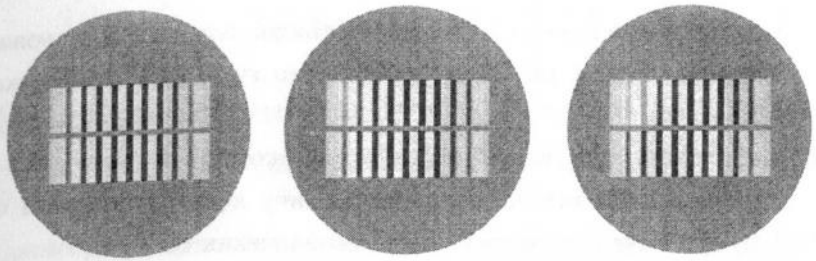
де C – ціна поділки барабана компенсатора, N – кількість поділок на барабані компенсатора.

Якщо відомий показник заломлювання еталонної рідини n_1, то, прирівнявши праві частини рівнянь (12) і (13), можна визначити показник заломлювання невідомої рідини:

$$2L\,(n_2 - n_1) = CN, \tag{14}$$

$$n_2 = n_1 + \frac{CN}{2L}. \tag{15}$$

Визначити ціну поділки барабана компенсатора можна так. Якщо відома довжина хвилі "робочого" світла (у нашому випадку λ=589.3 нм), то, наповнивши обидві кювети дистильованою водою, отримуємо збіжність верхньої і нижньої інтерференційних картин (рис. 40, а). Різниця ходу в цьому випадку дорівнюватиме нулеві.



а б в

Рис. 40. Зображення в зоровій трубі інтерферометра: а – різниця ходу рівна нулю, б – різниця ходу рівна λ, в – різниця ходу рівна 2λ

При цьому відзначаємо нульове положення N_0 на шкалі компенсатора. Повертаючи барабан компенсатора, добиваємось зміщення верхньої інтерференційної картини щодо нижньої на 1 смугу, що відповідає різниці ходу λ (рис. 40, б), $N = N_1 - N_0$. При зміщенні верхньої інтерференційної картини на k смуг відносно нижньої (рис. 40, в, $k = 2$) ціна поділки барабана компенсатора визначається співвідношенням:

$$C = \frac{k\lambda}{N}, \tag{16}$$

де $N = N_k - N_0$.

Хід роботи

1. Вивчаємо оптичну схему і будову інтерферометра ИТР-2.
2. Знімаємо передній кожух та вмикаємо прилад у мережу.
3. Знімаємо верхню кришку і виймаємо кювети з термокамери. Обертаючи ручку барабана компенсатора, переконуємось у можливості переміщення верхньої інтерференційної картини.
4. Встановлюємо тримач з чистими порожніми кюветами довжиною 2 см у термокамеру і обертанням барабана компенсатора суміщаємо верхню і нижню інтерференційні картини. Знімаємо відлік N_0 за шкалою компенсатора. Це положення барабана відіграє роль умовного нуля, який враховує не повну ідентичність вікон кювет і від якого проводять відлік при усіх наступних вимірюваннях.

5. За допомогою піпетки наповнюємо обидві кювети дистильованою водою на 3/4 їх глибини і закриваємо скляними пластинками-кришками.
6. Визначаємо ціну поділки барабана компенсатора, почергово зміщуючи верхню інтерференційну картину відносно нижньої на 1, 2, 3, 4, 5 смуг, і обчислюємо середнє значення C.
7. Виймаємо кювети з термокамери, з лівої кювети виливаємо воду і заливаємо розчин певної концентрації.
8. Ставимо кювети в термокамеру і, спостерігаючи в окуляр приладу, поворотом барабана компенсатора суміщаємо смуги обидвох інтерференційних картин. Записуємо відлік N_k, тоді фактичне число поділок барабана буде $N = N_k - N_0$. За формулою (15) визначаємо показник заломлювання n_2 даного розчину і оцінюємо похибку експерименту. Показник заломлювання дистильованої води n_1=1.332990. Оскільки $dn/dT \sim -10^{-5}\,\mathrm{K}^{-1}$, потрібно було б стабілізувати температуру з точністю 0.1°.
9. Виміри проводимо для всіх розчинів. Щоразу акуратно промиваємо кювети й слідкуємо за чистотою вікон.
10. Побудувавши графік залежності показника заломлювання від концентрації, визначаємо концентрацію невідомого розчину.
11. Після закінчення роботи кювети сполокуємо і протираємо. Вимикаємо прилад з мережі і одягаємо захисний кожух.

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 62–80.
2. Е. И. Бутиков. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1986. – С. 202–208, С.247–248.
3. Н. М. Годжаев. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1977. – С. 67–74.
4. О. А. Шишловський. *Експериментальна оптика*. Київ: Радянська школа, 1959. – С. 167–171.

---

5. М. Є. Мєняйлов. *Спеціальний фізичний практикум*. Київ: Вища школа, 1971. – С. 31–54.
6. *Руководство к лабораторным занятиям по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1973. – С. 366–375.

Лабораторна робота 7

Вивчення випромінювання оптичного квантового генератора на суміші гелію і неону

Завдання до роботи: ознайомитись з будовою та принципом роботи лазера неперервної дії, з його спектральними та технічними характеристиками.

Прилади: лазер ЛГН-105, два дзеркала, екран, поляризатор, фотодіод, мікроамперметр.

Теоретичний вступ

1960 року було винайдено новий тип джерела світла, що відрізнявся від традиційних джерел (газовий розряд, теплове свічення) багатьма характеристиками. Зробив це Теодор Мейман, який вперше отримав когерентне електромагнітне випромінювання у видимому діапазоні на лінії 0.7 мкм, використавши резонатор відкритого типу, трирівневий метод збудження та стрижень з кристалу рубіна. Лазер неперервної дії з газоподібним активним середовищем (на суміші гелію та неону) створив 1961 року Алі Джаван. Квантові генератори для мікрохвильового діапазону — мазери — були створені 1954 року (Басов М.Г., Прохоров О.М., Таунс Ч. – Нобелівська відзнака 1964 р.).

Перш ніж ознайомитись з принципом дії лазерів, розгляньмо деякі питання про взаємодію світла з речовиною. За *законом Бугера–Ламберта*, якщо на шар однорідного середовища падає плоска монохроматична хвиля з частотою ν та інтенсивністю I_0, то інтенсивність світла на виході

$$I = I_0 \mathrm{e}^{-\alpha(\nu) l}, \tag{1}$$

де α – лінійний коефіцієнт поглинання, l – товщина шару, ν – частота.

На рис. 41 зображено залежність зміни інтенсивності зі збільшенням товщини шару в залежності від значення α. З погляду класичної оптики проходження світлового потоку крізь середовище призводить до його

послаблення ($\alpha > 0$). Однак світловий потік може і підсилюватись у середовищі, коли коефіцієнт поглинання стане від'ємним.

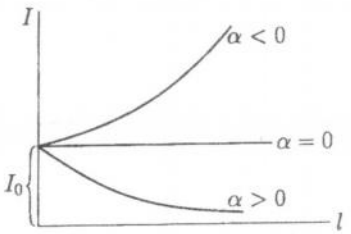


Рис. 41. Залежність інтенсивності світла від товщини шару

Засновком для створення квантових підсилювачів та генераторів слугувала ідея Альберта Айнштайна про вимушене випромінювання світла атомними системами. Айнштайн запропонував процеси випромінювання та поглинання розглядати статистично та характеризувати їх *ймовірністю*, або чисельним коефіцієнтом, який визначає, скільки переходів відбувається за одиницю часу у кожному з атомів даного ансамблю.

Коефіцієнт поглинання $\alpha(\nu)$ можна описати в термінах ймовірностей переходів між певними рівнями та їх заселеністю.

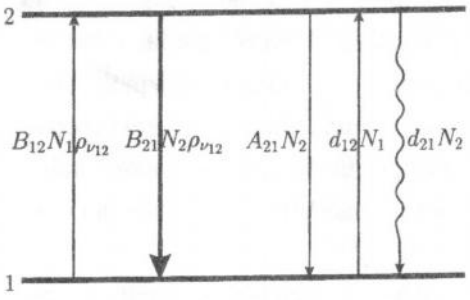


Рис. 42. Дворівнева система

Спочатку розгляньмо атомну систему (рис.42), яка володіє лише основним і збудженим станом. Власне дворівнева система була першою реалізацією квантового генератора на молекулах аміаку.

Переходи з нижнього рівня на верхній можливі лише з поглинанням кванта енергії і є *вимушеними*, оскільки відбуваються під впливом зовнішнього опромінення. Кількість таких переходів за одиницю часу

$$Z_{12}^{\text{погл}} = B_{12}N_1\rho_{\nu_{12}}, \tag{2}$$

де B_{12} – коефіцієнт Айнштайна для поглинання, N_1 – заселеність вихідного рівня, $\rho_{\nu_{12}}$ – густина опромінювання на частоті переходу.

Переходи з верхнього рівня на нижній можуть бути як вимушеними, так і *спонтанними* (самочинними), що відбуваються незалежно від опромінення. Кількість спонтанних переходів з верхнього рівня E_2 на

нижній E_1 за одиницю часу в одиничному об'ємі пропорційне кількості частинок N_2 на вихідному рівні:

$$Z_{21}^{\text{сп}} = A_{21}N_2. \tag{3}$$

Коефіцієнт пропорційності A_{21} називають коефіцієнтом Айнштайна для спонтанного випромінювання.

Для вимушеного випромінювання число фотонів з частотою ν_{12}, що будуть випромінені в одиничному об'ємі за одиницю часу під впливом зовнішнього опромінення $\rho_{\nu_{12}}$, буде пропорційне як N_2, так і $\rho_{\nu_{12}}$:

$$Z_{21}^{\text{вим}} = B_{21}N_2\rho_{\nu_{12}}, \tag{4}$$

де B_{21} – коефіцієнт Айнштайна для вимушеного випромінювання.

Особливістю вимушеного випромінювання є те, що атом випромінює електромагнітну хвилю повністю *когерентну* із зовнішньою, тобто з аналогічними частотою, поляризацією, напрямком поширення та фазою. Ця властивість вимушеного (індукованого) випромінювання використовується для створення підсилювачів та генераторів різних (в тому числі й видимого) діапазонів спектра.

Можливі також і неоптичні переходи з імовірностями d_{21} та d_{12}.

Взаємозв'язок між коефіцієнтами Айнштайна такий:

$$g_1B_{12} = g_2B_{21}, \tag{5}$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}B_{21}, \tag{6}$$

$$A_{21} = \frac{8\pi h\nu^3}{c^3}\frac{g_1}{g_2}B_{12}, \tag{7}$$

де g_1 та g_2 – статистичні ваги рівнів, які визначають число можливих станів з енергіями E_1 та E_2, відповідно.

За умов термодинамічної рівноваги

$$Z_{12}^{\text{погл}} = Z_{21}^{\text{сп}} + Z_{21}^{\text{вим}}, \tag{8}$$

якщо не врахувати неоптичні переходи, або

$$B_{12}N_1\rho_{\nu_{12}} = A_{21}N_2 + B_{21}N_2\rho_{\nu_{12}}. \tag{9}$$

Кількість частинок у стаціонарних умовах не змінюється, тобто

$$N_1 + N_2 = N_0. \tag{10}$$

Рішення системи (9, 10) дає такі значення для заселеностей рівнів:

$$N_1 = \left(\frac{A_{21} + B_{21}\rho_{\nu_{12}}}{A_{21} + 2B_{21}\rho_{\nu_{12}}}\right) N_0, \tag{11}$$

$$N_2 = \left(\frac{B_{21}\rho_{\nu_{12}}}{A_{21} + 2B_{21}\rho_{\nu_{12}}}\right) N_0. \tag{12}$$

Коефіцієнт поглинання, записаний через ймовірності переходів та заселеності рівнів, має вигляд:

$$\alpha(\nu_{12}) = \frac{B_{12}h\nu_{12}}{cg_2}(N_1 g_2 - N_2 g_1), \tag{13}$$

і за умови, що виродження обидвох рівнів однакове $g_2 = g_1$, є додатною величиною. Справді, в стані термодинамічної рівноваги концентрація атомів на рівні з енергією E_j описуються *розподілом Больцмана*

$$N_j = N_0 g_j \mathrm{e}^{-\frac{E_j}{kT}}, \tag{14}$$

і заселеність за умови рівних статистичних ваг є меншою для рівня з більшою енергією.

