

Горват А. А., Грабар О. О.

ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

Частина 4

ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ
КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ
КЛАСИЧНА ОПТИКА



Ужгород - 2022

МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
ДЕРЖАВНИЙ ВИЩИЙ НАВЧАЛЬНИЙ ЗАКЛАД
«Ужгородський національний університет»

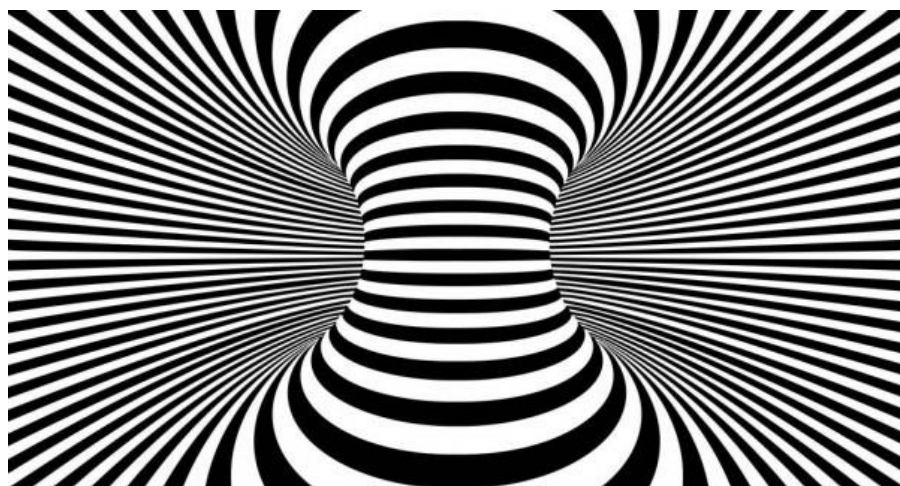
А. А. Горват, О. О. Грабар

ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ

Частина 4

**ЕЛЕКТРОМАГНІТНІ
КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ.
КЛАСИЧНА ОПТИКА**

Навчальний посібник



Ужгород «XXXX» 2022

ББК 22.3 Я73
Г–67
УДК 53 (075.8)

Рекомендовано до друку Вченою радою ДВНЗ
«Ужгородський національний університет»,
протокол № 12 від “21” грудня 2021 року

Горват А.А., Грабар О.О.

Г – 67 ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ. Частина 4.
Електромагнітні коливання і хвилі. Класична оптика.
Навчальний посібник. – Ужгород: Видавництво . **XXXX**, 2022 р.
– 122 с.

У посібнику наведені описи лабораторних робіт загального фізичного практикуму з курсу „Електрика і магнетизм, класична оптика” дисципліни "Загальна фізика" для студентів фізичного факультету УжНУ спеціальностей 163 «Біомедична інженерія» і 153 «Мікро-та наносистемна техніка». Описи містять короткі теоретичні відомості, методику проведення експерименту, опис приладів, завдання та порядок їх виконання.

Посібник призначений для використання при підготовці до лабораторних занять та для самостійної роботи студентів, які навчаються за вказаними спеціальностями, а також може бути корисним для студентів інших інженерних спеціальностей.

Р е ц е н з е н т и:

Гомонай Г.М. - доктор фіз.-мат. наук, професор, член-кореспондент НАНУ, директор Інститут електронної фізики НАН України

Жигуц Ю.Ю. - доктор технічних наук, професор,
завідувач кафедри технології машинобудування УжНУ

©2021. Горват А.А., Грабар О.О.

ПЕРЕДМОВА

Лабораторний практикум є важливою складовою курсу «Електрика і магнетизм. Класична оптика», оскільки дає можливість не лише спостерігати ті чи інші фізичні явища, а й самостійно перевіряти на практиці основні фізичні закономірності та наслідки з них, зокрема знайомитися з електричними і оптичними схемами, будовою та принципом дії різних приладів, а також з методиками класичних експериментів. Виконання лабораторних робіт прищеплює навички самостійної роботи, проведення різноманітних вимірювань та обробки їх результатів, а також закріплює теоретичні знання, одержані на лекційних та практичних заняттях, і тому є важливою складовою частиною навчального процесу.

У цьому навчальному посібнику приведено описи лабораторних робіт з електромагнітних коливань і хвиль та класичної оптики. Окремі розділи оптики, такі як «Фотоефект», «Теплове випромінювання» та деякі інші розглядатимуться у курсі «Квантова фізика».

Описи лабораторних робіт містять мету, перелік обладнання, теоретичні відомості, методику проведення досліджень, яка включає схему установки для проведення експерименту, завдання і порядок їх виконання, та контрольні запитання. За бажанням студенти можуть виконувати не тільки завдання і лабораторні роботи, наведені у цьому навчальному посібнику, а й вибирати, погоджуючи з керівником занять, інші теми лабораторних робіт фізичних практикумів, перелік яких наведений у Додатку.

Лабораторний практикум розпочинається вступним заняттям, на якому студенти знайомляться з переліком робіт, вимогами до їх виконання та основними правилами безпечної роботи. Слід мати на увазі, що, при виконанні лабораторних робіт з оптики, у додаток до небезпечних факторів, розглянутих у навчальному посібнику «Фізичний практикум. Ч.3. Електрика і магнетизм», використовуються потужне оптичне випромінювання і висока напруга, які представляють собою додаткові потенційні фактори ризику. Тому приступаючи до виконання лабораторного практикуму кожний студент має ознайомитися з правилами техніки безпеки, порушення яких можуть привести до трагічних наслідків.

Додаткові правила техніки безпеки

1. Виконуючи лабораторні роботи з оптики студенти мають справу зі складним обладнанням, різноманітним випромінюванням, оптичними приладами, джерелами живлення високої електричної напруги.

2. Потужне оптичне випромінювання, висока напруга і електричний струм представляють собою додаткові небезпечні фактори, які можуть привести до травм і навіть смерті живих організмів, у тому числі і людини. Тому виконання завдань лабораторного практикуму необхідно притримуватись порядку безпечної поведінки і виконання завдань.

3. В лабораторних роботах з оптики крім електричних джерел живлення використовується оптичне випромінювання, у тому числі лазерне. Забороняється прямо дивитися на пучок випромінення лазера або його дзеркальне відображення

4. При роботі оптичними квантовими генераторами в кінці пучка встановлюється пастка (непрозорий екран) для поглинання випромінювання. Забороняється вносити до зони пучка блискучі предмети.

5. При роботі з розчинами необхідно дотримуватися запобіжних заходів з тим, щоб ці розчини не потрапили в очі, на шкіру та одяг.

6. Особливо дбайливого ставлення вимагають всі оптичні прилади: в жодному разі не можна кидати їх навіть на лабораторний стіл, де вони розташовуються. Необхідно стежити за тим, щоб руки не торкалися оптичної частини установок: лінз, дзеркал, об'єктивів, окулярів і т.д., оскільки навіть при одному торканні на них призводить до необхідності ретельного очищення цих елементів оптичних установок.

Правила виконання і оформлення звіту за виконану лабораторну роботу

На початку кожного заняття викладач перевіряє теоретичну підготовку студента, зокрема наявність конспекту опрацьованого матеріалу, відповідно до теми роботи, яка буде виконуватись. Якщо відповіді на контрольні запитання задовільні, то студенту дозволяється виконувати лабораторну роботу.

Усі роботи практикуму студент виконує самостійно, консультуючись з викладачем. Приступаючи до роботи насамперед треба ознайомитись з обладнанням, з'ясувати призначення кожного

його елемента. Вмикати живлення схеми або оптичного приладу і приступати до виконання експерименту можна тільки після перевірки схеми викладачем і одержання на це його дозволу.

Як правило, в кожній лабораторній роботі досліди необхідно повторювати декілька разів і результати вимірювань записати у таблицю.

Прилади слід вмикати лише на час проведення вимірювань. Якщо при виконанні прилади сильно нагріваються, необхідно негайно вимкнути струм і попередити викладача.

Експериментальна частина роботи вважається виконаною, якщо одержаний результат, записаний у таблицю та (або) нанесений на графік, перевірить викладач. Після цього необхідно привести в порядок робоче місце, повідомити про це викладача та тільки після його дозволу залишити лабораторію.

За виконаною роботою на наступне заняття студент повинен скласти письмовий звіт (протокол лабораторної роботи) та захистити його. Для зарахування роботи студент має дати вичерпні відповіді на поставлені запитання. Протокол письмового звіту повинен містити такі елементи:

- повна назва роботи і дата її виконання;
- мета роботи;
- обладнання з зазначенням типу і технічних характеристик використовуваних приладів;
- короткі теоретичні відомості про досліджуване явище;
- методику виконання вимірювань з обов'язковим відображенням схеми досліду;
- порядок (хід) виконання роботи;
- результати експерименту у вигляді таблиць і графіків на міліметровому папері, виконаних від руки з використанням лінійки, транспортира або з використанням комп'ютерної техніки (програм типу Origin чи Excel);
- розрахунок похибок;
- запис відповіді для визначуваних величин (кінцеві результати) з урахуванням похибок та одиниць вимірювання;
- висновки з інтерпретацією (при можливості) одержаних результатів.

Лабораторна робота № 1

ДОСЛІДЖЕННЯ ЗГАСАЮЧИХ КОЛИВАНЬ У LC КОНТУРІ

Мета роботи: дослідження згасаючих коливань у коливальному контурі при різних величинах активного опору контуру за допомогою електронного осцилографа. Визначення логарифмічного декременту згасання і параметрів коливального контуру.

Прилади і матеріали: електронний осцилограф типу С1-67, магазин ємностей, магазин індуктивностей, магазин опорів, лабораторний макет, з'єднувальні провідники з наконечниками.

1. Теоретичні відомості

Змінні електричне та магнітне поля не можуть існувати окремо одне від одного, оскільки в просторі, де існує змінне магнітне поле, збуджується електричне поле і навпаки. Одночасні періодичні зміни пов'язаних між собою електричного і магнітного полів мають назву електромагнітних коливань і хвиль. Таким чином, щоб вивчати електромагнітні коливання, треба мати електричне коло, в якому енергія електричного поля могла б перетворюватися в енергію магнітного і навпаки. Оскільки магнітне поле зосереджене переважно в котушках, а електричне - в конденсаторах, то найпростіше коло для утворення електромагнітних коливань повинно складатися з конденсатора і котушки.

Коло, яке складається з послідовно з'єднаних конденсатора ємністю C , котушки індуктивністю L і провідника з омичним опором R , в якому можуть збуджуватися електричні коливання, називають коливальним контуром (рис. 1). Контури поділяються на закриті (із зосередженими параметрами C , L , R) і відкриті (антени). Якщо параметри C , L , R контуру не залежать від інтенсивності коливань у ньому, а період від амплітуди, то такий контур називається лінійним, а якщо залежать, то нелінійним (наприклад, контур, який містить котушку з феромагнітним осердям).

Розглянемо спочатку ідеалізований коливальний контур з зосередженими параметрами L і C при $R = 0$ і подивимось, як відбуваються електромагнітні коливання в такому контурі. Якщо перемикач K перевести в положення 1 (рис. 1), то конденсатор буде заряджатися від джерела постійної напруги \mathcal{E} . При цьому на

обкладках конденсатора накопичуватиметься заряд $q = q_0$, а між пластинами конденсатора з'явиться електричне поле, енергія якого:

$$W_E = \frac{q_0^2}{2C}. \quad (1)$$

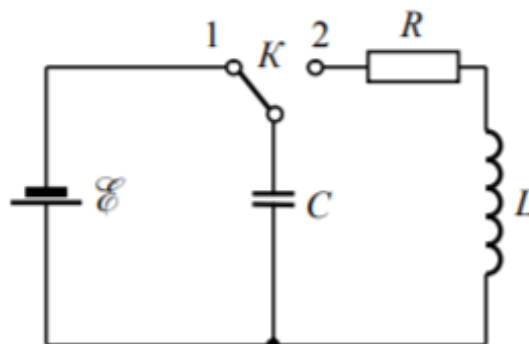


Рис. 1. Коливальний контур.

Замкнемо конденсатор на індуктивність, для чого перемикач K переведемо в положення 2 (рис. 1). Конденсатор почне розряджатися, і в контурі виникне струм розрядки, який не відразу набуває максимального значення. Причиною цього є струм самоіндукції, що виникає в котушці L і за правилом Ленца напрямлений проти наростаючого розрядного струму. Струм у котушці набуває максимального значення $I = I_0$ через певний час: $t = 0,25T$. У цей момент енергія електричного поля конденсатора повністю перетворюється в енергію магнітного поля котушки:

$$W_M = \frac{LI_0^2}{2}, \quad (2)$$

а струм самоіндукції дорівнює нулю (рис. 2).

У наступний момент часу струм у колі контуру при тому самому напрямі починає спадати за величиною. Знову виникає струм самоіндукції, який тепер за правилом Ленца має той самий напрям, що й розрядний струм у котушці. Це приводить до деякої затримки в часі спадання струму і до перезаряджання конденсатора. У момент $t = 0,5T$ струм у колі дорівнює нулю, енергія магнітного поля котушки повністю (при $R = 0$) перетворюється в енергію електричного поля конденсатора (рис. 2), напруженість якого має протилежний напрям порівняно з випадком, коли $t = 0$.

Далі конденсатор знову розряджатиметься, і в контурі виникне струм, напрямлений протилежно струму в попередній стадії процесу. Після часу $t = 0,75T$ конденсатор знову буде розряджений, а енергія

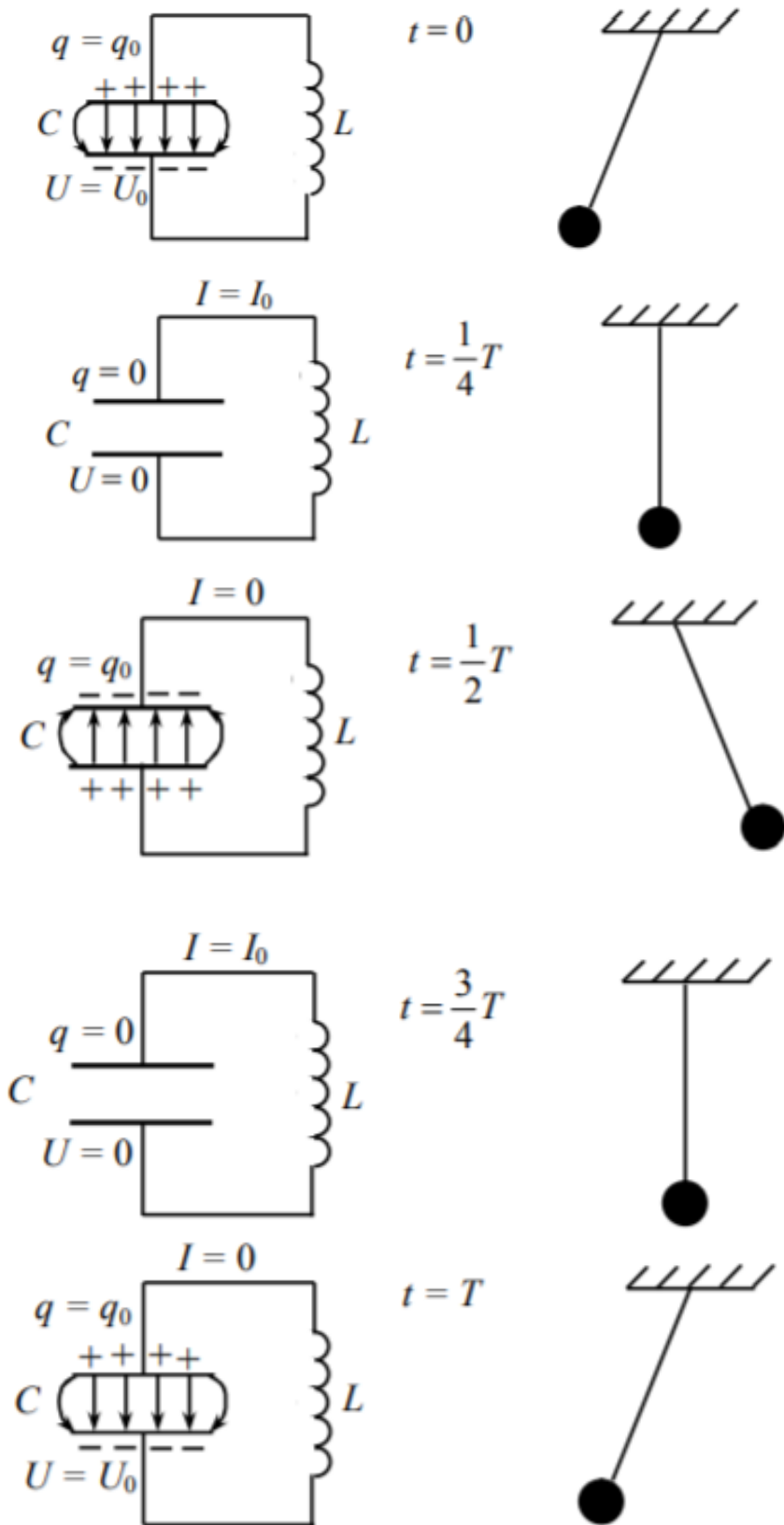


Рис. 2. Електричні коливання у коливальному контурі та механічні коливання маятника.

електричного поля знову перетвориться в енергію магнітного поля (рис. 2). Таким чином процеси в коливальному контурі повторюються. Через час $t = T$ коливальний контур повертається у вихідний стан при $R = 0$ без будь-яких змін у контурі та навколишньому середовищі. Час, протягом якого в коливальному контурі відбувається один повний цикл змін і контур повертається в початковий стан, називають періодом електричного коливання. Процес періодичного перетворення енергії електричного поля в енергію магнітного поля і навпаки при $R = 0$ може тривати як завгодно довго. Такі коливання, які відбуваються за рахунок процесів у самому коливальному контурі без зовнішніх впливів і втрат енергії, називають *власними (вільними) коливаннями*, оскільки відбуваються без зовнішньої дії. Вони є незгасаючими.

Можна провести формальну аналогію між електричними коливаннями у коливальному контурі і механічними коливаннями маятника (рис. 2). При цьому потенціальній енергії маятника можна поставити у відповідність електричну енергію зарядженого конденсатора, а кінетичній - магнітну енергію котушки зі струмом.

Розглянутий вище контур є ідеалізованим, оскільки практично реалізувати коливальний контур без опору неможливо. Тому розглянемо процеси в коливальному контурі, який містить, крім конденсатора ємністю C і котушки індуктивністю L , ще і резистор, омичний (активний) опір якого R (рис. 3).

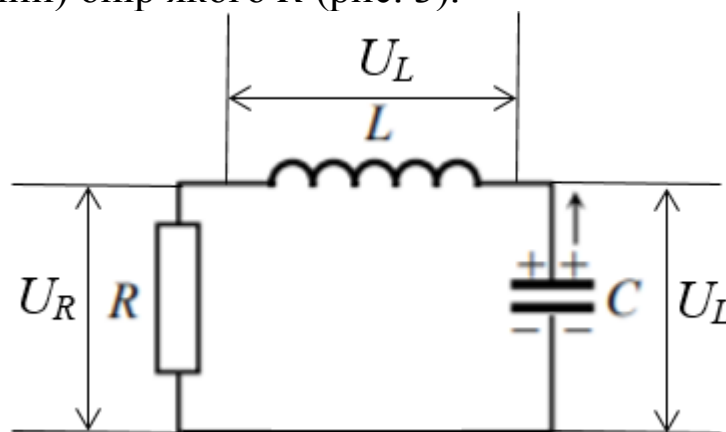


Рис. 3. Послідовний коливальний контур з опором.

Струм, який протікає в коливальному контурі, вважається квазістаціонарним, тобто таким, коли в усіх елементах послідовного електричного кола його значення в даний момент часу однакове. Миттєве значення напруги на конденсаторі таке ж саме, як і при тих самих, але сталих у часі зарядах на його обкладках. Для миттєвих

значень квазістаціонарних струмів справедливі закони, встановлені для кіл постійного струму, зокрема правила Кірхгофа. Якщо q – заряд на обкладках конденсатора в даний момент часу, $I = \frac{dq}{dt}$ – струм у колі, то $U_C = \frac{q}{C}$ – різниця потенціалів між пластинами конденсатора; $U_R = IR = R \frac{dq}{dt}$ – спад напруги на резисторі; $U_L = L \frac{dI}{dt} = L \frac{d^2q}{dt^2}$ – е.р.с. самоіндукції котушки.

Згідно другого правила Кірхгофа:

$$U_C + U_R + U_L = 0, \quad (3)$$

оскільки зовнішні джерела е.р.с. відсутні.

Враховуючи приведені вище вирази,

$$L \frac{d^2q}{dt^2} + R \frac{dq}{dt} + \frac{q}{C} = 0. \quad (4)$$

Розв'язком цього диференціального рівняння другого порядку за умови, що у початковий момент часу ($t = 0$) заряд на обкладках конденсатора максимальний і рівний q_0 , є вираз:

$$q(t) = q_0 e^{-\delta t} \cos(\omega t), \quad (5)$$

$$\text{де } \delta = \frac{R}{2L}, \quad \omega = \frac{1}{\sqrt{(LC) - (R/(2L))^2}} = \frac{1}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}}, \quad \omega_0 = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (6)$$

Графік залежності $q(t)$ зображений на рис. 4. Аналогічний вид має залежність $U_C(t) = q/C$. З наведеного рисунка видно, що крива $q(t)$ періодично проходить через нуль і максимальні значення. Процес, який описується рівнянням (5), називається *згасаючими коливаннями*. Проміжок часу T називається періодом згасаючих коливань:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{1/(LC) - R^2/(2L)^2}}, \quad (7)$$

а величина

$$A(t) = q_0 e^{-\delta \cdot t} \quad (8)$$

амплітудою згасаючих коливань. За час $\tau = 1/\delta = 2L/R$ амплітуда коливань зменшується в e разів.

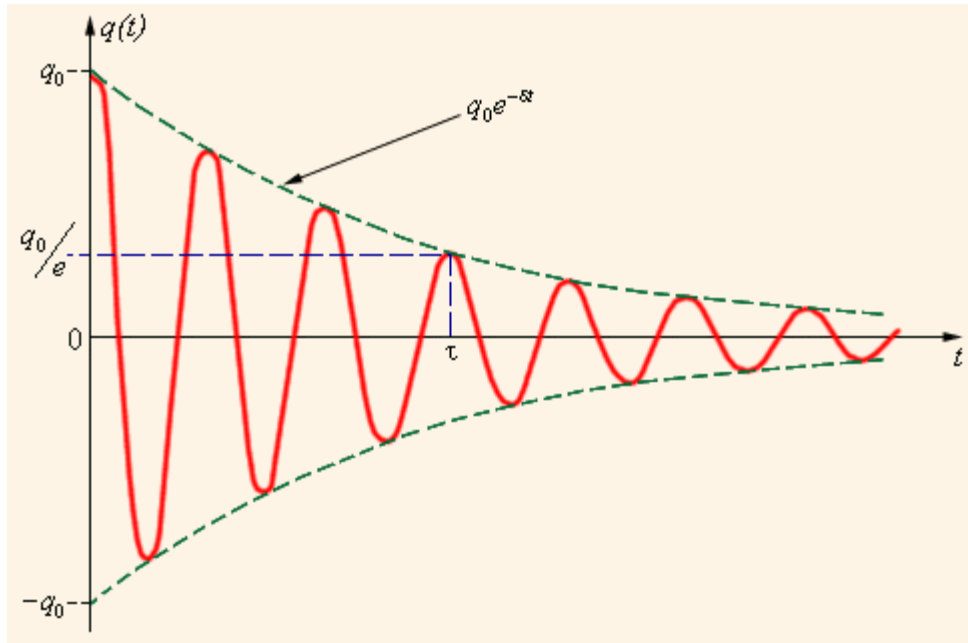


Рис. 4. Графік вільних коливань у реальному контурі.

Ступінь згасання прийнято оцінювати *логарифмічним декрементом згасання* θ , який дорівнює натуральному логарифму відношення однієї з амплітуд до наступної через один період:

$$\theta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \ln \frac{q_0 e^{-\delta t}}{q_0 e^{-\delta(t+T)}} = \delta T. \quad (9)$$

Величина, обернена до логарифмічного декременту згасання, показує кількість коливань, які мають відбутися, щоб амплітуда зменшилася в e разів:

$$N_e = \frac{1}{\theta} = \frac{1}{\delta T} = \frac{\tau}{T}. \quad (10)$$

Величина $Q = \pi N$ називається *добротністю* коливального контуру. При малому згасанні $\delta \ll \omega_0$ добротність Q можна обчислити за формулою:

$$Q = \pi \cdot N = \frac{\pi}{\theta} = \frac{\pi}{\delta T} \approx \frac{2\pi L}{R \cdot T} = \frac{2\pi L}{R \cdot 2\pi \sqrt{LC}} = \frac{1}{R} \cdot \sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (11)$$

Добротність Q зв'язана з відносним зменшенням енергії контуру за один період коливань залежністю:

$$Q = 2\pi \times (W / \Delta W_T). \quad (12)$$

де W – енергія, яка накопичена в контурі, ΔW_T – зменшення енергії за один період. Справді,

$$\frac{\Delta W_T}{W} = \frac{W(t) - W(t+T)}{W(t)} = \frac{1 - e^{-2\delta T}}{1} = 1 - e^{-2\theta}, \quad (13)$$

оскільки енергія контуру пропорційна квадрату амплітуди напруги на конденсаторі - $W \sim A^2 \sim e^{-2\delta t}$. При умові, що $\theta \ll 1$ (мале згасання), та $e^{-2\theta} = 1 - 2\theta$, маємо:

$$\Delta W/W = 2\pi/Q, \quad Q = 2\pi \times W/\Delta W, \quad (14)$$

а період коливань у контурі

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\omega_0^2 - \delta^2}} \approx \frac{2\pi}{\omega_0} \approx 2\pi \sqrt{LC}, \quad (15)$$

що є відомою формулою Томсона.

При $(\omega_0^2 - \delta^2) \rightarrow 0$ період T згасаючих коливань прямує до нескінченості. У цьому граничному випадку коливальний процес у контурі буде *аперіодичним*.

Опір $R_{кр}$, за якого коливальний процес в контурі переходить в аперіодичний, називається критичним.

Критичний опір $R_{кр}$ визначається з умови $\delta = \omega_0$, звідки $R_{кр} = 2\sqrt{L/C}$. При $R > R_{кр}$ аперіодичний характер процесів у коливальному контурі зберігається.

2. Методика проведення експерименту

Експериментально вивчення згасаючих коливань здійснюють за допомогою лабораторного макета, електрична схема якого наведена на рис. 5. Конденсатор C , котушка індуктивності L і резистор R утворюють досліджуваний коливальний контур. Для періодичного

збудження коливань у контурі використовується автоматичний перемикач АП, змонтований на панелі. Автоматичний перемикач 50 разів на секунду після зарядки конденсатора на 0,01 с з'єднується з котушкою коливального контуру, і в контурі протягом часу 0,01 с спостерігаються вільні згасаючі коливання. Оскільки вхідний опір осцилографа великий ($> 1,0 \text{ МОм}$), то його впливом на контур можна знехтувати.