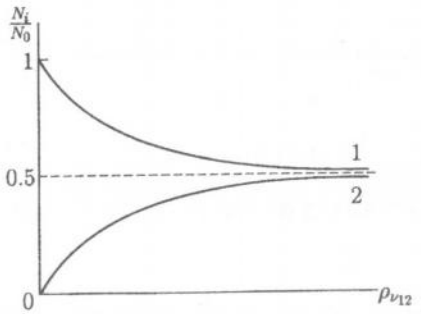


Рис. 43. Дія поля на заселеності рівнів у дворівневій системі

Щоб коефіцієнт поглинання став від'ємною величиною, а середовище почало відігравати роль підсилювача для падаючого світла, необхідно досягти порушення больцманівського розподілу, тобто отримати *інверсну заселеність* рівнів.

Отримати інверсію заселеностей можемо різними методами накачки, серед яких найпоширеніші: електричний розряд, хімічна реакція, сортування атомів у станах 1 та 2, яке використовується в пристроях на атомних і молекулярних пучках, вплив електромагнітного поля.

Останній метод часто використовується в оптичних генераторах. Але з рівнянь (11) і (12) виникає, що оптичними методами неможливо досягти інверсної заселеності у дворівневій системі. За нульової густини випромінювання накачки ($\rho_{\nu_{12}} = 0$) маємо незбуджене середовище (рис. 43), в якому всі атоми перебувають у стані 1. Зі збільшенням $\rho_{\nu_{12}}$ заселеність N_1 пливко зменшується, N_2 так само монотонно зростає. У граничному випадку ($\rho_{\nu_{12}} = \infty$) заселеності обидвох рівнів лише вирівнюються ($N_1 = N_2 = N_0/2$). Тому загальною рисою дворівневих квантових генераторів є імпульсний режим роботи.

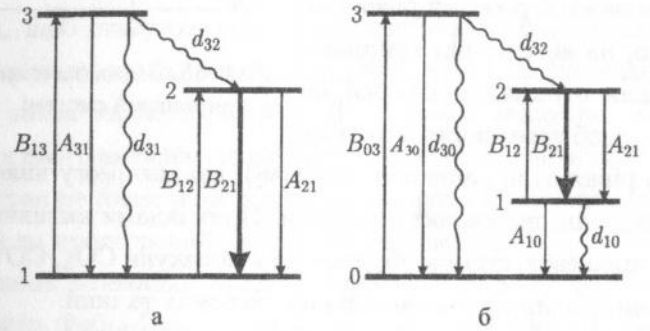


Рис. 44. Інверсія заселеності у системах з трьох (а) та чотирьох (б) рівнів

Система з трьох рівнів є ефективною для отримання інверсії, необхідною умовою виникнення якої є різна кінетика заселення і спустошення двох верхніх рівнів. У найпростішій схемі (рис. 44, а) інверсія створюється між метастабільним рівнем 2, переходи з якого на нижчі рівні заборонені, та основним рівнем 1. Заселення рівня 2 здійснюється через рівень 3 шляхом безвипромінювального переходу з ймовірністю d_{32}.

Істотним недоліком трирівневої схеми створення інверсії є необхідність збудження дуже великої кількості частинок, адже умова інверсії $N_2 - N_1 > N_1$, коли $N_2 + N_1 \approx N_0$, хоча й є дуже наближеною (істинний характер зміни заселеностей всіх рівнів зображений на рис. 45), передбачає перебування у збудженому стані більшості активних частинок. Це накладає суттєві вимоги на швидкість збудження, тобто на потуж-

ність енергії накачки. Прикладом активної частинки з такою трирівневою схемою є йон хрому в кристалі рубіна.

Поширеною і вільною від недоліків трирівневої є чотирирівнева схема (рис. 44, б) отримання інверсної заселеності. Підсилення випромінювання середовищем активних частинок з такою енергетичною схемою рівнів можливе для переходу між рівнями 2 та 1.

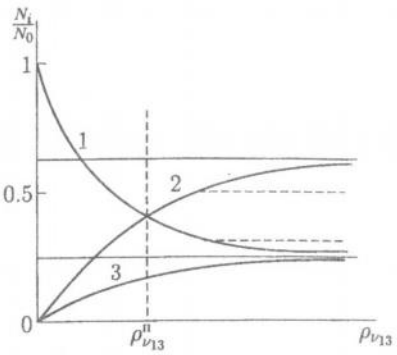


Рис. 45. Зміна заселеностей у трирівневій системі

Оскільки нижній робочий рівень не основний, то, на відміну від трирівневої схеми, для отримання інверсії не вимагається, щоб заселеність верхнього робочого рівня була найвищою (рис. 46), що дає змогу використовувати значно менші потужності накачки. Прикладами активних частинок з чотирирівневою схемою збудження є молекули CO_2, CO у газових лазерах, йони неодиму у твердотільних системах та інші.

Засоби створення інверсної заселеності залежать не лише від властивостей активних частинок, а й від інших компонент *робочого тіла лазера*, якими виступають як газові суміші, так і конденсовані середовища: кристали, стекла, напівпровідники та рідини.

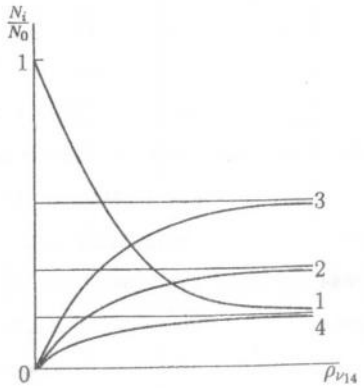


Рис. 46. Зміна заселеностей у чотирирівневій системі

За оптичної накачки, поширеної серед лазерів на конденсованих середовищах, світло газорозрядної лампи поглинається активними частинками, після чого шляхом безвипромінювальних переходів вони займають верхній лазерний рівень. Проблемою є пошук джерела, спектр випромінювання якого б збігався із спектром поглинання середовища.

Заселення робочого рівня за газорозрядного способу накачки відбувається внаслідок зіткнень частинок між собою та з електронами газового розряду. Для ефективного збудження активних частинок та отримання інверсного стану необхідно підібрати середню енергію електронів шляхом зміни електричного поля та тиску газу в розряді.

Розглянута можливість підсилення світла реалізується в пристроях, що отримали назву *оптичних квантових підсилювачів* світла, і застосовуються переважно для підсилення випромінювання твердотільних лазерів. Пропускаючи випромінювання лазера через послідовність збуджених елементів, можна підсилити первинну хвилю у кілька разів.

Однак, щоб створити генератор незатухаючих коливань крім підсилення сигналу треба, використовуючи додатний зворотний зв'язок, добитись автоколивного режиму. В оптичних квантових генераторах (ОКГ) для цього активне середовище поміщають в оптичний резонатор, який відіграє не лише роль додатного зворотного зв'язку, а й визначає частотний та просторовий спектр випромінювання.

Оптичний резонатор представляє собою систему двох дзеркал (інтерферометр Фабрі-Перо), узгоджених так, щоб випромінювання, яке виникло завдяки спонтанним переходам, багато разів проходило крізь розміщене між ними активне середовище, викликаючи явище вимушеного випромінювання. *Конфокальний резонатор*, що складається з двох однакових сферичних дзеркал, фокуси яких спряжені в одній точці, є найпростішим і типовим резонатором відкритого типу, умова резонансу в якому виконується лише для хвиль, які поширюються вздовж його оптичної осі. Для стійкого існування плоских однорідних хвиль скінченного розміру в резонаторі повинні утворитись стоячі хвилі, умовою чого є пропорційність відстані між дзеркалами цілому числу півхвиль:

$$q\lambda = 2L. \qquad (15)$$

Хвилі індукованого випромінювання, двічі відбившись від дзеркал, повертаються до атома у тій самій фазі, підсилюючи одна одну. Стояча електромагнітна хвиля в резонаторі має як поздовжню, так і поперечну

структуру. Коливання, для яких справджується умова (15), називають *поперечними модами резонатора*. Вони характеризується певною конфігурацією поля (розподілом амплітуд і фаз) на поверхнях дзеркал і певним числом півхвиль q. Для кожного вибраного напрямку (кожної поперечної моди) умова резонансу може виконуватись не для однієї, а для цілої низки частот. Отже, всередині одної поперечної моди може існувати багато коливань, які називають *поздовжніми модами*.

До просторових характеристик випромінювання також відноситься *кут розбіжності* пучка, мализна якого є притаманною ознакою для лазерів. Загалом, ця розбіжність визначається дифракцією на вихідному отворі лазера. Причому напрямленість випромінювання лазерів виникає не в результаті якихось особливих прийомів, а завдяки самому характеру випромінювання, а саме його когерентності.

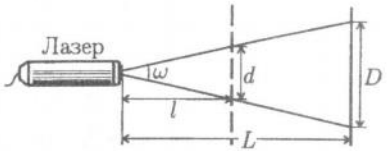


Рис. 47. Визначення кута розбіжності лазерного променя

Оскільки пучок має форму конуса, то, знаючи плоский кут, ми можемо визначити тілесний за формулою

$$\Omega = 2\pi(1 - \cos(\omega/2)), \tag{16}$$

яка за умови $\omega < 60°$ спрощується:

$$\Omega \simeq \frac{\pi}{4}\omega^2, \tag{17}$$

де плоский кут ω вимірюється в радіанах. Визначити кут ω можна згідно зі схемою на рис. 47:

$$\omega = \frac{D-d}{L-l}. \tag{18}$$

Поляризація не є такою перевагою ОКГ як, скажімо, монохроматичність, когерентність чи напрямленість їх випромінювання. Однак у випадку технологічних лазерів це часом визначальна обставина. Для отримання поляризованого випромінювання необхідне уведення в резонатор селективного елементу, роль якого у газових лазерах відіграють

розміщені під кутом Брюстера пластини. Лінійно поляризоване світло з електричним вектором, що лежить у площині падіння, не зазнає тоді втрат на відбивання, внаслідок чого лазер генерує лінійно поляризоване світло. Інтенсивність такого випромінювання можна змінювати за допомогою аналізатора і модулювати не за інтенсивністю, а за станом поляризації. У цьому випадку потужність джерела використовується цілком, без 50%-них втрат, як це буває при модуляції за інтенсивністю.

При лазерній різці металів випромінювання потрапляє в глибину зразка після багатократного відбивання від бокової поверхні прорізу. Оскільки кут Брюстера для металів становить $\sim \pi/2$, то випромінювання з орієнтацією електричного вектора уздовж визначеного напрямку розрізу буде менше поглинатись при відбиванні від його бокової поверхні та досягне дна з меншими втратами. Натомість при вирізанні складних фігур випромінювання повинно мати колову поляризацію, що забезпечить однакову глибину та ширину розрізу в усіх напрямках.

Будова гелій-неонового лазера

Розгляньмо коротко будову і специфіку роботи He-Ne лазера, який здобув найбільше поширення у практиці, оскільки:

а) він генерує більш, ніж 160 ліній у діапазоні від 0.27 до 132.8 мкм;

б) його активне середовище перебуває у стані газорозрядної плазми, в якій частинки (йони та електрони) слабко взаємодіють між собою, внаслідок чого лінії спонтанного випромінювання і поглинання дуже вузькі, а отже й ширина лінії генерації є мінімальною порівняно з іншими ОКГ;

в) газ в оптичному відношенні є однорідним середовищем, а отже втрати енергії в речовині мінімальні, що дає змогу застосовувати резонатори з великими відстанями між дзеркалами і отримувати випромінювання, яке характеризується гострою направленістю, монохроматичністю та стабільністю частоти;

г) для нього досягають теоретичної межі розбіжності пучка $\sim 20''$.

Збудження атомів здійснюється електричним розрядом у трубці, що наповнена сумішшю гелію та неону. Оскільки концентрація гелію в 10 разів перевищує неонову, то при зіткненні з розігнаними полем електронами збуджуються переважно атоми He за схемою

$$\vec{e} + He \to e + He^*\,(1s2s)$$

і переходять (див. рис. 48) з основного 1^1S_0 у збуджені стани 2^3S_0 і 2^1S_0. Зворотній радіаційний перехід в основний стан заборонений, а тому при кінетичних зіткненнях атоми He передають свою енергію атомам неону, в якого енергії деяких збуджених станів співпадають з гелієвими. Так створюється інверсна заселеність рівнів $3S$ і $2S$ станів, і середовище стає оптично активним. Цьому сприяє й те, що нижні робочі рівні $3P$ та $2P$ швидко спустошуються на рівень $1S$ стану шляхом безвипромінювальних переходів. Переходи, на яких найчастіше генерують He–Ne лазери, зображені на рис. 48.