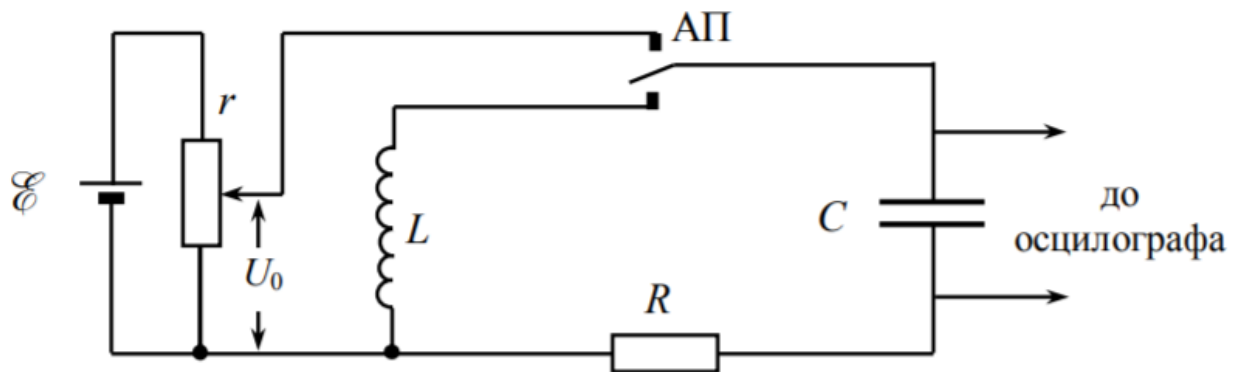


Рис. 5. Електрична схема установки для експериментального вивчення згасаючих коливань в LC – контурі.

Параметри контуру слід вибирати такими, щоб у проміжку між процесами зарядки конденсатора (0,01 с) вміщувалось 10 - 30 періодів власних коливань. Картина коливань особливо чітка, якщо коливання, викликані попередньою зарядкою С, встигають згаснути до моменту наступної зарядки, однак згасання в контурі не повинно бути дуже великим. При цьому слід врахувати, що котушки самоіндукції мають власний досить значний опір ($\sim 200 \text{ Ом}$). Коливання в контурі спостерігають на екрані осцилографа. Підсилення по вертикалі та горизонталі слід вибрати так, щоб картина займала біля 80 % розміру екрана. У цій ділянці характеристики осцилографа досить лінійні.

3. Завдання і хід виконання роботи

Завдання 1. Дослідження залежності періоду коливань у контурі від його параметрів.

1. Зібрати електричне коло за схемою, зображеною на рис. 5. Параметри контуру L і C вибрати з таким розрахунком, щоб власна частота контуру складала біля 1кГц. Опір на магазині опорів вивести до нуля ($R = 0$). Підбираючи частоту і амплітуду синхронізації,

отримати на екрані осцилографа стійку картину згасаючих коливань (рис. 6) і замалювати її в робочий зошит.

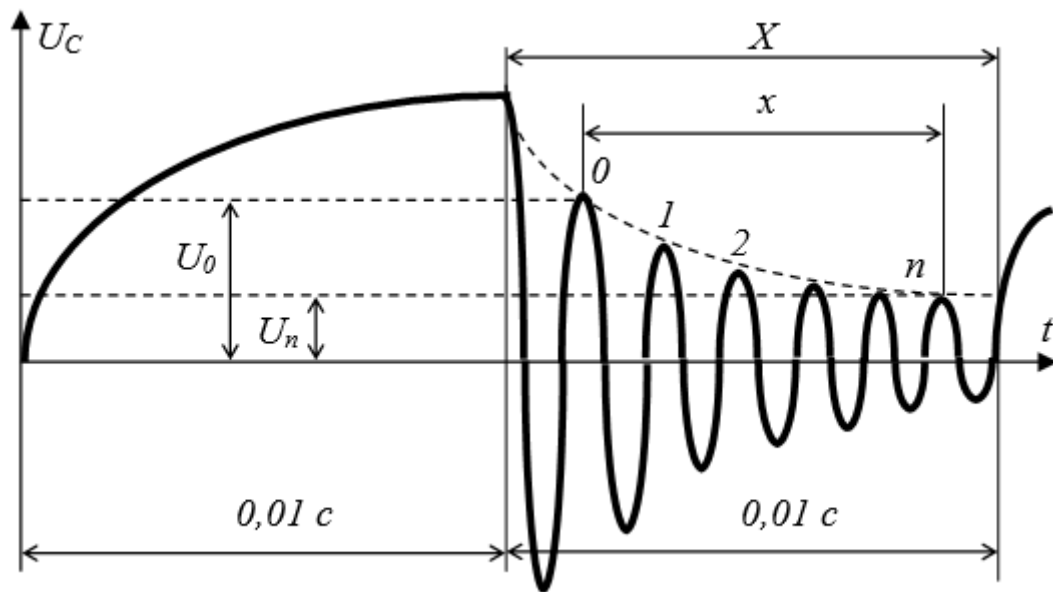


Рис. 6. Епюра напруги на конденсаторі при згасаючих коливаннях у LC контурі.

2. Враховуючи, що тривалість цугу коливань дорівнює $0,01\text{c}$, знайти період коливань T при різних значеннях (не менше 10) L і C . Величини L і C слід вибирати такими, щоб частота коливань лежала в діапазоні від 500 Гц до 5 кГц .

3. Побудувати графік залежності T від \sqrt{LC} . Порівняти одержані експериментально і обчислені теоретично за формулою $T = 2\pi\sqrt{LC}$ значення періоду коливань.

Завдання 2. Вивчення згасаючих коливань у LC-контурі.

1. При частоті контуру $\sim 5\text{ кГц}$ дослідити залежність логарифмічного декременту згасання Θ від величини повного омичного опору $R_{\text{конт}}$ контуру (омичний опір котушки самоіндукції плюс додатковий опір R , виставлений на магазині опорів) для різних коливальних режимів аж до критичного.

2. Для цього на магазині індуктивностей встановити максимальне значення індуктивності (100 мГн), а величину ємності підібрати такою, щоб контур мав указану вище власну частоту. Омичний опір котушки самоіндукції вказаний на її корпусі.

3. Виміряти амплітуди двох віддалених одне від одного коливань (рис. 6) і за формулою $\theta = \frac{1}{n} \ln \frac{A_0}{A_n}$ (де A_0 – амплітуда початкового коливання, A_n – амплітуда n -го коливання) обчислити логарифмічний декремент згасання.

4. Представити одержані результати у вигляді графіка в координатах $1/\Theta^2 = f(1/R_{\text{конт}}^2)$. Переконавшись у тому, що графік має вигляд прямої лінії, екстраполювати цю пряму до осі опорів і визначити критичний опір $R_{\text{кр}}$ контуру.

5. Для однієї пари значень L і C , послідовно збільшуючи R , отримати на екрані осцилографа криву аперіодичного розрядження конденсатора і замалювати її в робочий зошит. Порівняти отримане експериментально і обчислене за формулою $R_{\text{кр}} = 2\sqrt{L/C}$ значення критичного опору.

Контрольні запитання

1. Які коливання називаються гармонічними? Які коливання називаються вільними, в якому випадку вони будуть власними?

2. Які процеси відбуваються під час вільних електричних коливань у коливальному контурі?

4. Який вигляд має рівняння згасаючих коливань у LC-контурі?

5. Який фізичний зміст має коефіцієнт загасання δ ? Що характеризує логарифмічний декремент згасання і як він зв'язаний з параметрами контуру?

6. Що називається власною частотою та добротністю коливального контуру?

7. У чому полягає явище резонансу в коливальному контурі та від яких параметрів контуру залежить резонансна частота?

8. Чим відрізняється рівняння вимушених коливань від рівняння згасаючих коливань у LC-контурі?

9. Поясніть процеси перетворення енергії у коливальному контурі.

Лабораторна робота № 2

ДОСЛІДЖЕННЯ РОЗПОВСЮДЖЕННЯ ЕЛЕКТРОМАГНІТНИХ ХВИЛЬ ВЗДОВЖ ДВОПРОВІДНОЇ ЛІНІЇ

Мета роботи: дослідження характеристик стоячих і біжучих електромагнітних хвиль у двопровідній лінії, визначення довжини хвилі та розподілу в ній електричного і магнітного поля.

Прилади і матеріали: лабораторний макет двопровідної лінії, генератор високочастотних електромагнітних коливань, індикатор електромагнітного поля, набір з'єднувальних провідників, рулетка

1. Теоретичні відомості

Розглянемо двопровідну лінію, що необмежено тягнеться в обидві сторони, і допустимо, що джерело змінного струму створює в якій-небудь точці O лінії (рис. 1 *a*) електричне поле E . Дослід показує, що електричне поле розповсюджується уздовж лінії. Поставимо тепер питання: за допомогою яких процесів відбувається поширення поля?

Розглянемо спочатку це явище якісно. Допустимо, що в певний момент часу електричне поле E збільшується. Згідно теорії Максвелла електричне поле, що змінюється, тобто струм зміщення, викликає появу магнітного поля. Модуль і напрям цього магнітного поля відповідають струму з густиною $j = \partial D / \partial t = \varepsilon_0 \partial E / \partial t$ (ми припускаємо що лінія знаходиться у вакуумі або ж, що практично те ж саме, в атмосферному повітрі). Оскільки поле E збільшується, то $\partial E / \partial t > 0$ і напрям струму зміщення співпадає з напрямом E . Застосовуючи правило правого буравчика, ми знаходимо, що магнітне поле H направлене так, як показано на рис. 1 *a*. Однак згідно положень теорії Максвелла магнітне поле, що змінюється, викликає появу вихрового електричного поля. Тому в подальший момент часу виникне електричне поле E_1 . Воно буде направлено так само як і індукційний струм, який виник би в замкнутому провіднику під дією зростаючого поля H (рис. 1 *a*).

Якби провідників лінії не було, то лінії поля містили б ділянки, відмічені на малюнку штриховою лінією. За наявності провідників у них виникне струм провідності i (рис. 1 *a*). Якщо провідники зроблені з металу, то напруженість електричного поля в них буде вельми мала і штрихових ділянок ліній напруженості поля практично не буде.

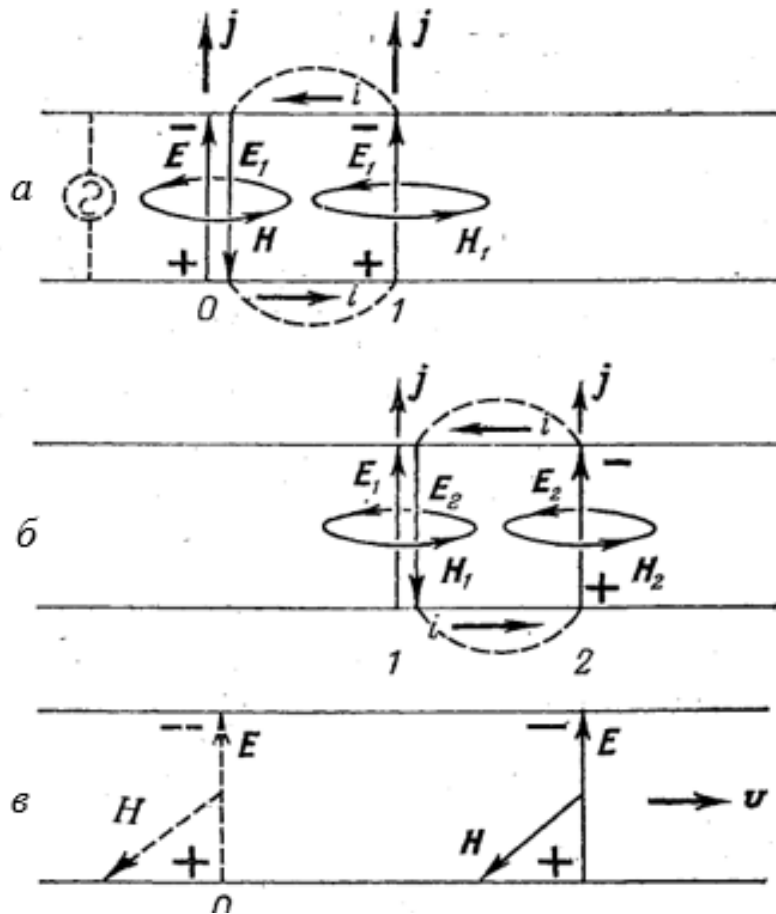


Рис. 1. Розповсюдження електромагнітного поля вздовж провідників.

Зростаюче електричне поле E_1 представляє собою струм зміщення, який викличе появу магнітного поля H_1 . З рис. 1 а видно, що поле E_1 в точці 0 направлено протилежно полю E , а отже, знищуватиме це останнє а поле H_1 знищуватиме поле H . Тому первинне поле E і викликане ним поле H зникнуть, та проте з'являться поля E_1 і H_1 в сусідній точці лінії (рис. 1 б).

У подальші моменти часу процес взаємного перетворення електричного і магнітного полів відбуватимуться аналогічно. Зростаюче поле H_1 викличе появу вихрового електричного поля E_2 , а це останнє, збільшуючись, приведе до виникнення магнітного поля H_2 . Поля E_2 і H_2 знищать поля E_1 і H_1 в точці 1 і проявляться в сусідній точці 2, ще віддаленішої від місця первинного збурення (рис. 1 б). Тому електричні і магнітні поля, взаємно перетворюючись і підтримуючи один одного, розповсюджуватимуться уздовж лінії (рис. 1 в). Цей процес цілком подібний розповсюдженню механічного імпульсу уздовж гумового шнура або струни і може бути названий розповсюдженням електромагнітного імпульсу.

Для правильного розуміння описаних явищ потрібно мати на

увазі, що точки $0, 1, 2$ і т.д. (рис. 1) знаходяться нескінченно близько один до одного. Тому поля E і E_1 , H і H_1 т.д. відносяться до однієї і тієї ж точки. Отже, там, де електричне поле E має максимум, там має максимум і магнітне поле H ; у тих же точках, де поле E рівне нулю, немає і поля H . Цю обставину нам доведеться неодноразово враховувати надалі.

З рис. 1 видно, що напрями полів E і H перпендикулярні один до одного і в свою чергу перпендикулярні до напрямку розповсюдження (швидкості v): $E \perp H \perp v$.

Ці три вектори зв'язані правилом буравчика: напрям v співпадає з напрямом поступальної ходи буравчика з правою нарізкою, якщо його рукоятка обертається в напрямі від E до H .

Відзначимо, нарешті, що вище ми розглядали тільки половину лінії, що знаходиться праворуч від точки 0 . Очевидно, що такі ж явища відбуватимуться і в лівій частині лінії, і тому поля розповсюджуватимуться в обидві сторони від місця первинного збурення.