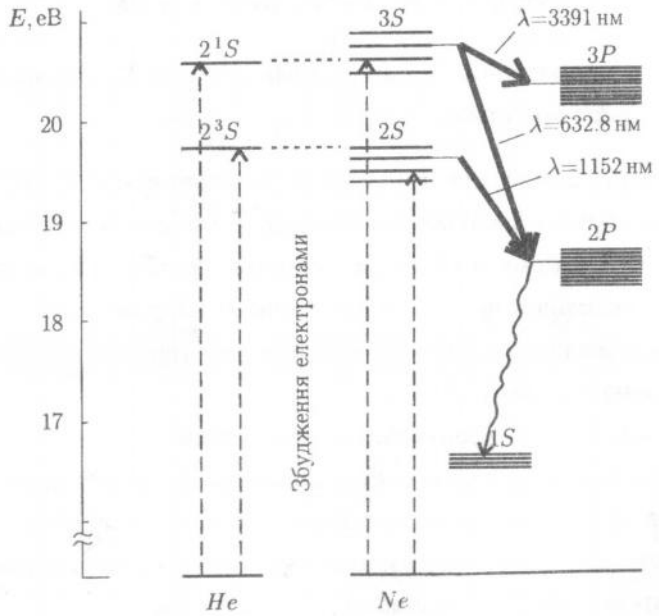


Рис. 48. Схема енергетичних рівнів гелію та неону

Гелій-неоновий лазер складається (рис. 49) з оптичного резонатора, газорозрядної трубки T, кінці якої закриті плоскопаралельними скляними або кварцовими пластинами P_1 і P_2, встановленими під кутом Брюстера до її осі. У загнутих кінцях трубки розташовані анод A та катод K. Розряд у трубці виникає при напрузі $\sim$ 2 кВ. Трубка поміщена між дзеркалами S_1 і S_2 оптичного резонатора, одне з яких має коефіцієнт відбивання 0.999, а друге, через яке виходить лазерне випромінювання, — 0.990. За нижчих коефіцієнтів генерація була б неможлива, тому для виготовлення дзеркал і використовують багатошарові діелектричні покриття.

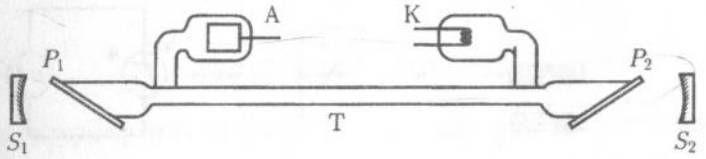


Рис. 49. Будова He–Ne лазера

Хід роботи

1. Вивчаємо будову і принцип роботи гелій-неонового лазера.
2. Складаємо установку за рис. 50 і визначаємо плоский та тілесний кути розбіжності лазерного променя згідно з формулами (16–18).

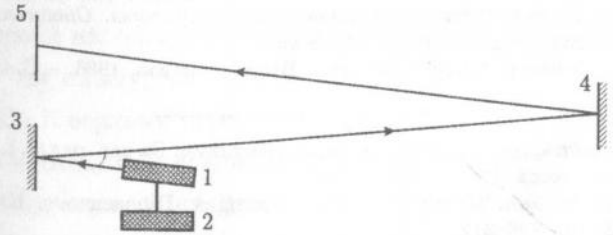


Рис. 50. Схема установки для визначення кута розбіжності лазерного променя: 1 – лазер, 2 – блок живлення, 3, 4 – дзеркала, 5 – екран

3. Досліджуємо поляризаційні властивості лазерного пучка (схема на рис. 51) і перевіряємо виконання закону Малюса:

$$I = I_0 \cos^2 \alpha, \tag{19}$$

де I_0 – інтенсивність світла (фотострум) без поляризатора; I – інтенсивність світла після поляризатора; α – кут між площиною коливань вектора напруженості електричного поля і площиною пропускання поляризатора. Будуємо експериментальний графік $I = f(\alpha)$ і теоретичну криву $I \sim \cos^2 \alpha$ в полярних координатах, та порівнюємо їх.

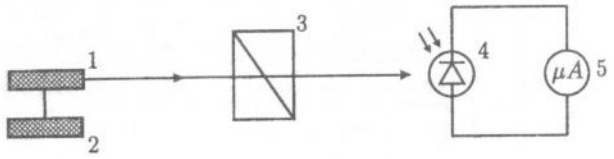


Рис. 51. Схема установки для визначення ступеня поляризації лазерного променя: 1 – лазер, 2 – блок живлення, 3 – поляризатор, 4 – фотодіод, 5 – мікроамперметр

4. Для трьох положень поляризатора (α_1=0°, α_2=30°, α_3=45°) визначаємо залежність потужності лазерного випромінювання (фотострум) від сили розрядного струму накачки лазера.

Рекомендована література

1. А. Н. Матвеев. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1985. – С. 301–325.
2. Я. О. Довгий. *Оптические квантовые генераторы. Специальный практикум*. Киев: Вища школа, 1977. – С. 5–66.
3. Е. И. Бутиков. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1986. – С. 434–455.

---

4. *Загальна фізика. Лабораторний практикум*. За заг. ред. І. І. Горбачука. Київ: Вища школа, 1992. – С. 442–447.
5. *Курс физики. Практикум*. Под ред. Д. А. Городецкого. Київ: Вища школа, 1992. – С. 298–312.
6. *Электричество и магнетизм. Колебания и волны. Оптика: Практикум по физике*. Под ред. А. Н. Веселкова. Севастополь: Изд-во СевГТУ, 1999. – С. 247–251.

Лабораторна робота 8

Визначення радіуса кривизни лінзи і довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона

Завдання до роботи: експериментально одержати зображення кілець Ньютона, виміряти їх діаметри для різних довжин хвиль світла.

Прилади: вимірювальний мікроскоп з опакілюмінатором і окулярним мікрометром, освітлювач, червоний та зелений світлофільтри, скляна пластинка, плоскоопуклі лінзи.

Теоретичний вступ

Явище інтерференції світла полягає у накладанні світлових когерентних хвиль. *Когерентними* називаються хвилі, в яких різниця фаз залишається сталою протягом часу, достатнього для спостереження інтерференційної картини. Один із методів одержання когерентних пучків полягає у розщепленні однієї хвилі на кілька при відбиванні та заломленні на поверхнях розділу двох середовищ. Це так званий *метод поділу амплітуди*, а інтерференцію, яку отримують таким методом, називають *інтерференцією Ньютона*.

Інтерференція світла в тонких плівках

Світлова хвиля від віддаленого джерела, падаючи на тонку прозору пластинку чи плівку, частково відбивається від її верхньої поверхні, а частково проходить усередину і відбивається від нижньої поверхні (рис. 52). У результаті цього в напрямку відбитих променів 1 і 2 поширюються дві когерентні хвилі.

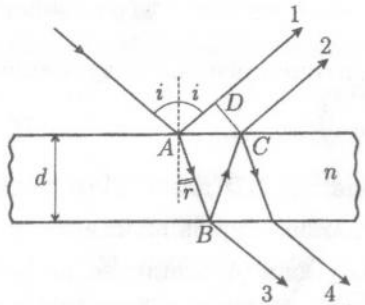


Рис. 52. До визначення різниці ходу при відбиванні у тонких плівках

Оптична різниця ходу між променями 1 і 2:

$$\Delta\mathcal{D} = n(AB + BC) - \left(AD + \frac{\lambda}{2}\right). \tag{1}$$

Додаткова різниця ходу $\lambda/2$ виникає внаслідок зміни фази коливань світлового вектора на π при відбиванні в точці A пучка 1 від верхньої поверхні пластинки, тобто від оптично густішого середовища. В точці B, де відбивання відбувається від оптично менш густого середовища – повітря, додаткової різниці фаз не виникає. З рис. 52 маємо

$$\begin{aligned} AB &= BC = \frac{d}{\cos r}; \\ AD &= AC\sin i = 2d\,\mathrm{tg}r\sin i, \end{aligned} \tag{2}$$

де i і r — відповідно кути падіння і заломлення. Оскільки $\sin i = n\sin r$,

$$\begin{aligned} \Delta\mathcal{D} &= 2n\frac{d}{\cos r} - 2dn\,\mathrm{tg}r\,\sin r - \frac{\lambda}{2} \\ &= \frac{2dn}{\cos r}(1-\sin^2 r) - \frac{\lambda}{2} = 2dn\cos r - \frac{\lambda}{2}, \end{aligned} \tag{3}$$

або

$$\Delta\mathcal{D} = 2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2}. \tag{4}$$

Умова для максимуму інтенсивності:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \tag{5}$$

де $k = 1, 2, 3, ...$, і для мінімуму інтенсивності:

$$2d\sqrt{n^2 - \sin^2 i} - \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}. \tag{6}$$

Оптична різниця ходу променів 3 і 4, які пройшли крізь пластинку,

$$\Delta\mathcal{D}' = 2dn\cos r, \tag{7}$$

менша від $\Delta\mathcal{D}$ для відбитого світла на $\lambda/2$. Тому максимумам світла, що пройшло крізь пластинку, відповідають мінімуми відбитого світла.

Із умови (4) випливає, що різниця ходу променів у плоскопаралельній пластинці залежить від кута падіння i цих променів на її зовнішню поверхню. Кожному значенню i відповідає своя різниця ходу. Промені

однакового нахилу, відбившись від верхньої і нижньої поверхні пластинки, поширюються паралельно один щодо іншого, а отже, інтерференційні смуги локалізовані на нескінченості. Тому для їх спостереження необхідно зібрати промені за допомогою лінзи (рис. 53). На екрані, який розташований у фокальній площині лінзи Л, будуть спостерігатися інтерференційні смуги зі спільним центром у точці F на головній оптичній осі лінзи. Їх називають *смугами рівного нахилу.*

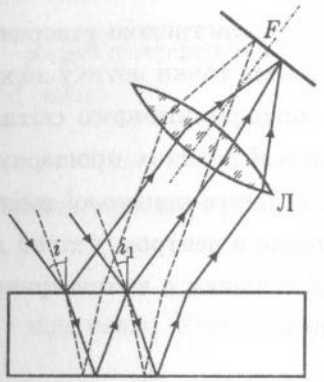


Рис. 53. Інтерференція в плоско-паралельній пластині

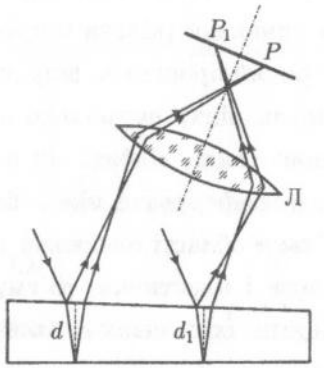


Рис. 54. Інтерференція у клиноподібній пластині

При освітленні паралельним пучком тонкої прозорої пластинки зі змінною товщиною спостерігається інтерференційна картина, в котрій кожна смуга утворюється за рахунок відбивання променів у місцях однакової товщини (рис. 54). Для спостереження *смуг однакової товщини* зручно користуватись збирною лінзою, яка дає зображення верхньої поверхні пластини, оскільки смуги однакової товщини локалізовані саме там. Якщо кут між поверхнями пластинки малий, то різницю ходу променів з великою точністю можна визначати за формулою (4) для кожного значення товщини d_i у точці падіння цього променя на поверхню.

У випадку товстих пластинок неоднакової товщини інтерференційні смуги можуть спостерігатись лише в монохроматичному світлі. Відхилення від паралельності поверхонь пластинки повинно бути незна-

чне, оскільки в протилежному випадку смуги однакової товщини розмістяться дуже близько. У дуже тонких пластинках смуги можна спостерігати і у білому світлі. При цьому виникають кольорові смуги.

Кільця Ньютона

Смуги однакової товщини спостерігаються і у випадку, коли до плоскої скляної поверхні дотикається плоско-опукла лінза з великим радіусом кривизни (кілька метрів). Між лінзою і пластинкою утворюється повітряний прошарок, ширина якого зростає від точки дотику до країв. Якщо на лінзу нормально падає пучок монохроматичного світла, то світлові хвилі, відбиті від верхньої і нижньої границь прошарку, будуть інтерферувати між собою, утворюючи смуги однакової товщини. Оскільки області однакової товщини є колами з центром у точці дотику лінзи і пластинки, то смуги однакової товщини є концентричними кільцями. Їх називають ***кільцями Ньютона.***

За умови похилого падіння пучка кільця перетворюються у еліпси. При освітленні системи лінза–пластинка білим світлом інтерференційні кільця є кольоровими, причому спостерігається певна послідовність кольорів, яку називають ***кольорами Ньютона.*** У монохроматичному світлі інтерференційна картина має вигляд темних і світлих кілець.

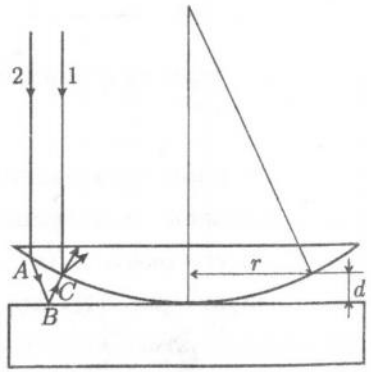


Рис. 55. Утворення кілець Ньютона

Розгляньмо докладніше причину виникнення кілець Ньютона (рис. 55). При спостереженні у відбитому світлі інтерференція променів у точці C утворюється за рахунок різниці ходу між променем 1, який відбився на межі верхньої поверхні повітряного прошарку, і променем 2, який відбився від нижньої поверхні прошарку в точці B. Нехай d – товщина повітряного прошарку для

точки C, тоді різниця ходу променів 1 та 2:

$$\Delta\mathcal{D} = 2dn + \frac{\lambda}{2}, \tag{8}$$

де n – показник заломлювання середовища між лінзою і плоско-паралельною пластинкою (для повітря $n = 1$). Додаткова втрата $\lambda/2$ відбувається при відбиванні променя 2 від оптично густішого середовища.

З рис.55 бачимо, що

$$r^2 = R^2 - (R - d)^2 = 2Rd - d^2,$$

де r – радіус інтерференційного кільця, R – радіус кривизни лінзи. При $R \gg d$ маємо

$$r^2 = 2Rd. \tag{9}$$

Умовою максимуму, тобто умовою утворення світлих кілець буде:

$$\Delta\mathcal{D} = 2dn + \frac{\lambda}{2} = k\lambda, \tag{10}$$

де k – ціле число. Умова утворення темних кілець:

$$\Delta\mathcal{D} = 2dn + \frac{\lambda}{2} = (2k+1)\frac{\lambda}{2}. \tag{11}$$

Скориставшись формулою (9), отримаємо, що радіус світлого кільця:

$$r = \sqrt{(2k-1)R\frac{\lambda}{2}}, \tag{12}$$

а радіус темного кільця:

$$r = \sqrt{kR\lambda}. \tag{13}$$

Із формул (12) або (13) можна безпосередньо визначити R або λ, але оскільки внаслідок пружної деформації скла не можна досягти ідеального контакту сферичної лінзи та плоскої пластинки в точці дотику, то точніший результат одержимо, якщо розраховувати радіус кривизни чи довжину хвилі за різницею радіусів двох кілець. Остаточна формула має вигляд:

$$\lambda = \frac{(r_k - r_n)(r_k + r_n)}{(k-n)R}. \tag{14}$$

Опис приладу

Основною частиною установки є мікроскоп (рис. 56), на предметному столику якого знаходиться система лінза–пластинка, з допомогою якої одержуємо кільця Ньютона. Замість окуляра на тубусі мікроскопа встановлено окулярний мікрометр МОВ-1-15$^{\times}$ (рис. 57), що складається з кожуха 1, основи 2 з хомутом, який монтується на тубус і закріплюється гвинтом 3; окуляра 4 з діоптрійним механізмом; відлікового барабана 5.

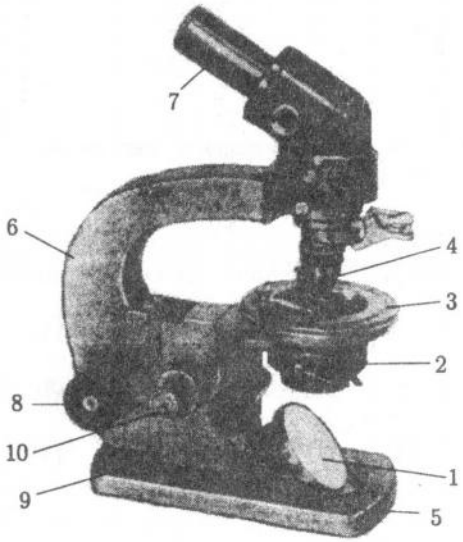


Рис. 56. Будова мікроскопа: 1 - дзеркало, 2 - конденсор, 3 - предметний столик, 4 - об'єктив, 5 - основа, 6 - тубусотримач, 7 - окуляр, 8 - маховик механізму грубого фокусування, 9 - корпус механізму мікрометричного фокусування, 10 - мікрометричний гвинт

У фокальній площині окуляра розміщена нерухома шкала, на якій нанесено поділки від 0 до 8 (ціна поділки шкали 1 мм), рухоме перехрестя та індекс у вигляді двох штрихів – біштрих.

При повороті барабана 5 перехрестя і штрихи в полі зору окуляра 4 переміщаються стосовно нерухомої шкали, яка служить для відліку цілих міліметрів переміщення перехрестя. На барабані теж нанесена шкала в 100 поділок, і його оберт на одну поділку відповідає переміщенню перехрестя на 0.01 мм. Повний відлік складається з відліків за нерухомою шкалою і за барабаном. Відлік за нерухомою шкалою в полі зору визначають за положенням біштриха — обраховують, на скільки повних поділок зміститься біштрих від позначки "0". Відлік із барабана мікрометричного гвинта визначають за поділкою шкали, що знаходиться навпроти індекса на нерухомому циліндрі.

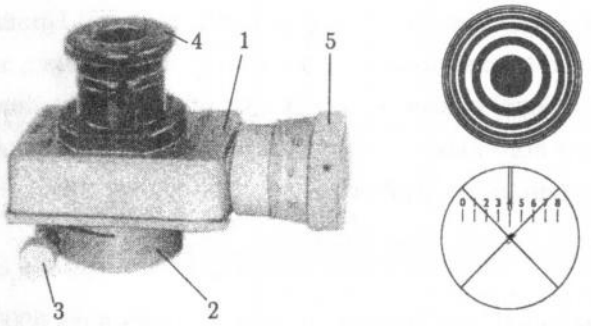


Рис. 57. Окулярний мікрометр та його поле зору

Приклад. Нехай біштрих у полі зору знаходиться між поділками "4"та "5"нерухомої шкали, а індекс — навпроти поділки "74"барабана. У полі зору по шкалі окуляра відраховують цілі міліметри — біштрих не дійшов до поділки "5", отже, відлік дорівнює 4. Ціна поділки шкали барабана дорівнює 0.01 мм, то відлік за барабаном буде: $0.01 \times 74 = 0.74$. Повний відлік за шкалами окуляра дорівнює: 0.74+4=4.74 мм. Щоб отримати реальні розміри чи відстані, отримане значення слід розділити на лінійне збільшення об'єктива мікроскопа.

Хід роботи

1. Встановлюємо червоний світлофільтр на окуляр і вмикаємо опаклюмінатор ОИ-1, розміщений перед об'єктивом та обладнаний діафрагмою та відбивною напівпрозорою пластинкою.
2. Фокусуючи мікроскоп, добиваємось появи чітких кілець Ньютона в центрі поля зору мікроскопа.
3. Обертаємо барабан так, щоб одна з ліній перехрестя переміщалась як дотична до кілець. За точкою дотику визначаємо їх положення.
4. Щоб визначити радіус кілець, потрібно відмітити положення кілець зліва і справа від їх центру. Для цього, обертаючи барабан окулярного мікрометра, встановлюємо у лівій половині поля зору перехрестя на середину віддаленого від центра темного кільця, наприклад шостого, і робимо відліки за шкалою і барабаном окулярного мікрометра. Потім послідовно наводимо перехрестя на п'яте,

четверте і т. д. кільця і теж знімаємо відліки. Пройшовши центральну пляму, знімаємо відліки в тому ж напрямку, тобто вправо від центральної плями. Різниця відліків справа і зліва для даного кільця дає його діаметр. Обраховуємо реальні радіуси кілець.

5. Обраховуємо радіус кривизни лінзи за формулою:

$$R = \frac{(r_k - r_n)(r_k + r_n)}{(k-n)\lambda} \qquad (15)$$

Довжина хвилі для червоного фільтра становить 6600 Å.

6. Встановлюємо зелений світлофільтр і, визначивши радіуси кілець Ньютона, за формулою (14) знаходимо ефективну довжину світлової хвилі пропускання зеленого світлофільтра.
7. Одержані відліки і результати обчислень заносимо у таблиці.

Визначення радіуса кривизни лінзи

№	λ	k	r_k	r_n	n	R	ΔR	$E\%$
1.								
⋮								
середнє								

$R = (R_{\text{сер}} \pm \Delta R)$, м

Визначення довжини світлової хвилі

№	R	k	r_k	r_n	n	λ	$\Delta\lambda$	$E\%$
1.								
⋮								
середнє								

$\lambda = (\lambda_{\text{сер}} \pm \Delta\lambda)$, м

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 120–131.
2. Ф. А. Королев. *Курс физики. Оптика, атомная и ядерная физика*. Москва: Просвещение, 1974. – С. 85–93.
3. Н. М. Годжаев. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1977. – С. 85–95.
4. *Физический практикум. Электричество и оптика*. Под ред. В. И. Ивероновой. Москва: Наука, 1968. – С.451–456.
5. *Лабораторный практикум по физике*. Под ред. А. С. Ахматова. Москва: Высшая школа, 1980. – С. 249–252.
6. Є. І. Сірий, *Загальний фізичний практикум. Ч.IV. Оптика*. Київ: Вища школа, 1972. – С. 74–84.

Лабораторна робота 9

Визначення довжини хвилі монохроматичного світла за допомогою біпризми Френеля

Завдання до роботи: використовуючи інтерференційний метод, визначити довжину світлової хвилі гелій-неонового лазера.

Прилади: біпризма Френеля, джерело світла (гелій-неоновий лазер ЛГН-105), відліковий мікроскоп (ціна поділки n=0.026664 мм), циліндрична лінза, лінза з фокусною віддаллю f=70 мм, світлофільтр.

Теоретичний вступ

Для спостереження явища інтерференції при накладанні двох коливань необхідно, щоб вони випромінювались когерентними джерелами. Джерела називають *когерентними*, якщо вони випромінюють хвилі однакової частоти з постійною різницею фаз.

Когерентні світлові хвилі можна отримати розділивши (використовуючи явища заломлення чи відбивання) хвилю, випромінену одним джерелом, на дві частини. Спрямовуючи ці хвилі по різних оптичних шляхах, а потім зводячи їх разом, отримують інтерференційну картину. Цей спосіб здійснюють за допомогою бідзеркала та біпризми Френеля, білінзи Бійє, методу Юнга, дзеркал Ллойда, методу Лінніка тощо.

Розгляньмо інтерференцію світла від двох когерентних джерел S_1 та S_2 (рис. 58). Різниця фаз коливань $\Delta\varphi$ в точці M залежить від різниці шляхів d_1 та d_2:

$$\Delta\varphi = 2\pi\frac{\Delta d}{\lambda}, \qquad (1)$$

де величина $\Delta d = d_2 - d_1$ називається *різницею ходу*. В точках інтерференційної картини, для яких різниця ходу дорівнює цілому числу хвиль, різниця фаз кратна 2π і коливання, збуджені обома хвилями, будуть

проходити з однаковою фазою. Спостерігається максимум освітленості для певної довжини хвилі:

$$\Delta\varphi = 2k\pi, \quad \Delta d = \pm k\lambda \quad (k = 0, 1, 2, \ldots). \tag{2}$$

Якщо різниця ходу дорівнює півцілому числу хвиль світла, то:

$$\Delta\varphi = (2k+1)\pi, \quad \Delta d = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2} \quad (k = 0, 1, 2, \ldots), \tag{3}$$

так що коливання знаходяться в протифазі. Отже, максимальна освітленість відповідає різниці ходу, яка дорівнює парному числу півхвиль, мінімальна — непарному.

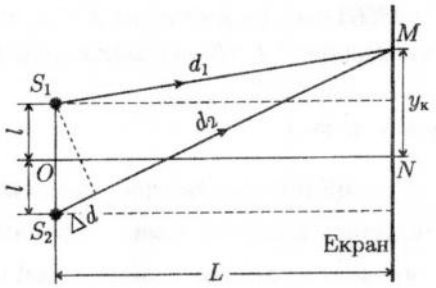


Рис. 58. До визначення інтерференції

У результаті інтерференції на екрані виникає сукупність світлих і темних смуг. Якщо когерентні джерела не монохроматичні, то інтерференційна картина буде складатись з набору кольорових смуг, оскільки положення максимумів і мінімумів залежить від довжини хвилі.