Таким чином, існують два різні процеси передачі поля: за допомогою струмів провідності і за допомогою струмів зміщення (електромагнітних хвиль). Якщо швидкість зміни полів мала (малі частоти), то струмами зміщення можна знехтувати в порівнянні із струмами провідності і останні грають основну роль. У цьому випадку електричні явища істотно залежать від опору лінії і, отже, від матеріалу провідників. Якщо ж поля змінюються швидко (великі частоти), то основну роль грають струми зміщення, і електричні явища визначаються електромагнітними хвилями. При цьому, як ми бачили, основні процеси відбуваються між провідниками, у навколишньому середовищі, і електричні явища практично не залежать від властивостей матеріалу провідників..

Допустимо тепер, що в точці 0 (рис. 2) безмежної лінії електричне поле змінюється за гармонічним законом $E = E_0 \sin \omega t$. Електромагнітне поле розповсюджуватиметься уздовж лінії, і, отже, в якій-небудь точці лінії, віддаленої на відстань x від точки 0 , також виникнуть гармонічні коливання поля. Проте розповсюдження поля відбувається з скінченою швидкістю v , так що коливання в точці x запізнюватимуться щодо коливань в точці 0 на час розповсюдження імпульсу $\tau = x/v$. Отже, коливання електричного поля в точці x запишуться у вигляді:

$$E = E_0 \sin \omega(t - x/v). \quad (1)$$

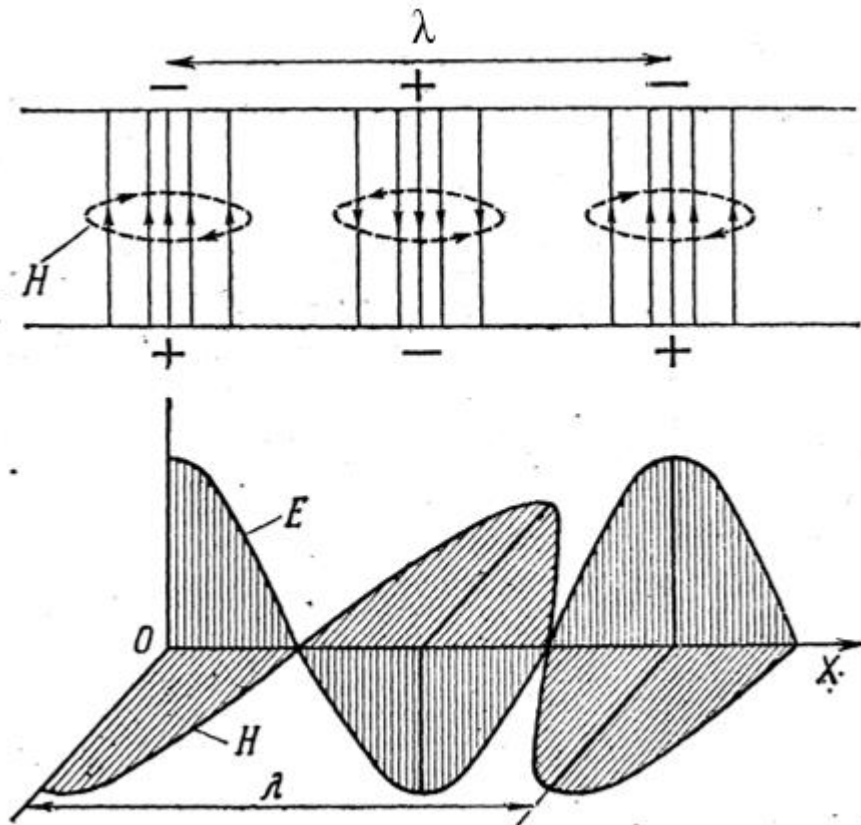


Рис. 2. Розподіл електричного і магнітного полів у електромагнітній хвилі.

Вище ми бачили, що максимуми електричного поля при розповсюдженні електромагнітного імпульсу співпадають з максимумами магнітного поля. Тому коливання магнітного поля в точці 0 будуть $H = H_0 \sin \omega t$, а в точці x

$$H = H_0 \sin \omega(t - x/v). \quad (1a)$$

Формули (1) і (1a) виражають закон зміни електричного і магнітного полів у хвилі, що розповсюджується в одному певному напрямі, а саме у додатньому напрямі осі X . Вони називаються рівняннями хвилі. Якщо хвиля розповсюджується в протилежному напрямі (уздовж від'ємного напрямку осі X), то рівняння хвилі буде

$$E = E_0 \sin \omega(t + x/v), \quad H = H_0 \sin \omega(t + x/v). \quad (2)$$

Миттєвий розподіл електричних і магнітних полів у електромагнітній хвилі зображений на рис. 2. Для певного моменту часу електричне і магнітне поля досягають максимумів в одних і тих же точках і в одних і тих же точках проходять через нуль. Якщо ж стежити за змінами полів в якій-небудь певній точці лінії, то обидва поля E і H одночасно проходять через максимуми і одночасно

через нульові значення. Або інакше: у електромагнітній хвилі, що розповсюджується, коливання електричного і магнітного полів знаходяться у фазі. Відзначимо, що аналогічні фазові співвідношення ми маємо і в механічних хвилях, де коливання деформації і швидкості (потенціальної і кінетичної енергії) також знаходяться у фазі.

Відстань між двома точками, в яких коливання відрізняються по фазі на 2π (наприклад, між двома сусідніми максимумами рис.2) є довжина електромагнітної хвилі λ . Вона рівна відстані, на яку розповсюджується хвиля за час одного періода коливань T . Якщо v - швидкість розповсюдження електромагнітних хвиль (швидкість розповсюдження фази коливань), то

$$\lambda = vT. \quad (3)$$

Користуючись співвідношенням (3) і враховуючи, що $\omega = 2\pi/T$ рівнянь хвилі (1) і (2) можна записати і в такому вигляді:

$$\mathbf{E} = E_0 \sin 2\pi(t/T \pm kx), \quad (4)$$

де $k = 2\pi/\lambda$ - хвильове число. Така ж формула справедлива і для магнітного поля.

Розв'язок рівняння для електромагнітної хвилі в комплексній формі має вигляд:

$$\mathbf{E} = E_0 \exp [j (\omega t \pm kx)].$$

Отже, комплексна амплітуда коливань в хвилі рівна:

$$E_0 \exp(+jkx). \quad (5)$$

У попередніх формулах ми вважали, що амплітуди коливань електричного і магнітного полів E_0 і H_0 постійні, тобто хвиля розповсюджується без загасання. Проте за наявності електромагнітної хвилі в лінії з'являються струми провідності (рис. 1). Оскільки опір реальної лінії не рівний нулю, то в ній виділяється тепло Джоуля-Ленца, яке одержується за рахунок енергії електромагнітного поля. Тому насправді амплітуди E_0 і H_0 у міру просування електромагнітної хвилі поступово зменшуються. Записані формули справедливі точно за умови, що опір лінії рівний нулю. Їх можна приблизно застосовувати і для реальної лінії, якщо розглядати лише ділянку лінії такої довжини, що загасання хвилі на ньому невелике.

Розглянуті вище електромагнітні хвилі виникають і розповсюджуються у дуже довгих лініях, які практично можна

розглядати як необмежені. В багатьох випадках, однак, доводиться мати справу з короткими лініями, на довжині яких укладається порівняно невелике число довжин хвиль. У цих випадках істотну роль грає відбивання електромагнітних хвиль від кінців лінії. Відбиті хвилі складаються з первинною хвилею, внаслідок чого виникають складніші форми електромагнітних коливань – стоячі електромагнітні хвилі, подібні стоячим механічним хвилям в пружному шнурі або струні.

Для з'ясування основних особливостей стоячих електромагнітних хвиль досить розглянути тільки дві хвилі: первинну і одну відбиту від кінця лінії. Введемо координатну вісь X , направлену уздовж лінії (рис. 3), і припустимо, що коливання електричного поля у точці O мають вид (1). Коливання в довільній точці з координатою x матимуть вид $E_1 = E_0 \sin(\omega t - kx)$. Вважаючи, що хвиля відбивається повністю, коливання поля відбитої хвилі у тій же точці x можна представити формулою:

$$E_2 = E_0 \sin(\omega t + kx - \varphi) . \quad (6)$$

Тут знак «+» у доданку kx виражає те, що відбита хвиля розповсюджується у від'ємному напрямі осі X (справа наліво, рис. 3). Кут φ має наступний зміст. Вважаючи у формулі (6) $x = 0$ і порівнюючи її з (1), бачимо, що φ є запізнювання за фазою коливань поля відбитої хвилі в точці O , у порівнянні з коливаннями первинної хвилі в тій же точці. Це запізнювання має дві причини. По-перше, до повернення в точку O хвиля повинна двічі пройти всю довжину лінії, внаслідок чого виникає відставання фази на величину $2\pi l/\lambda$.

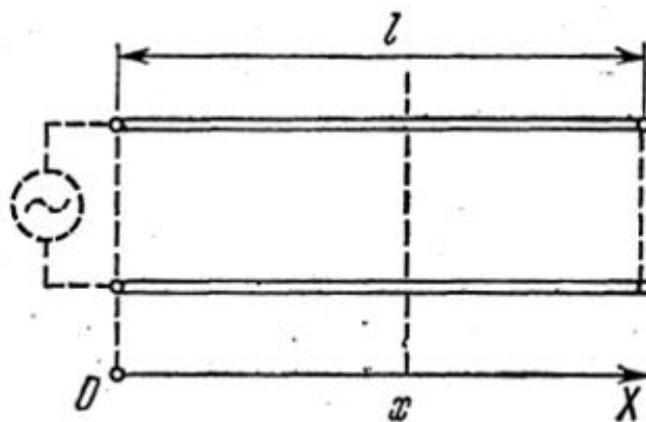


Рис.3. Обмежена двопровідна лінія.

По-друге, як побачимо нижче, можлива зміна фази коливань при

самому відбиванні. Для врахування цих обох явищ ми і ввели в (6) кут φ , точне значення якого для нас поки що не важливе.

Накладаючись, обидві хвилі дають результуюче поле:

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_1 + \mathbf{E}_2 = E_0 [\sin(\omega t - kx) + \sin(\omega t + kx - \varphi)].$$

Застосовуючи відому формулу з тригонометрії про суму синусів, і враховуючи що $\cos(-\alpha) = \cos \alpha$, знаходимо

$$\mathbf{E} = 2 E_0 \cos(kx - \varphi/2) \sin(\omega t - \varphi/2). \quad (7)$$

Формула (7) показує, що в лінії відбуватимуться гармонічні коливання поля з частотою первинної хвилі та з початковою фазою $\varphi/2$. Проте амплітуда цих коливань

$$E_a = 2E_0 \cos(kx - \varphi/2) \quad (8)$$

виявляється залежною від координати x і тому різна в різних точках лінії. У певних точках вона досягає максимуму. Ці точки називаються пучностями електричного поля. Їх координати x_n визначаються умовою $kx_n - \varphi/2 = 0, \pi, 2\pi, \dots, n\pi$. Для відстані Δx між двома сусідніми пучностями маємо $kx_n = \pi$. Оскільки $k = 2\pi/\lambda$, то

$$\Delta x = \lambda/2. \quad (9)$$

У точках, які називаються вузлами електричного поля, амплітуда E_a стає рівною нулю. Координати вузлів x_v , яку пучностей, можна знайти з умови $kx_v - \varphi/2 = \pi/2, 3\pi/2, \dots, (2n+1)\pi/2$. Отже, два сусідні вузли розташовані один від одного теж на відстані $\Delta x = \pi/k = \lambda/2$. Відстань між сусідніми вузлами і пучностями однакова і рівна половині довжини хвилі $\lambda/2$.

Рис. 4 пояснює характер коливань поля у стоячій електромагнітній хвилі. По горизонтальній осі відкладені переміщення x вздовж лінії, а по вертикальній осі - амплітуда коливань поля E_a . В усіх точках між двома сусідніми вузлами (0-1, 1-2 і т. д.) коливання відбуваються з однаковою початковою фазою, так що \mathbf{E} в усіх точках одночасно досягає максимуму і одночасно перетворюється в нуль (відповідно до формули (7)). Але під час переходу через кожен вузол $\cos(kx - \varphi/2)$ змінює знак, що відповідає зміні фази коливань на π .

Вище ми розглядали тільки коливання вектора напруженості електричного поля. Розглянемо тепер поведінку вектора напруженості магнітного поля. Ми бачили, що в хвилі коливання

електричного і магнітного полів (E і H), що розповсюджується, знаходяться у фазі. У стоячій електромагнітній хвилі це вже не має місця, і між коливаннями E і H існує різниця фаз, а пучності електричного поля не співпадають з пучностями магнітного поля.

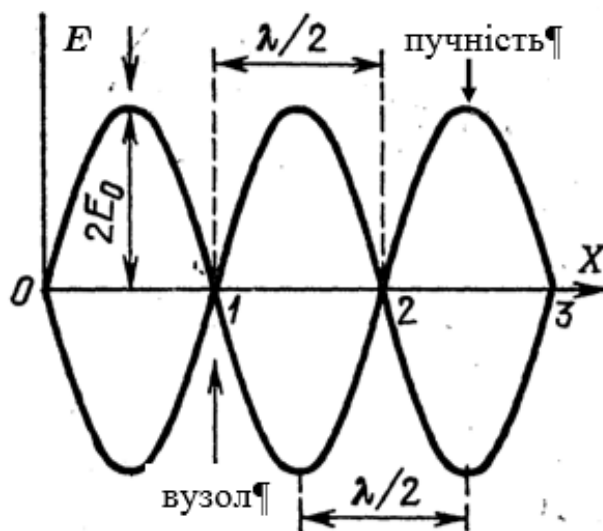


Рис. 4. Коливання електричного поля в стоячій хвилі.