Позначмо на рис. 58 віддаль між когерентними джерелами $S_1S_2 = 2l$, віддаль від S_1S_2 до екрана $ON = L$, а віддалі від точок S_1 і S_2 до будь-якої точки екрану M — відповідно d_1 і d_2. Якщо джерела синфазні ($\varphi = 0$), то нульовий максимум лежить на екрані у точці N. Припустьмо, що у точці M лежить k-ий мінімум і віддаль $NM = y_k$. Знайдімо різницю ходу для цієї точки:

$$\begin{aligned} d_1^2 &= L^2 + (y_k - l)^2, \\ d_2^2 &= L^2 + (y_k + l)^2, \\ d_2^2 - d_1^2 &= (d_2 + d_1)(d_2 - d_1) = 4y_k l, \end{aligned} \tag{4}$$

або ж:

$$\Delta d = d_2 - d_1 = \frac{4y_k l}{d_2 + d_1}. \tag{5}$$

Оскільки віддалі $2l$ і y_k дуже малі порівняно з L, то можна покласти $d_2 + d_1 \approx 2L$. Тоді остаточно:

$$\Delta d = \frac{2y_k l}{L}. \tag{6}$$

Підставивши в (6) значення $\Delta d = (2k+1)\lambda/2$, отримуємо

$$y_k = \frac{L}{2l}(2k+1)\frac{\lambda}{2}. \tag{7}$$

Аналогічно запишемо y_m — віддаль між нульовим максимумом і якимось іншим m-м мінімумом:

$$y_m = \frac{L}{2l}(2m+1)\frac{\lambda}{2}. \tag{8}$$

Звідси віддаль між k-тою та m-тою темними смугами

$$z = y_k - y_m = \frac{L}{2l}(k-m)\lambda. \tag{9}$$

Тоді

$$\lambda = \frac{2zl}{L(k-m)}. \tag{10}$$

Експериментальна частина

Інтерференційну картину отримуємо за допомогою біпризми Френеля, яка складається з двох призм з дуже малими заломлюючими кутами α, складених основами (рис. 59). Пучок світла, що йде від точкового джерела S, після заломлення в біпризмі ділиться на два пучки, які ніби виходять з двох уявних зображень джерела S_1 і S_2. Точки S_1 та S_2 є когерентними джерелами, і тому за біпризмою, в області, де пучки перекриваються, спостерігається інтерференційна картина (рис. 60).

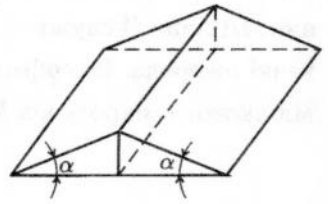


Рис. 59. Біпризма Френеля

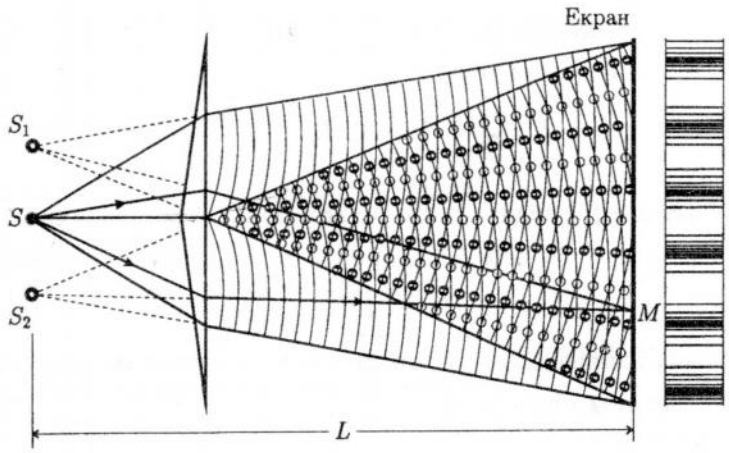


Рис. 60. Інтерференційна схема біпризми Френеля

Схема установки для визначення λ за допомогою біпризми зображена на рис. 61. Джерелом світла S служить оптичний квантовий генератор (ОКГ) — гелій-неоновий лазер ЛГН-105, будова і принцип роботи якого вивчаються при виконанні лабораторної роботи 7. Для збільшення кута лазерного пучка на виході ОКГ ставимо циліндричну лінзу $Л_1$. Згідно з вимогами правил техніки безпеки у роботі з лазерними установками категорично заборонено без захисних окулярів або спеціальних фільтрів спостерігати генерацію як у прямих, так і у відбитих променях. Тому для візуального спостереження інтерференційної картини використовується спеціальний сірий фільтр Ф з селективним пропусканням. Щілина Д служить реальним джерелом, біпризма БП створює два уявні джерела. Інтерференційна картина спостерігається за допомогою відлікового мікроскопа М, ціна поділки якого відома (n=0.026664 мм).

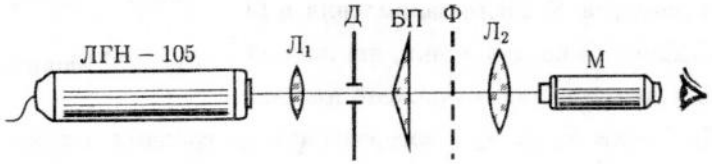


Рис. 61. Схема установки

Для визначення віддалі $2l$ між когерентними джерелами S_1 і S_2 використовується збирна лінза $Л_2$ з відомою фокусною віддаллю f = 70 мм, яка встановлюється між біпризмою і відліковим мікроскопом. Ця лінза дає два дійсні зображення джерела S_1' і S_2' віддаль $2l'$ між якими вимірюється за допомогою окулярного мікрометра мікроскопа.

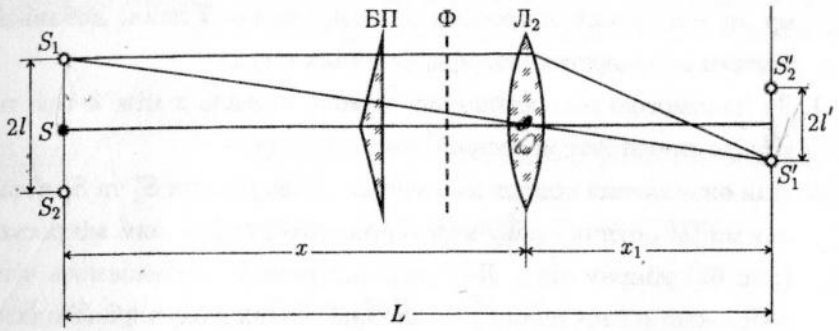


Рис. 62. Оптична схема установки

Дійсна віддаль між джерелами дорівнює:

$$2l = 2l' \frac{f}{x_1 - f}, \tag{11}$$

де x_1 – віддаль між лінзою і площиною зображення джерел. З іншого боку, з рис. 62 видно, що

$$\frac{l}{l'} = \frac{x}{x_1}. \tag{12}$$

З виразів (11) та (12) отримаємо

$$\frac{x + x_1}{x_1} = \frac{x_1}{x_1 - f}. \tag{13}$$

Але $x + x_1 = L$, а звідси:

$$L = \frac{x_1^2}{x_1 - f}. \tag{14}$$

Підставляючи значення l та L у (10), отримуємо робочу формулу:

$$\lambda = \frac{z}{k - m} \frac{2l' f}{x_1^2}. \tag{15}$$

Хід роботи

1. Вивчаємо будову і принцип роботи гелій-неонового лазера.
2. На оптичній лаві на однаковій висоті встановлюємо ОКГ, циліндричну лінзу, щілину, біпризму, захисний фільтр і мікроскоп.
3. Вмикаємо ОКГ. Змінюючи ширину щілини і пересуваючи біпризму та відліковий мікроскоп вздовж оптичної лави, добиваємось чіткого зображення інтерференційних смуг.
4. За допомогою мікроскопа визначаємо віддаль z між k-тою та m-тою темними інтерференційними смугами.
5. Для визначення віддалі між уявними джерелами S_1' та S_2' встановлюємо на оптичну лаву між біпризмою і відліковим мікроскопом (рис. 62) збирну лінзу $Л_2$ і, переміщуючи її, добиваємось чіткого зображення двох щілин у фокальній площині окуляра мікроскопа. Вимірюємо за шкалою окулярного мікрометра віддаль $2l'$ між зображеннями щілини S_1' та S_2'. Для даної установки фокальна площина лежить на віддалі 10 мм від поверхні об'єктива.
6. Визначаємо віддаль x_1 від центра тонкої лінзи $Л_2$ до фокальної площини мікроскопа.
7. Підставляючи результати вимірювань в робочу формулу (15), визначаємо довжину хвилі λ, яку випромінює гелій-неоновий лазер.
8. Вимірювання і розрахунки проводимо не менше трьох разів для різних положень біпризми. Вираховуємо середнє значення λ, розраховуємо абсолютну і відносну похибки.

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 68–80.
2. І. М. Кучерук, В. П. Дущенко. *Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика*. Київ: Вища школа, 1991. – С. 33–45.
3. І. С. Горбань. *Оптика*. Київ: Вища школа, 1979. – С. 19-28.

---

4. *Физический практикум. Электричество и оптика*. Под ред. В. И. Ивероновой. Москва: Наука, 1968. – С.443–451.
5. *Лабораторный практикум по физике*. Под ред. А. С. Ахматова. Москва: Высшая школа, 1980. – С. 245–248.
6. *Загальна фізика. Лабораторний практикум*. За заг. ред. І. І. Горбачука. Київ: Вища школа, 1992. – С. 370–372.

Лабораторна робота 10

Вивчення дифракційної гратки

Завдання до роботи: за виміряними кутами дифракції визначити постійну дифракційної гратки і довжини хвиль невідомого спектра, кутову дисперсію та роздільну здатність гратки.

Прилади: рефрактометр Пульфріха ИРФ-23, освітлювач ОИ-18, щілина на штативі, гоніометр Г-5, прозора та відбивна дифракційні гратки.

Теоретичний вступ

Дифракцією світла називається сукупність явищ, зумовлених хвильовою природою світла, які спостерігаються при його поширенні в середовищі з виразною оптичною неоднорідністю (наприклад, при проходженні крізь вузькі щілини, отвори, поблизу границь непрозорих тіл тощо). У вужчому розумінні дифракція світла полягає в огинанні світловим пучком країв перешкод, тобто у відхиленні від законів геометричної оптики. Дифракцію можна спостерігати як від сферичного фронту хвилі — ***дифракція Френеля***, так і від плоского — ***дифракція Фраунгофера.*** У першому випадку на перешкоду падає сферична або плоска хвиля, і на екрані, який знаходиться на скінченній віддалі позаду перешкоди, спостерігається дифракційне зображення перешкоди. У другому випадку на перешкоду падає плоска хвиля і на екрані, який знаходиться у фокальній площині збирної лінзи, формується дифракційне зображення віддаленного джерела світла.

Розгляньмо (рис.63) дифракцію Фраунгофера від вузької довгої щілини. Нехай на щілину AB, ширина якої b, падає нормально плоска монохроматична хвиля, довжина якої λ. За ***принципом Гюйгенса-Френеля***, кожна із освітлених точок щілини стає центром вторинних коливань,

що поширюються в усіх напрямках. Паралельні промені AM і BN, які поширюються під кутом φ щодо напрямку падаючого світла, збираються лінзою у точці P на екрані.

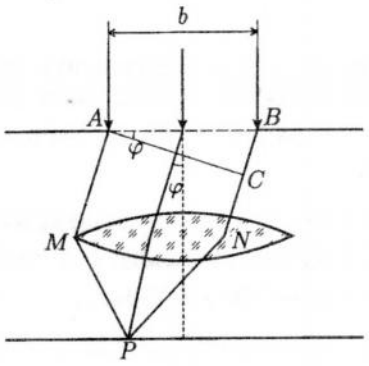


Рис. 63. Дифракція від щілини

Результат інтерференції цих променів буде залежати від різниці ходу $BC = b\sin\varphi$ і довжини хвилі падаючого світла λ. Розбиймо щілину по ширині на смужки (зони Френеля), різниця ходу від країв яких дорівнює $\lambda/2$. Всього у щілині вміщується $2b|\sin\varphi|/\lambda$ зон Френеля. Від числа зон Френеля залежатиме результат накладання всіх вторинних хвиль. Різниця ходу між двома променями, що випромінюються сусідніми зонами, дорівнює $\lambda/2$, і в точці P вони гасять один одного, тобто дія сусідніх зон взаємно знищується. Отже, якщо для напрямку φ щілина розділяється на непарну кількість зон:

$$b\sin\varphi = (2k+1)\frac{\lambda}{2}, \quad \text{де} \quad k = 1, 2, ..., \tag{1}$$

то спостерігається дифракційний максимум. Якщо кількість зон парна:

$$b\sin\varphi = 2k\frac{\lambda}{2}, \quad \text{де} \quad k = 1, 2, ..., \tag{2}$$

то спостерігається дифракційний мінімум. У напрямку $\varphi = 0$ вся щілина діє як одна зона Френеля і спостерігається найінтенсивніший центральний максимум.

Важливе практичне значення має дифракція, що спостерігається при проходженні світла через дифракційну гратку. *Амплітудна дифракційна гратка* — ряд паралельних прозорих щілин однакової ширини, розділених однаковими непрозорими проміжками. На поверхні скла різцем прокреслюють ряд паралельних штрихів на однаковій віддалі один від одного. Прокреслені місця розсіюють світло і є практично непрозорими. Непошкоджені місця є дуже вузькими дифракційними щілинами.

Застосовуються також *фазові гратки*, окремі елементи яких відрізняються не відбивною чи пропускною здатністю, яка впливає на амплітуду хвилі, а своєю спроможністю змінювати фазу хвилі. За формою робочої поверхні гратки також поділяють на плоскі та вгнуті, а за властивостями матеріалу — на прозорі і відбивні. Дешеві копії граток — репліки — отримують шляхом виготовлення відбитків з металічних відбивних граток на желатині або на пластмасі.

Розгляньмо плоску гратку, що складається з однакових рівновіддалених щілин, вирізаних у непрозорому екрані (рис.64). Ширину щілини позначимо через b, відстань між щілинами — через a. Величину $d = a + b$ називають *сталою або періодом гратки*. Вважатимемо, що радіус когерентності падаючої на гратку хвилі набагато перевищує розміри гратки, тобто коливання від усіх щілин можна вважати когерентними. Для цього зовсім не обов'язково вимагати просторової когерентності для джерела світла. Достатньо забезпечити належну віддаленість джерела, що еквівалентно падінню плоскої хвилі на поверхню гратки. При розрахунку дифракційної картини на екрані, який знаходиться у фокальній площині збирної лінзи, необхідно враховувати інтерференцію вторинних коливань як від різних ділянок однієї щілини, так і від різних щілин гратки. Положення дифракційних мінімумів, створюваних однією щілиною, залежить від напрямку поширення дифрагованих променів φ, а не від положення щілини. Тому у випадку багатьох щілин дифракційні мінімуми виникають у тих самих напрямках, в яких вони утворювались від однієї щілини. Отже, умова *головних мінімумів* має вигляд:

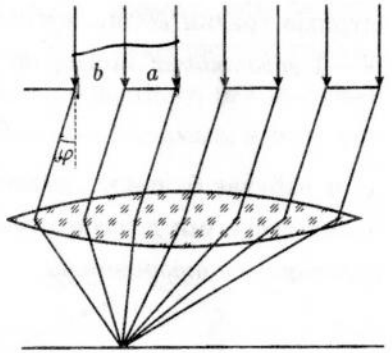


Рис. 64. Дифракція від гратки

$$b\sin\varphi = 2k\frac{\lambda}{2}, \quad (k = 1, 2, ...). \tag{3}$$

Умовою спостереження *головних максимумів* під кутами φ є рівність різниці ходу між променями від двох сусідніх щілин цілому числу хвиль:

$$\Delta = d\sin\varphi = m\lambda, \quad (m = 0, 1, 2, ...). \tag{4}$$

Якщо деякі значення φ одночасно задовольняють умовам для головних максимумів і для головних мінімумів, то головні максимуми, які відповідають цим кутам, не спостерігаються. Тоді для гратки з кількістю штрихів гратки N між сусідніми головними максимумами одержуємо $N-1$ *додаткових мінімумів*, для яких справджується умова:

$$d\sin\varphi = \frac{n\lambda}{N}, \tag{5}$$

де n набуває будь-які додатні значення, крім N, $2N$, $3N$ і т. д. Між двома сусідніми додатковими мінімумами утворяться максимуми, які називаються *вторинними*.

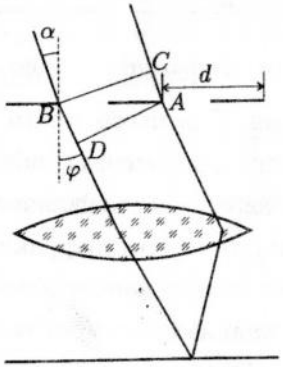


Рис. 65. Похиле падіння світла на гратку

Характеристики гратки покращуються із зменшенням постійної d. Технічно досягти малих значень d важко, тому на практиці часто забезпечують не нормальне, а скісне падіння світла на поверхню гратки, що еквівалентно зменшенню її постійної. Розгляньмо плоску хвилю, яка падає на гратку під кутом α (рис.65). Різниця ходу для двох відповідних хвиль дорівнює:

$$DB - AC = d\sin\varphi - d\sin\alpha. \tag{6}$$

Тоді умова головних максимумів має вигляд:

$$d(\sin\varphi - \sin\alpha) = m\lambda, \tag{7}$$

де m — ціле число. При $\varphi = \alpha$ буде максимум нульового порядку. Перетворивши співвідношення (7), отримуємо:

$$2d\cos\frac{\varphi+\alpha}{2}\sin\frac{\varphi-\alpha}{2} = m\lambda. \tag{8}$$

При малих кутах дифракції φ мало відрізняється від α, тому можна вважати

$$\frac{\varphi+\alpha}{2} \approx \alpha \quad \text{і} \quad \sin\frac{\varphi-\alpha}{2} \approx \frac{\varphi-\alpha}{2}.$$

Тоді для головних максимумів матимемо:

$$d\cos\alpha(\varphi-\alpha) = m\lambda. \tag{9}$$

Порівнюючи цю формулу із формулою для нормального падіння світла на гратку $d\varphi = m\lambda$ (при малих кутах φ), бачимо, що при похилому падінні світла гратка має ефективно меншу постійну, яка дорівнює $d\cos\alpha$. Похиле падіння променів використовують, зокрема, в ренгенівській спектроскопії, де довжини хвиль λ малі.

У випадку відбивної дифракційної гратки співвідношення, що характеризують явище, одержуємо, виходячи з тих самих міркувань, що і при похилому падінні світла на прозору гратку (рис.66). Нульовому максимуму відповідає дзеркальне відбивання променів під кутом α. Кут дифракції φ відраховується відносно напрямку нульового максимуму.

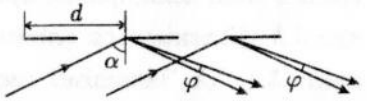


Рис. 66. Дифракція на відбивній гратці

Характеристики дифракційної гратки

Основними характеристиками дифракційної гратки є кутова дисперсія, лінійна дисперсія, дисперсійна область і роздільна здатність. *Кутова дисперсія* характеризує кутову відстань між двома близькими спектральними лініями λ та $\lambda + d\lambda$:

$$D = \frac{d\varphi}{d\lambda}. \tag{10}$$

Аналітичний вираз для D отримуємо, продиференціювавши (4):

$$D = \frac{m}{d\cos\varphi}. \tag{11}$$

Лінійною дисперсією називають величину

$$D_{\text{лін}} = \frac{dl}{d\lambda}, \tag{12}$$

де dl — лінійна відстань на екрані між двома максимумами одного й того ж порядку m, які відповідають довжинам хвиль λ і $\lambda + d\lambda$.

Якщо фокусна віддаль лінзи, яка проектує дифракційну картину на екран, дорівнює f, то можна знайти зв'язок між лінійною і кутовою дисперсіями:

$$D_{\text{лін}} = fD. \tag{13}$$

Максимальна ширина спектрального інтервалу $\Delta\lambda$, в якому спектри сусідніх порядків не перекриваються, називається *дисперсійною областю* дифракційної гратки. Інтервал $\Delta\lambda$ буде дисперсійною областю гратки тоді, коли правий край спектра $(m+1)$-го порядку для довжини хвилі λ збігатиметься з лівим краєм спектра m-го порядку для довжини хвилі $\lambda + \Delta\lambda$. Запишімо умови головних максимумів:

$$\begin{aligned} d\sin\varphi &= m(\lambda + \Delta\lambda); \\ d\sin\varphi &= (m+1)\lambda, \end{aligned}$$

звідки

$$\Delta\lambda = \lambda/m. \tag{14}$$

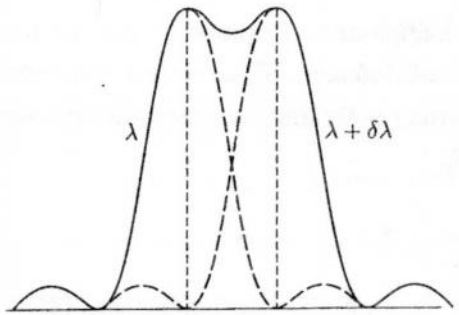


Рис. 67. Умова Релея для розділення двох спектральних ліній однакової інтенсивності

Здатність дифракційної гратки розділяти дві близькі спектральні лінії з довжинами хвиль λ та $\lambda + \delta\lambda$ визначається не лише величиною дисперсії, а й шириною дифракційних максимумів.

Згідно з критерієм Релея, дві монохроматичні спектральні лінії ще розділяються (спостерігаються окремо) у тому випадку, коли головний максимум однієї

лінії збігається з найближчим мінімумом другої (рис. 67). Найменша різниця довжин хвиль двох спектральних ліній $\delta\lambda$, яка задовольняє цьому критерію, називається спектральною роздільною відстанню, а величина $R = \lambda/\delta\lambda$ — *роздільною здатністю* дифракційної гратки.

Умова головного максимуму m-го порядку для довжини хвилі $\lambda+\delta\lambda$:

$$d\sin\varphi = m(\lambda + \delta\lambda), \tag{15}$$

а умова першого мінімуму спектра того самого порядку для хвилі λ, який знаходиться на місці максимуму для хвилі $\lambda + \delta\lambda$:

$$d\sin\varphi = m\lambda + \frac{\lambda}{N}, \tag{16}$$

де N — кількість штрихів гратки.

Звідси, знайшовши $\delta\lambda$, одержимо:

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = mN. \tag{17}$$

Опис установки

У цій лабораторній роботі вивчаються прозора і відбивна дифракційні гратки. Головним завданням є точне вимірювання кутів, під якими спостерігаються головні максимуми для різних довжин хвиль падаючого світла. Вимірювання зручно проводити за допомогою гоніометра.

У першій частині роботи як гоніометр використовується відліковий пристрій рефрактометра Пульфріха (ИРФ-23), зовнішній вигляд якого зображено на рис. 68. На приладі є спеціальний пристрій 1 для закріплення джерела світла. За допомогою конденсора 2 з діафрагмою 3 освітлюється вимірювальна призма. Спостереження ведуться через зорову трубу 7, точного наведення якої добиваються важелем 8 (звільнивши стопорний гвинт 10) та мікрометричним гвинтом 9. Відліковий пристрій має окуляр 4 та освітлювач шкали 6, який живиться від трансформатора. Температура контролюється термометром 5. Замість вузла

з призмою на приладі у цьому досліді встановлюється дифракційна прозора гратка. Вимірювання проводяться за умови нормального падіння світла на дифракційну гратку.

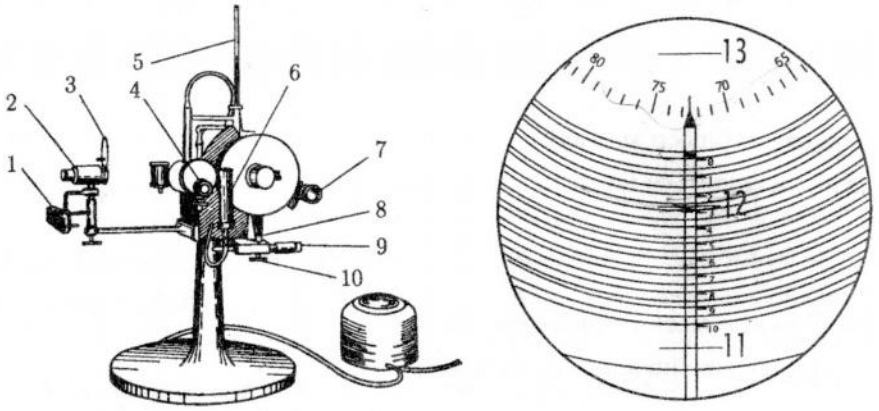


Рис. 68. Зовнішній вигляд та поле зору відлікового пристрою кутовимірного окуляра рефрактометра ИРФ-23

При спостереженні спектра в зорову трубу наводимо центр перехрестя на лінію спочатку грубо, потім закріпивши лімб (отже і трубу), підводимо мікрогвинтом перехрестя на середину лінії. В кутовимірному окулярі одна велика поділка зупиниться на спектральній сітці, при цьому вона проходить деяку кількість спіралей (на рис. 68 пройшла 3). Тоді гвинтом під окуляром виводимо (при цьому повертається верхня кругова шкала від 0 в більший бік) велику поділку (в нас 12) на середину спіралі. Тоді кругова шкала дасть нам деяке число тисячних долей градуса (в нас 72 тисячних). Десятитисячні долі градуса оцінюються на око в десятих долях поділки шкали. Загалом величина кута становить 12.2725°.