Причина цієї відмінності полягає в тому, що при відбиванні електромагнітної хвилі від кінця лінії походить зміна фази коливань. Необхідність цього ясна з таких міркувань. Ми знаємо, що напрями векторів E і H пов'язані з напрямом швидкості розповсюдження v правилом правого буравчика. Припустимо, що хвиля (первинна) рухається зліва направо і що розташування векторів E і H у хвилі, в кінці лінії, таке, як показано на рис. 5 а. Щоб швидкість хвилі змінилась на протилежну, потрібно, щоб один з векторів E або H , змінив знак (рис. 5 б і в). Але зміна знаку поля означає зміну фази коливань на π . При цьому, якщо змінюється фаза електричного поля, то фаза магнітного поля залишається без змін, і навпаки, якщо скачок фази здійснює магнітне поле, то фаза електричного поля не змінюється.

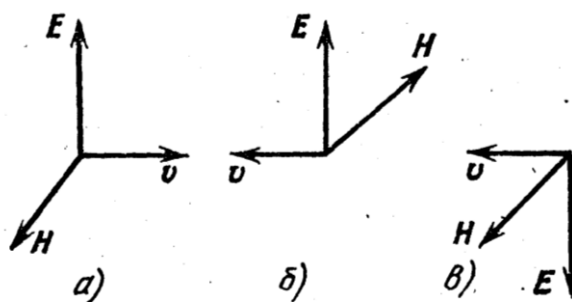


Рис.5. Взаємна орієнтація векторів напруженостей електричного і магнітного полів до (а) та після (б, в) відбивання в електромагнітній хвилі.

Явище зміни фази при відбиванні можна строго обґрунтувати за допомогою рівнянь Максвелла, які дозволяють також визначити, яке саме з полів, E або H , змінює фазу за рахунок умов на кінці лінії. Однак ми обмежимося більш простими якісними міркуваннями. Допустимо, що лінія на кінці розімкнена. У цьому випадку змінні струми, що виникають у проводах, викликать на кінці лінії найбільші коливання зарядів. Тут, отже, буде розташована одна з пучностей електричного поля. Це означає, що електричне поле у відбитій хвилі направлене так само, як і в падаючій, тобто воно не змінює фази. Але за тих же умов, оскільки провідники граничать з діелектриком, амплітуда струму на кінці лінії буде рівна нулю. Тут буде вузол струму, а значить, і вузол магнітного поля. Отже, магнітне поле у відбитій хвилі направлене протилежно полю падаючої хвилі, тобто воно змінює фазу на π (рис. 5 б).

Якщо лінія замкнута на кінці провідним містком, то відбуватиметься зворотне. Оскільки кінці дротів замкнуті, та напруга між ними завжди рівна нулю і на кінці лінії буде розташований вузол напруги і електричного поля. Навпаки, амплітуда струму в провідному мостіку буде найбільша, і на кінці лінії утворюється пучність струму. Тут же знаходиться і пучність магнітного поля.

Таким чином, у стоячій електромагнітній хвилі вузли електричного поля (напруги) співпадають з пучностями магнітного поля (струму) і навпаки. Розподіл амплітуд коливань електричного і магнітного полів у стоячій хвилі зображено на рис. 6.

Відзначимо, що вказані властивості електромагнітних хвиль аналогічні властивостям механічних хвиль. У всякій механічній хвилі (наприклад, в струні) є коливання двох видів енергії: потенціальною, обумовленою деформаціями, і кінетичною, зв'язаною із швидкістю окремих елементів середовища; подібно до цього, в електромагнітній хвилі ми маємо коливання електричної і магнітної енергії. У механічній хвилі коливання деформації і швидкості, що розповсюджуються, знаходяться у фазі; у електромагнітній хвилі фази коливань електричного і магнітного полів, що розповсюджуються, також співпадають. Нарешті, у стоячій механічній хвилі вузли деформації співпадають з пучностями швидкості, і навпаки; аналогічно у стоячій електромагнітній хвилі вузли електричного поля співпадають з пучностями магнітного поля, і навпаки.

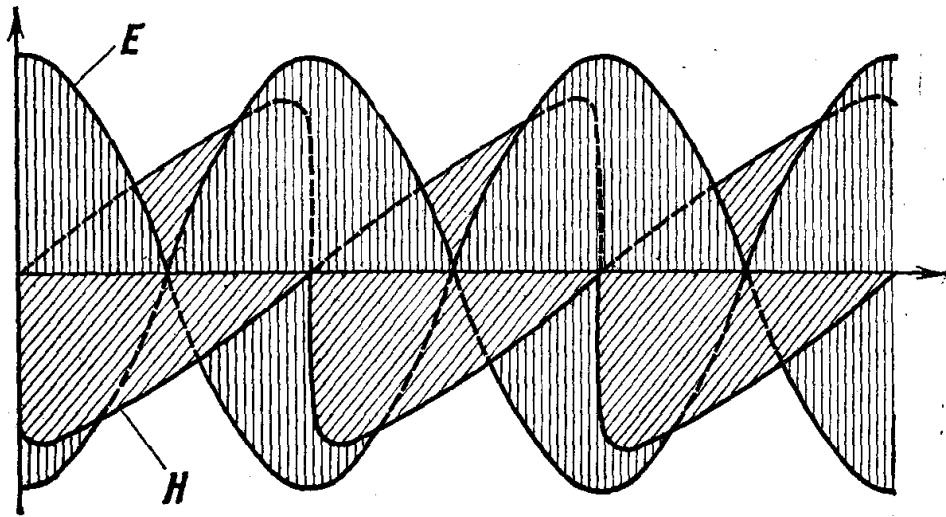


Рис. 6. Просторовий розподіл амплітуд електричного і магнітного полів у стоячій хвилі.

Для того, щоб у двопровідній лінії могли виникнути стоячі хвилі, довжина електромагнітної хвилі повинна мати певне значення, залежне від довжини лінії. Розглянемо лінію довжиною l і допустимо, що вона розімкнена на обох кінцях. Ми знаємо, що на кінцях такої лінії завжди повинні бути розташовані пучності напруги (електричного поля) і вузли струму (магнітного поля). Тому в лінії будуть можливі тільки такі стоячі хвилі, які задовольняють цим умовам на межі. А тоді, очевидно, необхідно щоб довжина хвилі задовольняла співвідношенню $l = \lambda n / 2$, $n = 1, 2, 3, \dots$

На рис. 7 а зображені дві можливі стоячі хвилі, відповідно для випадків $n = 1$ та $n = 2$. Перша з них (1) називається основним коливанням, має один вузол напруги U і одну пучність струму I , які розташовані на середині лінії. Друга (2) має два вузли напруги і дві пучності струму. У обох випадках на кінцях лінії знаходяться пучності напруги і вузли струму відповідно до граничних умов. Крім вказаних двох стоячих хвиль, можлива ще нескінченна кількість інших, які відповідають $n = 3, 4 \dots$

Оскільки довжина хвилі λ , частота коливань f і швидкість хвилі v зв'язані між собою співвідношенням $v = f \lambda$, то можна знайти частоти f_n різних стоячих хвиль: $f_n = (v/2l) n$, $n = 1, 2, 3 \dots$

Допустимо тепер, що лінія замкнута провідним містком на одному з кінців (рис. 7 б). В цьому випадку на розімкненому кінці лінії завжди знаходитиметься пучність напруги (та вузол струму), а на замкнутому - вузол напруги (та пучність струму). Тому в лінії будуть можливі хвилі лише такого типу, як показано на рис. 7 б. Їх довжини задовольняють умовам $l = \lambda/4$ (крива 1, основне коливання) і $l = 3\lambda/4$.

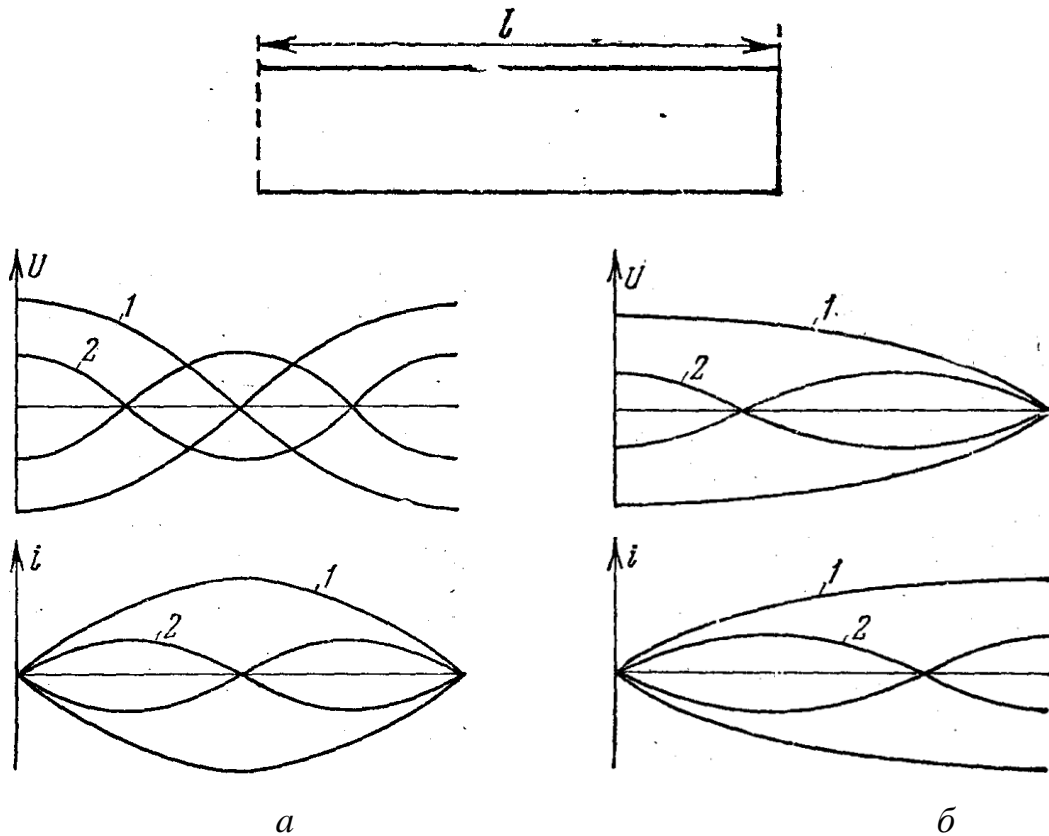


Рис. 7. Два перших власних коливання двопровідної лінії з розімкнутими кінцями (а) та із замкнутим на одному кінці провідним мостиком (б).

Таким чином, в обмеженій двопровідній лінії можливі тільки певні стоячі хвилі, які задовольняють умовам на межах лінії. Ці стоячі хвилі є власними коливаннями лінії. Власні коливання мають дискретний набір частот (спектр частот). Число різних власних коливань лінії рівне нескінченності, відповідно до того, що лінія як розподілена система володіє нескінченно великим числом ступеней вільності.

Щоб збудити в лінії одне з власних коливань, генератор, що живить лінію, повинен мати частоту, яка співпадає з однією з власних частот лінії f_n . Якщо ж ця умова не буде виконана, то різні хвилі, відбиті від кінців лінії, складаючись один з одним (інтерферуючи), дадуть коливання, що змінюються і складні, а стійкої стоячої хвилі не вийде.

Зрозуміло, що в лінії можна одночасно збудити не тільки одне з власних коливань, але і яке завгодно їх число. При цьому різні стоячі хвилі, накладаючись одна на одну, утворюють коливання складнішої форми. І навпаки, можна показати, що будь-яке складне коливання лінії можна представити у вигляді суми різних власних коливань з певним чином підібраними амплітудами і початковими фазами.

2. Методика проведення експерименту

Стоячі електромагнітні хвилі в лінії легко одержати на досліді. Один із способів їх збудження - створення індуктивного зв'язку між лінією і генератором. Для цього кінець лінії поміщають поблизу котушки коливального контура генератора. У лабораторному макеті генератор на базі електронної лампи змонтований безпосередньо під двопровідною лінією. Е.р.с. взаємоіндукції викликає на кінці лінії коливання струму (і магнітного поля), які, так само як і коливання напруги (електричного поля), дають початок електромагнітній хвилі.

Для того щоб судити про інтенсивність коливань струму в різних точках лінії, у лінію можна включити лампи розжарювання. Однак такий прийом зручний тільки для демонстраційних цілей. Для виявлення коливань напруги можна користуватися газорозрядною трубкою, включеною між провідниками лінії.

У подібних дослідах можна переконатися, що стоячі хвилі в лінії виникають тільки при певних частотах генератора, які співпадають з частотами власних коливань лінії.

Індикатором електромагнітної хвилі є невелика котушка (рис. 8 а), площа якої паралельна до провідників лінії. За рахунок явища електромагнітної індукції у ній наводиться змінна е.р.с. Якщо виток приєднати безпосередньо до мікроамперметра, то його стрілка завжди вказуватиме на нульову позначку, оскільки середнє значення змінного струму за період дорівнює 0. Тому паралельно мікроамперметру (μA) підключають діод D. Коли напруга на діоді є прямою для нього, він пропускає крізь себе практично весь струм. У протилежному випадку цей струм проходить через коло мікроамперметра. Таким чином, стрілка приладу відхилятиметься лише в один бік, і в середньому вказуватиме на ненульову позначку. Для підвищення амплітудного значення напруги на діоді послідовно у коло витка включають ємність C та індуктивність L. При цьому, враховуючи високу частоту струму, ємністю виступає розрив кола між кінцем витка та відповідною клемою амперметра. Така схема забезпечує пропорційність показань мікроамперметра амплітуді поля. Залежність струму від положення датчика при його переміщенні вздовж лінії Лехера буде періодичною (див. рис. 8 б), оскільки періодичних змін з координатою зазнає амплітуда магнітного поля у стоячій хвилі. В такий спосіб можна визначити положення вузлів та пучностей стоячої хвилі у двопровідній лінії.