У другій частині роботи, при вивченні відбивної гратки, для вимірювання кутів дифракції використовується гоніметр Г-5, докладний опис якого подано у лабораторній роботі 4.

Хід роботи

Вправа 1.

1. Вмикаємо ОИ-18 та ИРФ-23.
2. Встановлюємо джерело світла, щілину і об'єктив ИРФ-23 на одній лінії. Дивлячись у зорову трубу, добиваємось спочатку поверненням джерела максимальної освітленості ліній, а згодом регулюванням щілини досягаємо їхньої максимальної різкості.
3. Ширину щілини встановлюємо такою, щоб лінії були тонкі, різкі; нечіткість країв ліній вказує на непаралельність щілини штрихам гратки, а розмиті контури лінії — на непаралельність їх площин.
4. Вимірюємо кути дифракції для кожної лінії меркурію в 0 , +1, +2, +3 порядках.
5. За формулою (4) визначаємо постійну цієї гратки, беручи за відому зелену лінію меркурію 5461 Å.
6. Взявши величини кутів для різних ліній, знаходимо кутову дисперсію за формулою (11).
7. Знаючи постійну гратки і кут дифракції будь-якої лінії, за формулою (4) знаходимо довжини хвиль всіх решти ліній. Звіряємо отримані значення з рис. 29 (с. 40) або рис. 72 (с. 101).
8. Вимірявши геометричні розміри дифракційної гратки і знаючи постійну гратки, визначаємо кількість штрихів N. Розраховуємо за формулою (17) роздільну здатність гратки для різних порядків.

Вправа 2.

1. Вивчаємо будову та принцип роботи гоніометра Г-5, користуючись вказівками до лабораторної роботи 4.
2. Ставимо відлікову трубу гоніометра навпроти коліматора та робимо нульовий відлік кута δ_1, який відповідає збігові їх оптичних осей.
3. Повертаємо трубу гоніометра на довільний кут γ відносно нульового відліку δ_1 так, щоб кут падіння світла на гратку $\alpha = 90° - \gamma/2$ набував значення у межах $30° \div 60°$.

4. Встановивши відбивну гратку на столик гоніометра, юстуємо її так, щоб штрихи були паралельні до осі обертання. Повертаючи столик (коли він не зв'язаний зі шкалою приладу), виводимо нульовий порядок на перехрестя "ниток" окуляра (біле світло або найінтенсивніший пучок). Робимо новий відлік кута δ_2.
5. Закріплюємо столик з граткою.
6. Повертаючи трубу, виводимо на перехрестя окуляра дифракційні максимуми, робимо відліки кутів δ_3, δ_4 та знаходимо відповідні кути дифракції $\varphi = |\delta_3 - \delta_2|$ для кількох порядків даної довжини хвилі і для 2-3 інших довжин хвиль.
7. За відомою лінією спектра меркурію визначаємо постійну гратки, користуючись формулою

$$d[\sin(\alpha + \varphi) - \sin\alpha] = m\lambda, \quad m = 1, 2, \ldots.$$

8. За цією ж формулою, знаючи постійну гратки, розраховуємо довжини хвиль ліній спектра меркурію.
9. За формулою

$$D = \frac{m}{d\cos(\alpha + \varphi)}.$$

розраховуємо кутову дисперсію гратки, а за виразом (17) — її роздільну здатність.
10. Проводимо аналогічні вимірювання для двох різних кутів падіння світла α та порівнюємо результати.
11. Розраховуємо похибки експерименту.

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 172–205, С. 211–219.
2. Н. М. Годжаев. *Оптика*. Москва: Высшая школа, 1977. – С. 135–151.
3. І. С. Горбань. *Оптика*. Київ: Вища школа, 1979. – С. 43-58.

---

4. *Лабораторные занятия по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1983. – С. 471–477.
5. *Физический практикум. Электричество и оптика*. Под ред. В. И. Ивероновой. Москва: Наука, 1968. – С.493–497.
6. *Лабораторный практикум по физике*. Под ред. К. А. Барсукова, Ю. И. Уханова. Москва: Высшая школа, 1988. – С. 181–189.

Лабораторна робота 11

Градуювання монохроматора та якісний аналіз газів

Завдання до роботи: ознайомитись з лінійчастими спектрами випромінювання електричних розрядів у газах; вивчити будову монохроматора УМ-2. Зробити якісний аналіз невідомого газу з допомогою УМ-2.

Прилади: монохроматор УМ-2, неонова лампа ТН-20, генератор електричного розряду, скляний балон з парами меркурію (ртуті) та невідомим газом.

Теоретичний вступ

Для твердих і рідких тіл при нагріванні до температур 800–1000° С і вище спостерігається *теплове, або температурне випромінювання*, що характеризується *суцільним, або неперервним спектром*, прикладами якого є спектри Сонця, лампи розжарювання, полум'я. При підвищенні температури яскравість свічення зростає і максимум інтенсивності зсувається у короткохвильову область спектра.

При нагріванні газу або пари будь-якої речовини спектр випромінювання буде складатись з ряду дискретних спектральних ліній різної інтенсивності. Такі спектри називаються *лінійчастими*. Їх появу спричиняють електронні переходи в атомах та йонах різних елементів.

Молекули характеризуються *смугастими спектрами*, які виникають в результаті зміни їх електронної, коливної та обертальної енергій.

Природа спектрів пояснюється квантовою теорією. Атом будь-якого хімічного елемента складається із додатно зарядженого ядра, в якому зосереджена практично вся його маса, і електронів, що рухаються навколо нього за замкненими орбітами різних радіусів. Спираючись на

гіпотезу М. Планка про квантовий характер випромінювання та поглинання світла, Нільс Бор сформулював закони руху електрона в атомі у вигляді трьох постулатів. Згідно з першим постулатом, електрон в атомі може рухатись лише за певними стаціонарними орбітами, для яких момент кількості руху електрона є кратним цілому числу n, тобто

$$mvr_n = n\frac{h}{2\pi}, \qquad (1)$$

де m – маса електрона, v – його швидкість на n-й орбіті з радіусом r_n, h – стала Планка.

Згідно з другим постулатом, рухаючись за такою орбітою, електрон не випромінює. Коли ж електрон переходить з однієї орбіти на іншу, то енергія атома змінюється. Переходи електронів на зовнішні орбіти супроводжуються збільшенням енергії атома та переводять його у збуджений стан, який є нестійким. Згідно з третім постулатом, при переході електрона із зовнішньої стаціонарної орбіти на внутрішню, випромінюється квант світла, енергія якого визначається із співвідношення

$$h\nu = E_2 - E_1, \qquad (2)$$

де E_2 і E_1 – повна енергія електрона до і після випромінювання фотона.

Отже, будь-яка спектральна лінія породжується фотонами з однаковою енергією при переході атома із одного енергетичного стану в інший. Якщо відомі величини *рівнів енергії* атома, що відповідають стаціонарним станам, то можна знайти всі можливі лінії, які з'являться у атомному спектрі. Система рівнів (див. рис. 69), яка приводить до появи лінійчастих спектрів в оптичній області, цілком залежить від руху електронів в атомі. Найнижчий (*основний*) рівень відповідає незбудженому стану атома. Сукупність ліній із спільним нижнім рівнем творить *спектральну серію*.

При збудженні атома один із зовнішніх електронів, який називають *оптичним*, здійснює перехід. Енергію, передану при цьому атому, переважно вимірюють у електронвольтах і називають *потенціалом збудження*. Атом перебуває у збудженому стані приблизно 10^{-8} с, після

чого він повертається в енергетично вигідніший стан. Перехід відбувається або відразу на основний рівень, або поетапно — через кілька рівнів. При переходах атом випромінює фотони з певними енергіями, тому кожна спектральна лінія має певний потенціал збудження, який дорівнює енергії її верхнього рівня щодо основного.

Найбільшу інтенсивність мають лінії з низьким потенціалом збудження і ті, що відповідають переходам, які дозволені правилами відбору. Ці лінії називають *останніми*, тому що при зменшенні концентрації речовини у пробі вони зникають найпізніше. Спектральні лінії, які відповідають переходам на основний рівень, називають *резонансними*.

Таким чином, спектр випромінювання атомів кожного окремого хімічного елементу є його постійною і індивідуальною характеристикою. Ця властивість лежить в основі *якісного спектрального аналізу*, завдання якого — визначити за спектром випромінювання елементи, що входять до складу речовини.

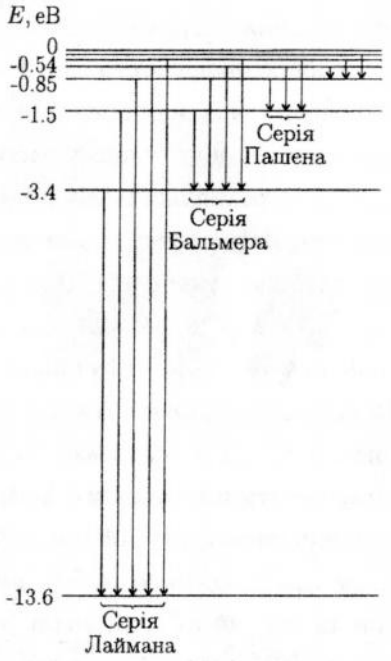


Рис. 69. Рівні енергії стаціонарних станів електрона в атомі гідрогену і утворення спектральних ліній

Методи збудження спектрів випромінювання

Вибір джерела світла в спектральному аналізі відіграє дуже важливу роль. Найкращим засобом збудження атомних спектрів випромінювання є різного роду газові розряди при атмосферному тиску, такі як дуговий, іскровий та імпульсний розряди. У таких джерелах добре збуджуються елементи з відносно низькими потенціалами іонізації — метали і деякі металоїди: бор (B), карбон (C), фосфор (P), сульфур (S),

арсен (As). Спектри галоїдів, інертних газів, оксигену (O), нітрогену (N), гідрогену (H) в дугах та іскрах збуджуються погано, і найбільш яскраві лінії розташовані в області довжин хвиль менше 2000 Å. Тому для аналізу газів найпростішим методом збудження є газовий розряд при низькому тиску (0.1–10 мм рт. ст.). У цьому інтервалі тисків навіть при густинах струму менше ніж 100 мА/см^2 спостерігається яскравий тліючий розряд, спектр якого залежить від складу газу. Іншим методом збудження свічення газів є високочастотний розряд, основною перевагою якого, у порівнянні з тліючим, є відсутність металевих електродів усередині розрядної трубки. Поглинання газу стінками скляної чи кварцової трубки у багато разів менше, ніж поглинання електродами.

Оскільки зовнішній вигляд спектра залежить від умов збудження, то, змінюючи їх, можна отримати лише притаманні кожній речовині лінії, сукупність яких і утворює характерний для неї лінійчастий спектр. Встановлення довжин хвиль ліній спектра та порівняння їх з таблицями спектральних ліній елементів дає змогу судити про присутність певного елементу в складному, багатокомпонентному зразку. Це і є, власне, *якісний спектральний аналіз*, що має завдання встановити, які хімічні елементи входять до складу досліджуваної речовини. При цьому розрізняють повний якісний аналіз, коли треба дати відповідь на запитання, які хімічні елементи є в зразку, і якісний аналіз на задані елементи, коли треба лише визначити чи є у зразку певні компоненти.

Опис приладу

Якісний спектральний аналіз проводять за допомогою оптичних приладів, в яких світло різних довжин хвиль розкладається в спектр. Конструкція спектрального приладу залежить від методу реєстрації спектра. Для візуального спостереження спектра служать спектроскопи та монохроматори, які дозволяють виділяти світло однієї довжини хвилі і аналізувати його візуально, чи з допомогою фотоелемента. У цій роботі використовується монохроматор–спектрометр УМ-2, призначений для спектральних досліджень в діапазоні від 3800 до 10000 Å (рис. 70).