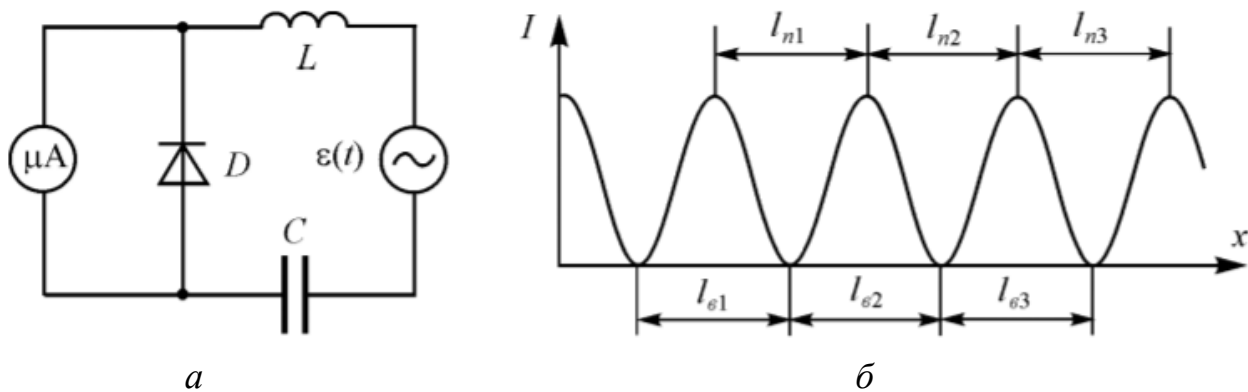


Рис. 8. Принципова схема датчика (а). Форма залежності показань датчика від його положення на лінії Лехера (б).

Необхідно врахувати, що напруженості електричного і магнітного полів біля провідників лінії дуже сильно зменшуються із збільшенням відстані, тому необхідно при переміщеннях індикатор тримати на одній і тій же відстані від лінії на всій її довжині. Рекомендується також при вимірюваннях триматися подалі від лінії, оскільки знаходячись поблизу неї експериментатор буде впливати на розподіл поля.

3. Завдання та хід виконання роботи

Завдання 1. Вимірювання довжини хвилі.

1. Під'єднати до генератора живлення і прогріти його протягом 10 хвилин. Для того щоб налаштувати лінію на резонанс, лінію перемикають провідним мостиком, і за допомогою котушки індикатора знаходять таке положення мостика, при якому амплітуда коливань у лінії буде максимальною. При цьому, однак, слід мати на увазі, що переміщення мостика приводить до зміщення пучностей, у які потрібно розміщувати котушку індикатора.

2. Переміщенням індикатора знайти відстань Δx між двома максимумами напруги або струму в лінії. За формулою $\lambda = 2 \Delta x$ знайти довжину електромагнітної хвилі в лінії, визначити частоту коливань.

Завдання 2. Дослідження розподілу амплітуди струму і напруги в лінії.

Ці вимірювання слід провести для двох навантажень на кінці: $R_n = 0$ (лінія замкнута перемичкою), і $R_n = Z_0$.

1. Переміщаючи індикатори уздовж лінії, зняти залежності

амплітуди струму $I(x)$ і амплітуди напруги $U(x)$ для випадку стоячої хвилі ($R_n = 0$) і для випадку біжучої хвилі ($R_n = Z_0$).

2. Для кожного випадку представити графіки $I(x)$ та $U(x)$. Провести аналіз отриманих результатів.

Контрольні запитання

1. За яких умов у двопровідній лінії існує біжуча і стояча хвилі? Як відрізняється розподіл амплітуд у біжучій і стоячій хвилях?

2. Які умови необхідні для виникнення стоячої електромагнітної хвилі?

3. Як влаштована схема Лехера і яке її призначення?

4. Як визначається довжина і частота електромагнітної стоячої хвилі в схемі Лехера?

5. Які хвилі називаються стоячими і які умови їх виникнення?

6. Який зв'язок між довжиною хвилі і її частотою?

7. Запишіть хвильове рівняння для плоскої електромагнітної хвилі, що розповсюджується в довільному напрямку і в напрямку осі x , і його розв'язок.

8. Які хвилі називають падаючими і які відбитими? Запишіть вираз для падаючої і відбитої хвиль, якщо коефіцієнт відбивання рівний 1.

9. Від яких величин і як залежить коефіцієнт відбивання?

10. Від яких характеристик середовища залежить швидкість поширення електромагнітних хвиль?

11. Що називається пучністю і вузлом стоячої хвилі?

Лабораторна робота № 3

ВИЗНАЧЕННЯ СИЛИ СВІТЛА ЕЛЕКТРИЧНОЇ ЛАМПИ І ВИВЧЕННЯ ЇЇ СВІТЛОВОГО ПОЛЯ

Мета роботи: визначити залежність сили світла електричної лампи розжарення від споживаної нею потужності та дослідити її світлове поле.

Прилади і матеріали: оптична лава ФС-1, еталонна і досліджувана електричні лампи розжарення; люксметр Ю-116, автотрансформатор ЛАТР, ватметр.

1. Теоретичні відомості

Розділ оптики, в якому розглядаються питання вимірювання енергії, яку переносять електромагнітні хвилі оптичного діапазону, називається фотометрією. Перенесення світлової енергії характеризує світловим потоком, силою світла і освітленістю.

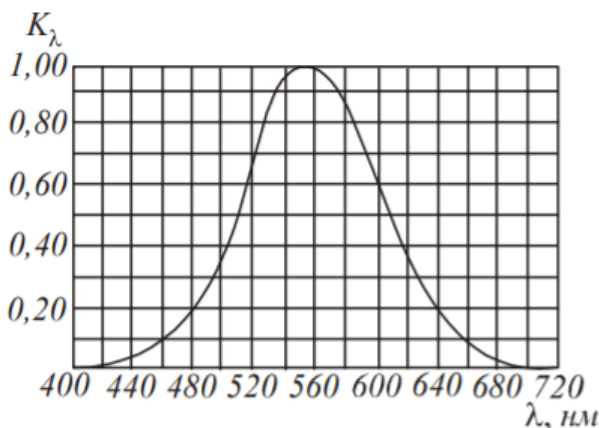


Рис. 1. Відносна спектральна чутливість людського ока K_λ .

Наше око сприймає з усього діапазону електромагнітних хвиль лише вузьку ділянку, яку називають видимим світлом. Цій ділянці відповідають довжини хвиль від 380 нм до 760 нм. Чутливість ока до світла з різними довжинами хвиль λ неоднакова. Вона має максимум при $\lambda = 555$ нм (зелена частина спектра) і

швидко падає до нуля при віддаленні від цього максимуму (рис. 1). На цьому графіку по горизонтальній осі відкладена довжина хвилі λ , по вертикальній - відносна спектральна чутливість ока K_λ .

Відносна спектральна чутливість K_λ - це відношення чутливості при даній довжині хвилі до чутливості при $\lambda = 555$ нм. Для цієї довжини хвилі K_λ дорівнює одиниці. При тому ж потоці енергії інтенсивність світла, яка оцінюється візуально, для інших хвиль виявляється меншою. Відповідно, K_λ для цих довжин хвиль менше одиниці.

У зв'язку з такими особливостями очей кількісні характеристики світлових пучків оцінюються не за енергією, яку вони переносять, а за зоровим відчуттям.

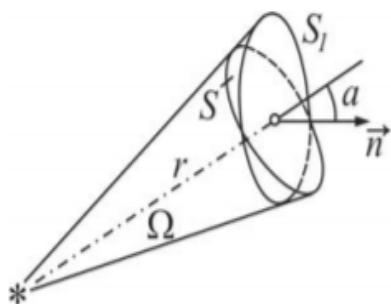


Рис. 2. Тілесний кут Ω .

Нагадаємо поняття тілесного кута. Тілесний кут - це кут, утворений конічною поверхнею і чисельно дорівнює відношенню площі S , що вирізується цим конусом на поверхні сфери радіусом r , до квадрату радіуса цієї сфери (рис. 2):

$$\Omega = \frac{S}{r^2}. \quad (1)$$

Тілесний кут вимірюється в стерadianах (ср). Якщо тілесний кут спирається на деяку площадку S_1 , нормаль до якої складає кут α з радіусом r (див. рис. 2), то

$$\Omega = \frac{S_1 \cos \alpha}{r^2}. \quad (2)$$

Повний тілесний кут навколо точки дорівнює 4π стерadian.

Для характеристики інтенсивності світла з урахуванням його здатності викликати зорове відчуття вводиться величина Φ , яка називається світловим потоком. Світловий потік (Φ) дорівнює потужності видимої частини випромінювання, що розповсюджується всередині даного тілесного кута, і оцінюється за дією цього випромінювання на нормальне око. Повний світловий потік дорівнює:

$$\Phi = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} K_{\lambda} d\Phi_{\lambda}, \quad (3)$$

де $d\Phi_{\lambda}$ – потік електромагнітної енергії, що випромінюється в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$.

Експериментально встановлено, що у максимумі кривої чутливості ока людини (550 нм) одному вату (1 Вт) потужності випромінювання відповідає світловий потік 683 лм, для білого світла ця величина складає 220 лм, а лампа розжарення потужністю 100 Вт створює світловий потік у межах 800 - 1500 лм.

Джерело світла, розмірами якого можна знехтувати у порівнянні з відстанню від місця спостереження до джерела, називається точковим. Точкові джерела характеризують силою світла. Сила світла I точкового джерела в даному напрямку – фізична величина, що дорівнює світловому потоку, що припадає на одиницю тілесного кута:

$$I = \frac{d\Phi}{d\Omega} \quad (4)$$

Сила світла вимірюється в канделах (кд).

Якщо точкове джерело випромінює рівномірно в усіх напрямках, то воно називається ізотропним. Для ізотропного джерела виконується наступне співвідношення:

$$I = \frac{\Phi}{4\pi}, \quad (5)$$

де Φ - повний світловий потік, що випромінюється джерелом. На підставі цього співвідношення вводиться одиниця виміру світлового потоку – люмен. Люмен (лм) дорівнює світловому потоку, що випромінюється ізотропним джерелом із силою світла в 1 кд в межах тілесного кута в 1 стерадіан.

Характеристики кожного джерела світла в частині співвідношення споживаної потужності і світлового потоку індивідуальні для кожного джерела. У нижче Таблиці 1 приведені наближені значення затрат потужності для одержання різних світлових потоків для трьох джерел світла – ламп розжарення, люмінесцентної і світлодіодної.

Таблиця 1. Енергетичні характеристики різних джерел світла.

Світловий потік, лм	Споживана потужність ламп, Вт		
	розжарення	люмінесцентної	світлодіодної
250	20	5 - 7	2 - 3
400	40	10 - 13	4 - 5
700	60	15 - 16	8 - 10
900	75	18 - 20	10 - 12
1200	100	25 - 30	12 - 15
1800	150	40 - 50	18 - 20
2500	200	60 - 80	5 - 30

Наближено світловий потік Φ можна обчислити за формулою $\Phi = P\eta$, де P – споживана потужність (Вт), η – коефіцієнт світловіддачі (лм/Вт), який характеризує світлову ефективність і економічність джерела світла. Значення коефіцієнта η для різних джерел світла наведена у Таблиці 2.

Освітленість (E) - фізична величина, що дорівнює відношенню світлового потоку до площі освітлюваної поверхні:

$$E = \frac{\Phi}{S}. \quad (6)$$

Освітленість вимірюється в люксах (лк). Люкс (лк) - це освітленість, створювана світловим потоком 1 лм, рівномірно розподіленим на площі 1 м².

Якщо поверхня освітлюється точковим джерелом, то освітленість в кожній точці поверхні може бути різною. Її можна виразити через силу світла I , відстань r від поверхні і кут α між нормаллю до поверхні \vec{n} і напрямком на джерело

$$E = \frac{I \cos \alpha}{r^2}. \quad (7)$$

З (7) можна знайти силу світла джерела:

$$I = \frac{Er^2}{\cos \alpha}. \quad (8)$$

Таблиця 2. Значення коефіцієнта світлової ефективності η для різних джерел світла.

Тип джерела світла	Коефіцієнт світловіддачі η , (лм/Вт)
Вольфрамова лампа розжарювання	12,5-17,5
Галогенна лампа	16-24
Люмінесцентна лампа	45-75
Світлодіодна лампа	80-100
Сонячне випромінювання	95
Лампа на випарах натрію високого тиску	85-150
Лампа з паровим натрієм низького тиску	100-200
Ідеальне джерело світла	683,002

2. Методика проведення експерименту

Вивчення фотометричних властивостей досліджуваної лампи розжарення у цій лабораторній роботі проводиться з використанням фотометричної оптичної лави ФС-1 (рис. 3, рис. 4). Вона складається з фотометричної головки з екранами 1, тримачів джерел світла 2, на одному з яких знаходиться лімб 3 - кільце з рівномірно розташованими штрихами. Всі деталі закріплюються в пересувних каретках 4, 5, 6 з відліковим пристроєм 7, що дозволяє знімати координату розташування каретки за шкалою 8 лави.

Переміщення каретки по лаві здійснюється обертанням рукоятки 9 при віджатій гальмівній рукоятці 10. Закріплені деталі в каретці центруються відносно оптичної осі переміщенням в двох взаємно-перпендикулярних напрямках гвинтами 11.

Фотометрична головка 1 (рис. 3, 4) встановлюється на одній з кареток між двома джерелами світла. Світло від джерел проходить через отвори в екранах і потрапляє на приймальню білу матову пластинку фотометричної головки (рис. 4). Відбите поверхнями пластинки світло направляється призмами через фотометричний кубик в окулярну трубу 12 головки, через яку спостерігається зображення джерела в полі зору фотометра. Оптична схема фотометричної головки зображена на рис. 4.