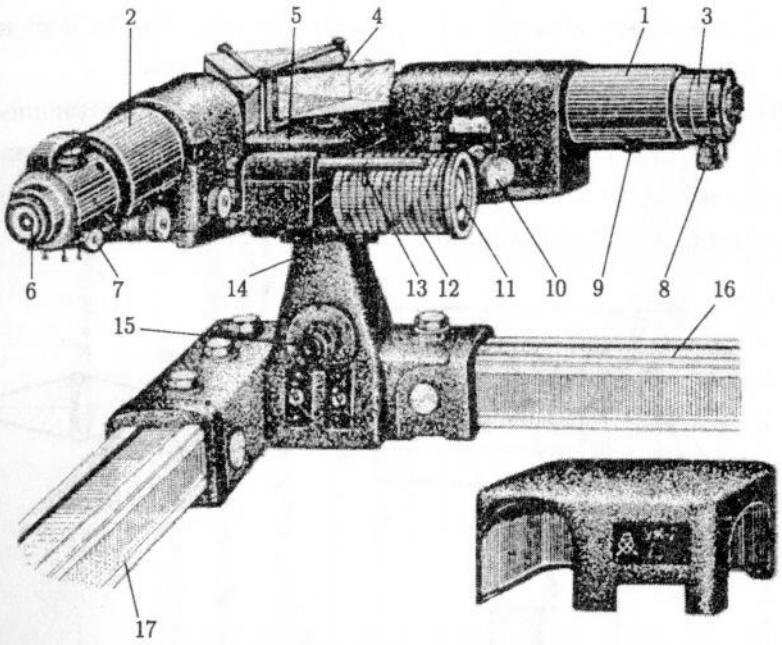


Рис. 70. Зовнішний вигляд монохроматора УМ-2: 1 – коліматор; 2 – зорова труба; 3 – вхідна щілина; 4 – призма; 5 – столик; 6 – окуляр; 7 – маховик руху вказівника; 8 – мікрометричний гвинт щілини; 9 – руків'я затвору; 10 – фокусувальний маховик коліматорного об'єктива; 11 – мікрометричний гвинт поворотного механізму; 12 – відліковий барабан; 13 – індекс; 14 – основа; 15 – реостат регулювання освітлення вказівника; 16 – лава для орієнтування освітлювальної системи; 17 – лава для встановлення пристроїв та приладдя

Оптична схема монохроматора (рис. 71) включає в себе вхідний і вихідний коліматори, оптичні осі яких розміщені під кутом 90°. Як диспергуюча система використовується призма зі сталим кутом відхилення (призма Аббе), склеєна з трьох призм. Перші дві призми P_1 і P_2 з заломлюючими кутами 30° виготовлені з флінтгласу. Призма повного внутрішнього відбивання P_3 виготовлена з кронгласу для того, щоб зменшити поглинання світла.

При обертанні столика 6 навколо вертикальної осі в положення найменшого відхилення послідовно потрапляють промені різних довжин

хвиль. За шкалою відлікового барабана визначається кут його повороту, який можна проградуювати за відомим спектром.

Ширину вхідної щілини 1 можна регулювати мікрометричним гвинтом 9. Замість вихідної щілини у приладі встановлено окуляр 5, що перетворює монохроматор у спектроскоп. Через окуляр спостерігається зображення вхідної щілини, яке дає об'єктив 4, і вказівник 10.

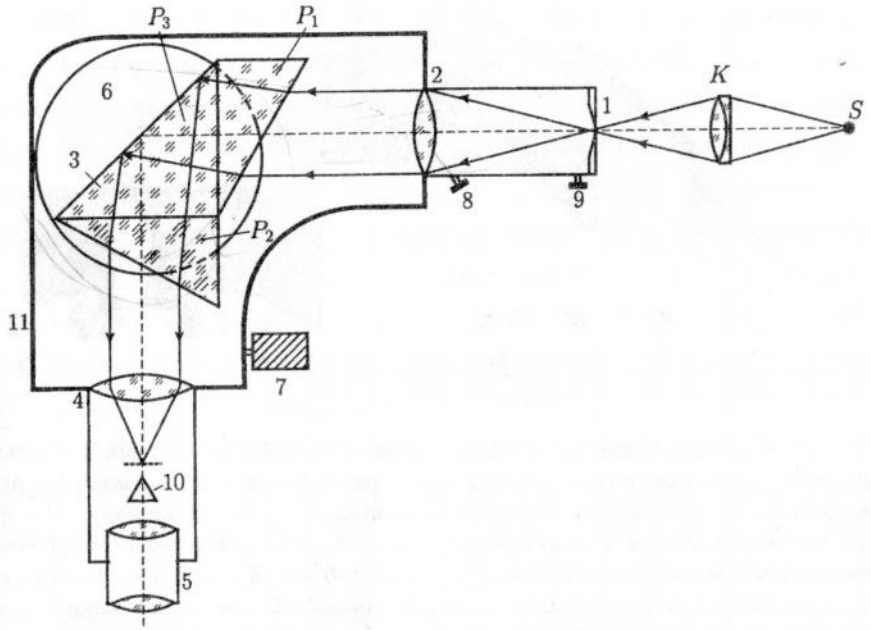


Рис. 71. Оптична схема монохроматора УМ-2: 1 – вхідна щілина; 2 – коліматорний об'єктив; 3 – призма Аббе; 4 – об'єктив зорової труби; 5 – окуляр зорової труби; 6 – поворотний столик; 7 – мікрометр; 8 – мікрогвинт коліматорного об'єктива; 9 – мікрометричний гвинт щілини; 10 – показник; 11 – масивний корпус. S – джерело світла, K – конденсор; P_1, P_2 – дисперсійні 30° призми, P_3 – поворотна призма

У підготовці до роботи треба провести фокусування приладу. Для цього, переміщуючи окуляр, слід одержати різке зображення вістря вказівника 10 і, освітлюючи вхідну щілину приладу неоновою лампою, потрібно за допомогою мікрогвинта 8 коліматорного об'єктива 2 одержати чітке зображення спектральних ліній.

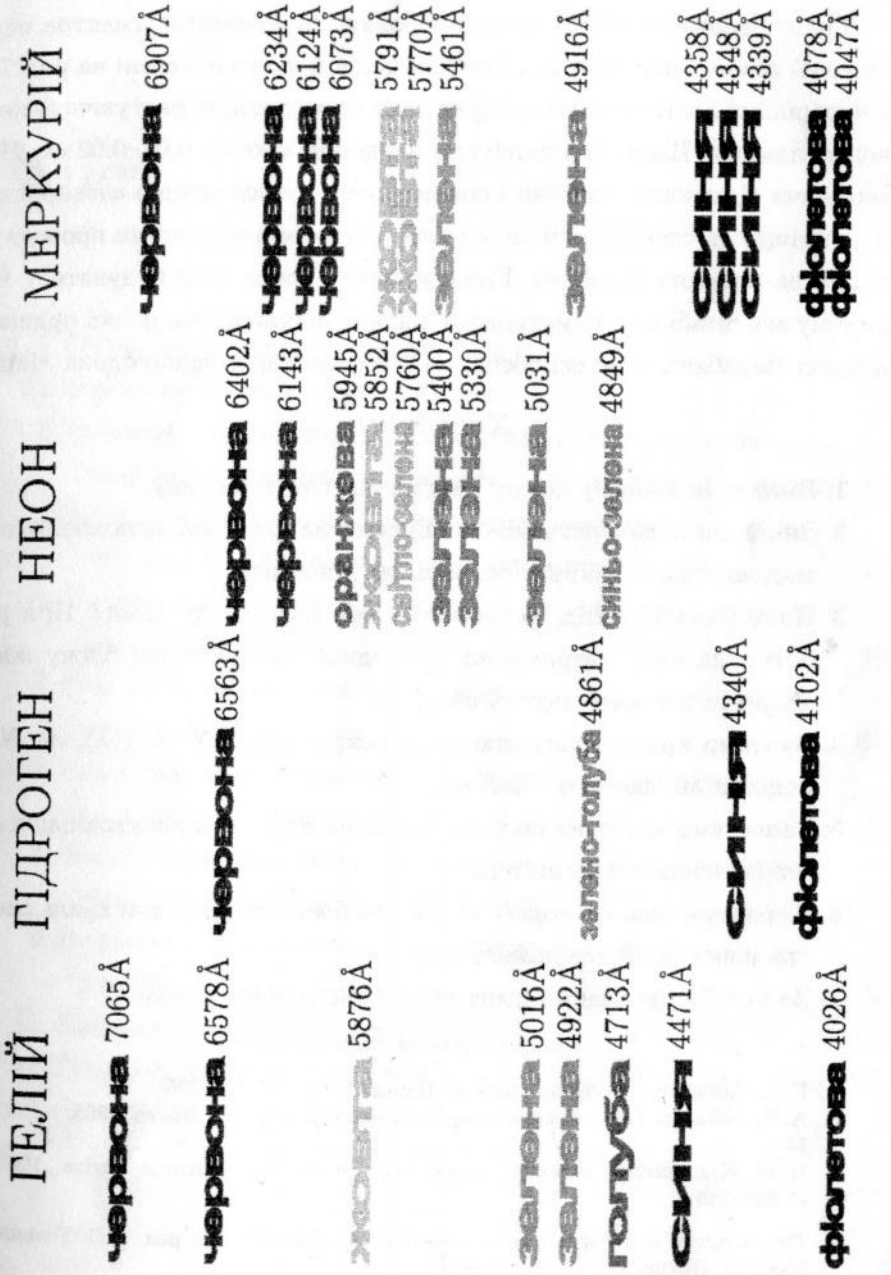


Рис. 72. Довжини хвиль спектральних ліній газів

Градуювання монохроматора проводять за допомогою спектра меркурієвої лампи, значення довжин хвиль ліній якого наведені на рис. 72, у червоній області спектра грудуювання проводять, користуючись неоновою лампою. Ширину вхідної щілини встановлюють 0.01–0.02 мм. Повертаючи відліковий барабан і спостерігаючи через окуляр спектроскопа, суміщають спектральну лінію з вказівником в окулярі та проводять відлік за шкалою барабана. Градуювальну криву слід будувати у великому масштабі на міліметровому папері, відкладаючи по осі ординат поділки барабана, а по осі абсцис — довжини хвиль відповідних ліній.

Хід роботи

1. Вмикаємо неонову лампу і від'юстовуємо установку.
2. Знімаємо залежність між поділками на барабані монохроматора та довжинами хвиль спектральних ліній неону.
3. Повторюємо дослід, використовуючи меркурієву лампу. При роботі з лампою витримуємо необхідний час розігріву блоку живлення та режими анодної напруги.
4. Будуємо криву градуювання монохроматора $N = f(\lambda)$, де N – поділки відлікового барабана.
5. Записуємо значення поділок барабана УМ-2 для спектральних ліній свічення невідомого газу.
6. Користуючись кривою $N = f(\lambda)$, визначаємо довжини хвиль спектральних ліній невідомого газу.
7. За рис. 72 проводимо ідентифікацію невідомого газу.

Рекомендована література

1. Г. С. Ландсберг. *Оптика*. Москва: Наука, 1976. – С. 711–726.
2. А. Н. Зайдель. *Основы спектрального анализа*. Москва: Наука, 1965. – С. 134–146.
3. И. М. Кустанович. *Спектральный анализ*. Москва: Высшая школа, 1967. – С. 235–248.

---

4. *Руководство к лабораторным занятиям по физике*. Под ред. Л. Л. Гольдина. Москва: Наука, 1973. – С. 410–414.
5. *Лабораторный практикум по физике*. Под ред. А. С. Ахматова. Москва: Высшая школа, 1980. – С. 287–291.

Зміст

1. Визначення фокусної віддалі лінз 3
2. Вивчення похибок (аберацій) лінз 9
3. Вивчення зорової труби та мікроскопа. Визначення показника заломлювання твердих тіл за допомогою мікроскопа 19
4. Визначення показника заломлювання, дисперсії та роздільної здатності призми за допомогою гоніометра 31
5. Визначення показника заломлювання рідин за допомогою рефрактометра Аббе 43
6. Визначення показника заломлювання рідин за допомогою інтерферометра Релея 49
7. Вивчення випромінювання оптичного квантового генератора на суміші гелію і неону 59
8. Визначення радіуса кривизни лінзи і довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона 71
9. Визначення довжини хвилі монохроматичного світла за допомогою біпризми Френеля 79
10. Вивчення дифракційної гратки 85
11. Градуювання монохроматора та якісний аналіз газів 95

Навчальне видання

Колінько Микола Іванович
Пашук Ігор Петрович
Стефанський Ігор Васильович

ОПТИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

Частина 1

Підписано до друку 04.02.2000. Формат 60×84/16
Умовн. друк. арк. 5.2. Умовн. фарбовідб. 5.2.
Обл.-вид. арк. 5.2. Тираж 100. Зам. 40.

Видавничий центр
Львівського національного університету імені Івана Франка

79000 Львів, вул. Університетська, 1

Сименчук В.