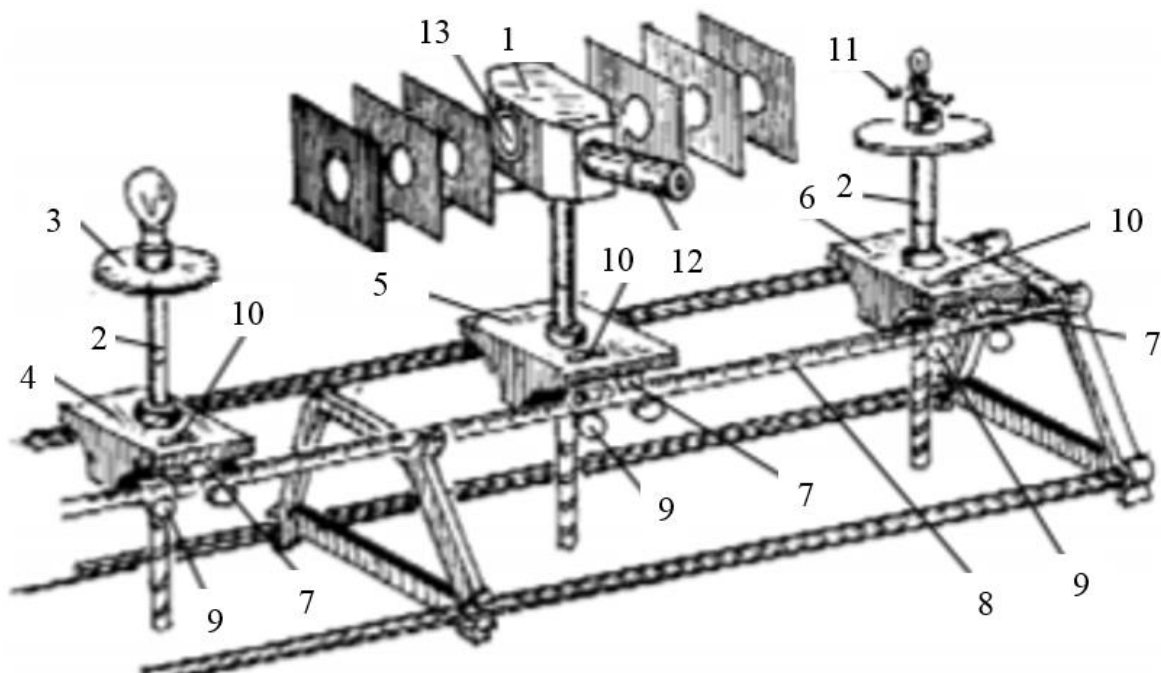


Рис.3. Фотометрична оптична лава ФС-1.

У фотометричній головці застосований кубик з контрастними полями. Через ділянки поля, що мають на рис. 4 зліва однакове штрихування, видна одна зі сторін приймальні пластини (світла трапеція всередині темної). При фотометричній рівновазі, коли освітленість обох сторін приймальні пластини головки однакова, видиме в окуляр поле являє собою фон рівномірної освітленості з розташованими на ньому двома дещо більш темними трапеціями (рис. 4, праворуч). При цьому $E_1 = E_2$, де E_1 і E_2 - освітленості відповідно лівої і правої сторін приймальні пластини головки.

Враховуючи, що при нормальному падінні світла, $E=I/r^2$

$$\frac{I_1}{r_1^2} = \frac{I_2}{r_2^2}, \quad (9)$$

де I_1 та I_2 – сили світла джерел 1 і 2, r_1 та r_2 - відповідні відстані від джерел світла до сторін матової пластинки фотометричної головки. Формула (9) служить основою для порівняння сил світла точкових джерел.

При необхідності, перед проведенням фотометричних вимірювань необхідно всі частини установки (джерело світла, прийомні пластини і т. д.) розташувати вздовж осі лави. Для цієї мети служать візирні сітки 13 (рис. 3) фотометричної головки. На час центрування приймальну пластину виймають з корпусу головки, натискаючи пальцями на щітку замку оправи приймальної пластини, а візирними сітками закривають з обох сторін наскрізні отвори, які утворилися при цьому в корпусі головки.

Джерело світла встановлюють на фотометричну лаву так, щоб пряма, що проходить через центри візирних сіток, проходила і через нитку джерела світла. При проведенні фотометричних вимірювань

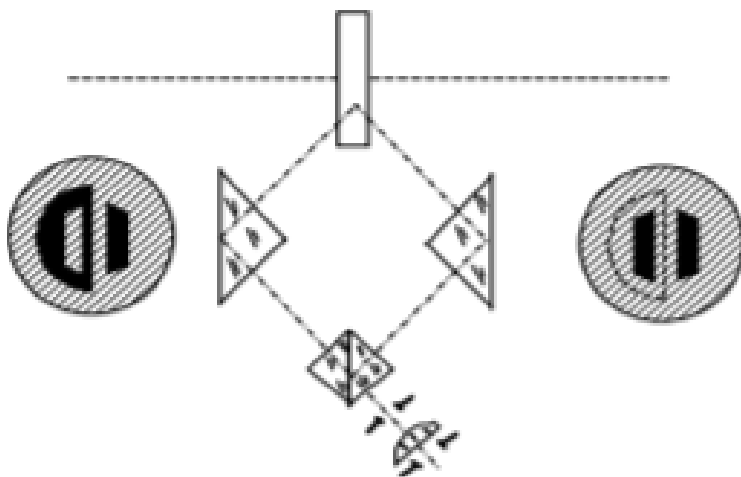


Рис. 4. Оптична схема фотометричної головки.

візирні сітки повинні бути відсунуті убік. Чорні світлопоглинаючі екрани невеликого розміру служать для усунення розсіяного світла.

Тримач з лімбом 3 (рис. 3) призначений для обертання деталей навколо вертикальної осі. Шкала лімба з ціною поділки 1° має підсвічування для зручності відліку. Тримач з лімбом використовується при визначенні сили світла джерела в різних напрямках (дані, необхідні при побудові світлової діаграми джерела світла).

Точне визначення відстаней на фотометричній лаві є необхідною умовою правильності виконання світлових вимірювань. Різниця показань $n_2 - n_1$ відлікового пристрою кареток не дає дійсного значення відстані між ниткою розжарення джерела світла і пластиною фотометричної головки, так як вертикальні площини, що проходять через вимірювані деталі, можуть не збігатися з візирними лініями відлікового пристрою кареток. Тому, справжню відстань r можна представити як різницю показань відлікових пристроїв кареток $n_2 - n_1$ плюс деяка поправка Δ :

$$r = (n_2 - n_1) + \Delta. \quad (10)$$

Для визначення поправки Δ (рис. 5) кожної пари кареток в комплекті лави передбачений вимірювач відстаней 1. З цією метою один з об'єктів, між якими визначається відстань, наприклад, досліджувана лампа розжарювання 2 (рис. 5), закріплюється так, щоб площина, від якої вимірюється відстань (нитка розжарення лампи), збігалася з площиною, що проходить через вертикальні штрихи візирних сіток 3.

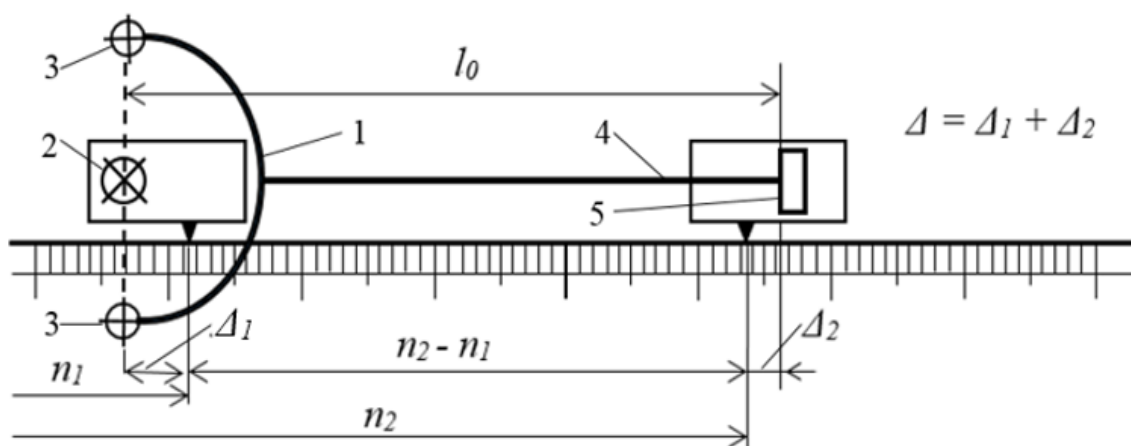


Рис. 5. До визначення поправки Δ .

З іншого боку вимірювача до кінця його стержня 4 підводиться до зіткнення площина другого об'єкта (площина приймальні пластини фотометричної головки) 5. При цьому дійсна відстань між об'єктами (рис. 5) дорівнюватиме довжині вимірювача l_0 , яка для кожної фотометричної лави є індивідуальною і вказана у її паспорті ($l_0 = 472$ мм). Відлік за шкалою лави проти покажчика відлікового пристрою кареток рівні n'_1 і n'_2 . причому, завжди будемо вважати, що можна записати:

$$l_0 = (n'_2 - n'_1) + \Delta. \quad (11 \text{ а})$$

Звідси визначається поправка для даних двох кареток:

$$\Delta = l_0 - (n'_2 - n'_1). \quad (11 \text{ б})$$

Поправка Δ визначається один раз для кожної пари кареток. Наступні багаторазові вимірювання відстаней між деталями, закріпленими на каретках, обчислюються за формулою (10) з урахуванням знайденої поправки Δ , яка може бути як позитивною, так і негативною.

Порівняння освітленості полей сторін приймальні пластини фотометричної головки носить суб'єктивний характер. Тому для практичних цілей для вимірювання освітленості використовується люксометри. Принцип дії широковживаного люксометра Ю-116 заснований на фотоелектричному ефекті, тобто перетворенні світлової енергії в електричну. Люксометр (рис. 6) складається з фотоелемента, поєднаного з мілівольтметром.



Рис. 6. Люксометр.Ю-116

Шкали останнього проградуєвані в люксах з межами вимірювань: нижня - від 0 до 30 лк, верхня - від 0 до 100 лк. Збільшення меж вимірювань здійснюється за рахунок застосування нейтральних фільтрів, які можуть бути закріплені на фотоелементі. У

комплект входять три насадки з коефіцієнтами ослаблення: $M = 10$, $P = 100$, $T = 1000$. Перераховані насадки застосовуються разом з матовою напівсферичною насадкою К.

При використанні насадок межа вимірювань по верхній і нижній шкалах збільшується. Нові значення меж вимірювань в залежності від комплекту застосовуваних насадок вказані в правій частині приладу. У лівій колонці вказані граничні значення нижньої шкали приладу в залежності від застосовуваного комплекту насадок (КМ, КР, КТ), в правій – граничні значення верхньої шкали.

Завдяки застосуванню насадок за допомогою люксметра Ю-116 можна вимірювати освітленість до 100 000 лк. Перед початком вимірювань необхідно з'єднати фотоелемент з мілівольтметром строго дотримуючись полярності.

Ввімкнення приладу здійснюється натисненням однієї з кнопок у правій нижній частині приладу (ліва - нижня шкала, права - верхня).

3. Завдання та хід виконання роботи

Завдання 3.1. Вимірювання сили світла невідомого джерела та її залежності від споживаної потужності.

1. Розташуйте джерела світла (лампи розжарювання) і фотометричну головку так, як показано на рис. 3. Проведіть центрування всіх деталей на осі лави.

2. Зафіксуйте каретки з лампочками розжарювання на відстані приблизно 1-1,5 м від вимірювальної головки гальмівною рукояткою 10, запишіть показання n_B відлікового пристрою каретки з джерелом світла I_B і каретки з джерелом світла I_X координату n_X . Увімкніть джерела світла: відоме – у мережу 220 В, невідоме – через автотрансформатор і вимірювач потужності (ватметр). Автотрансформатором підберіть напругу при якій ватметр показуватиме номінальну потужність досліджуваної лампи розжарювання.

3. Досягніть рівності освітленості двох частин в полі зору окуляра 12 переміщенням по лаві фотометричної головки. Запишіть показання координати відлікового пристрою фотометричної головки n в таблицю.

4. Пункт 3 повторіть 3 - 5 разів, попередньо перед кожним вимірюванням зміщуючи положення вимірювальної головки по фотометричній лаві. Результати вимірювань записуйте в таблицю.

5. Для кожного вимірювання обчисліть відстань від фотометричної головки до джерела з відомої силою світла за формулою: $r_B = (n_B - n) + \Delta_B$ і відстань від фотометричної головки до джерела з невідомої силою світла за формулою: $r_X = (n - n_X) + \Delta_X$. Визначте середні значення r_B і r_X та оцініть похибки вимірювання r_B і r_X . Використовуючи середні значення \bar{r}_B і \bar{r}_X обчисліть силу світла невідомого джерела за формулою:

$$I_X = I_B \left(\frac{\bar{r}_X}{\bar{r}_B} \right)^2, \quad (12)$$

враховуючи, що $I_B = 25$ кд (спеціальна лампа 220 В, 25Вт).

6. Змінюючи (зменшуючи) щоразу напругу на досліджуваній лампочці розжарення на 10 – 15 В виконати пп. 3 – 5 цього завдання. Побудувати графік залежності сили світла лампи від споживаної потужності. Визначити у кількох точках значення коефіцієнта світлової ефективності η . Зробити висновки.

Завдання 3.2. Дослідження світлового поля електричної лампочки.

При вивченні світового поля лампи розжарювання її не можна вважати точковим джерелом світла, так як спіраль має форму ламаного циліндра, розташованого в горизонтальній площині. У зв'язку з цим випромінювання світлової енергії лампочкою розжарення у різних напрямках будуть неоднаковими. Світлове поле являє собою полярну діаграму розподілу сили світла для різних напрямків. У свою чергу, освітленість прямо пропорційна силі світла джерела. Тому полярна діаграма розподілу розподілу сили світла і освітленості є ідентичними. Світлову діаграму джерела світла зручніше отримати об'єктивним методом. Фотоприймачем у даному випадку є люксметр Ю-116. Для цього:

1. Фотоприймач люксметра закріпити в центрі екрану, а на відстані $\sim 0,5$ м від нього у тримачі з лімбаом встановлюється досліджувана лампа розжарювання. Показчик диска встановити на 0° . Подати на лампу номінальну напругу живлення 220 В. Зробити відлік освітленості за шкалою люксметра.

2. Повертаючи лампу так, щоб показчик диска стояв на кутах 10° , 20° , 30° і т.д. до 360° , щоразу провести вимірювання освітленості (відстань між лампою і фотоелементом має бути постійною).

3. За формулою (8) розрахувати силу світла ($\alpha = 0^\circ$). Побудувати

світлову діаграму (індикатрису сили світла або освітленості) в полярних координатах $I = f(\varphi)$, де φ - полярний кут, а $f(\varphi)$ значення сили світла в канделах у напрямку φ .

4. Порівняти одержані значення сили світла досліджуваної лампи розжарювання в завданнях 1 та 2, зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Яка властивість людського ока використовується у візуальних фотометрах?

2. Яке джерело світла називається ізотропним?

3. Яка сила світла у ізотропного джерела, якщо відомо, що він посилає повний світловий потік 1 люмен?

4. Як за відомою силою світла ізотропного джерела світла визначити освітленість малої площадки, розташованої на відстані 1 м?

5. У яких одиницях вимірюється сила світла, освітленість і світловий потік? Який взаємозв'язок між ними?

6. Для чого в роботі використовується фотометрична головка і який у неї принцип роботи?

7. Для чого в роботі використовується вимірювач відстаней?

8. Що таке світлова діаграма джерела світла? Як можна виміряти світлову діаграму джерела світла?

9. Поясніть, що таке коефіцієнт світловіддачі, від чого він залежить?

10. Для чого вимірювання проводяться багаторазово? Як оцінити похибку вимірювання?

Лабораторна робота № 4

ВИЗНАЧЕННЯ ОПТИЧНИХ ПАРАМЕТРІВ ЗБІРНОЇ ТА РОЗСІЮЮЧОЇ ЛІНЗ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ ЇХ НЕДОЛІКІВ

Мета роботи: визначити фокусну відстань та оптичну силу лінз, дослідити хроматичну та геометричні аберації лінз.

Прилади і матеріали: оптична лава з набором рейтерів, товста збирна плоско-опукла лінза, тонка розсіююча лінза, освітлювач, коліматор з набором світлофільтрів, набір фігурних діафрагм.

1. Теоретичні відомості

1.1. Оптичні характеристики лінз

Лінзою в оптиці називається прозоре для світла тіло, обмежене двома сферичними поверхнями. Пряма, що проходить через центри сферичних поверхонь лінзи, називається її головною оптичною віссю. Відстань між вершинами поверхонь лінзи є її товщиною. Лінзи, товщина яких мала в порівнянні з радіусами кривизни їх поверхонь, називаються тонкими лінзами. В іншому випадку лінзу можна розглянути як систему двох заломлюючих поверхонь. Якщо лінзу не можна вважати тонкою, то кожену з двох сферичних поверхонь лінзи можна розглядати як окрему тонку лінзу. Тоді зображення в товстій лінзі можна знайти як «зображення зображення». Перша сферична поверхня товстої лінзи дає зображення джерела, яке формується як зображення в тонкій лінзі. Друга сферична поверхня дає зображення цього зображення. Гомоцентричним (тобто таким що має спільний центр) пучком світла називається пучок, у якому самі промені або їхні продовження перетинаються в одній точці. Якщо геометричний пучок променів, що виходить із точки S , після проходження оптичної системи збігається також в одній точці S' (або їх продовження в точці S''), тобто залишається гомоцентричним, то точка S' (або S'') є зображенням точки S (рис. 1), а оптична система називається стигматичною, тобто вона не порушує гомоцентричності широких пучків променів, які проходять крізь неї.

Система, в якій центри сферичних поверхонь лежать на одній прямій, зберігається гомоцентричність пучків, а зображення є строго геометрично подібним до предмета, називається ідеальною центрованою оптичною системою.

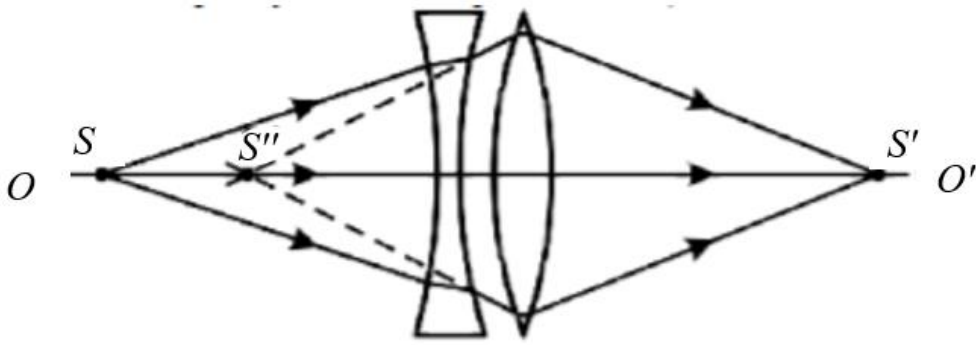


Рис.1. Гомоцентричні оптичні пучки в ідеальній оптичній системі.

Центрована оптична система, яка може складатися також і з великого числа лінз, повністю характеризується двома фокальними і двома головними площинами. Повністю характеризується у тому сенсі, що знання положення цих чотирьох площин досить для побудови зображень. Всі чотири площини перпендикулярні до оптичної осі, отже властивості оптичної системи повністю визначаються чотирма точками перетину чотирьох площин з оптичною віссю. Ці точки F , F' , C , C' (рис. 2) називаються кардинальними точками системи. Головними площинами ідеальної оптичної системи називаються спряжені площини H_1 і H_2 , лінійне збільшення для яких дорівнює $\beta = +1$. У тонкій лінзі головні площини співпадають, і їх перетин з оптичною віссю дає оптичний центр. Головні площини товстої лінзи в залежності від форми лінзи можуть знаходитись як всередині лінзи, так і зовні. Зображення предметів в ідеальній оптичній системі може бути побудоване без докладного дослідження ходу променів всередині систем. Для цього потрібно лише знати фокусну відстань і положення головних площин.

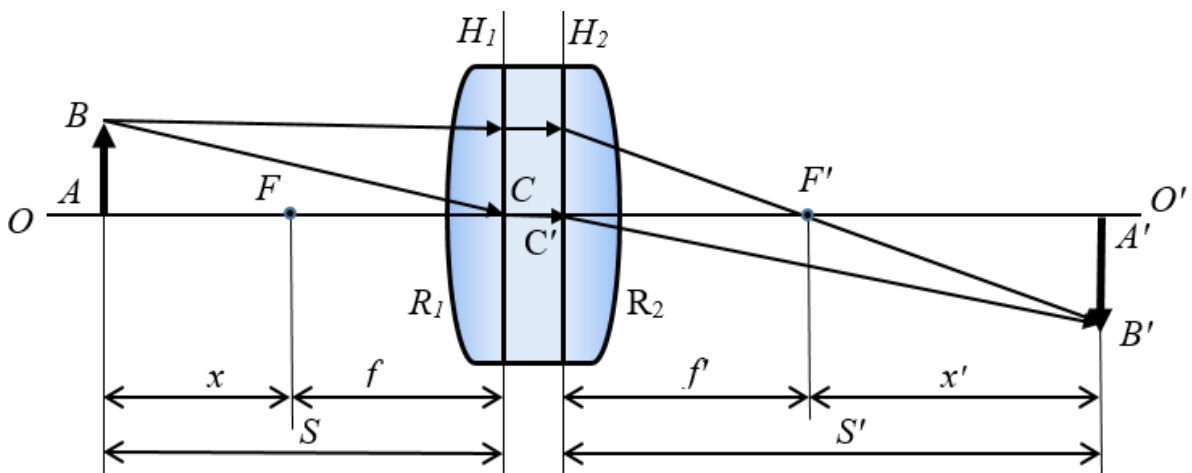


Рис. 2. Побудова зображення у товстій лінзі.

Промені, паралельні головній оптичній осі OO' , заломлюючись у збірній лінзі, перетинаються у точці, що лежить на оптичній осі та називається головним фокусом лінзи. Існує передній головний фокус F і задній головний фокус F' . Відстані від головних площин до головних фокусів називаються фокусними відстанями. Згідно з правилом знаків, для збірної лінзи $f < 0$, $f' > 0$. Для розсіюючої лінзи у фокусі перетинаються уявні продовження заломлених променів, і відповідно $f > 0$, $f' < 0$. Величина, обернена до фокусної відстані лінзи f' , називається оптичною силою лінзи D . Одиницею виміру оптичної сили лінзи є діоптрія (дптр). Оптичну силу в одну діоптрію має лінза, фокусна відстань якої дорівнює одному метру.

Побудова ходу променів у товстій лінзі проводиться так, як ніби між головними площинами системи знаходиться тонка лінза, а простір між головними площинами відсутній. Приклад побудови наведено на рис. 2, де H_1 і H_2 - головні площини системи.

Проходження світлових променів через центровану оптичну систему може бути проаналізовано не тільки побудовою геометричного ходу променів, але й розраховано. Як показує теорія, для товстої лінзи оптична сила, і відповідно фокусна відстань, можуть бути розраховані за формулою:

$$D = \frac{1}{f'} = (n-1) \left(\frac{1}{R_1} - \frac{1}{R_2} \right) + \frac{d(n-1)^2}{nR_1R_2}, \quad (1)$$

де f' – задня фокусна відстань лінзи, R_1 та R_2 – радіуси кривизни заломлюючих поверхонь, n – відносний показник заломлення матеріалу лінзи, d - товщина лінзи. У формулі (1) вважається, що по обидві сторони сферичних поверхонь досліджуваної лінзи знаходиться однакова речовина (повітря, $n_0 = 1$).

Відстані від головних площин до спряжених точок S та S' зв'язані формулою Гауса:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{S'} - \frac{1}{S}. \quad (2)$$

При користуванні формулами (1) та (2) слід враховувати у кожній конкретній задачі знаки величин f' , f , R_1 , R_2 , S , S' згідно з діючим у геометричній оптиці правилом знаків: відстані вважаються додатними, якщо відраховуються за ходом оптичного променя і від'ємними у протилежному випадку. Формула (2) виконується як для товстої, так і для тонкої лінз.

1.2. Недоліки лінз.

У сучасних оптичних приладах до якості передавання зображення ставляться високі вимоги. Зображення, що передається простою лінзою, через низку недоліків не задовольняють цим вимогам. Зокрема при використанні широких світлових пучків, тобто променів, які утворюють досить великі кути з головною оптичною віссю, гомоцентричний пучок після заломлення у лінзі перестає бути таким, і зображення предмета набуває низки недоліків (спотворень), що дістали в оптиці назву аберацій, від латинського слова *aberratio* — відхилення. Аберация оптичних систем проявляється у тому, що зображення втрачають чіткість і не точно відповідають зображуваним об'єктам за формою чи кольором.

Найбільш зрозумілою є хроматична аберация, яка зумовлена неоднаковим фокусуванням променів з різною довжиною хвилі (рис. 3). Хроматична аберация є проявом дисперсійних властивостей матеріалу лінзи, оскільки показник заломлення n залежить від довжини хвилі. Як видно з формули (1), фокусна відстань лінзи залежить від n , а, отже, і від довжини світлової хвилі. В результаті зображення, отримане від джерела, що випромінює біле світло, є розмитим та «зафарбованим» на контурах.

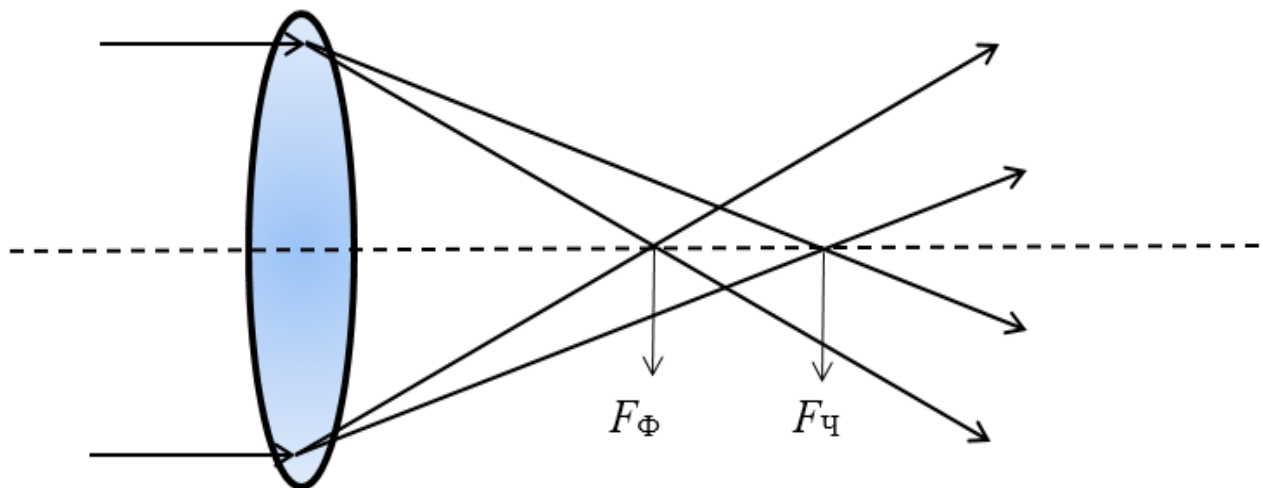


Рис. 3. Хроматична аберация: $F_{\text{ф}}$, $F_{\text{ч}}$ – фокуси відповідно для «фіолетових» та «червоних» променів.

Однак, як показано на рис. 4, навіть монохроматичні промені після заломлення у лінзі не фокусуються в одній точці, що є наслідком відсутності параксіальності (близькості до головної оптичної осі) реальних світлових пучків. Промені, що проходять ближче до краю лінзи, фокусуються ближче до лінзи (точка S_6), ніж промені, що проходять поблизу оптичної осі (точка S_1). Це спотворення дістало

назву сферичної аберації. Сферична аберация призводить до того, що на екрані замість чіткого зображення точки формується розмита пляма.

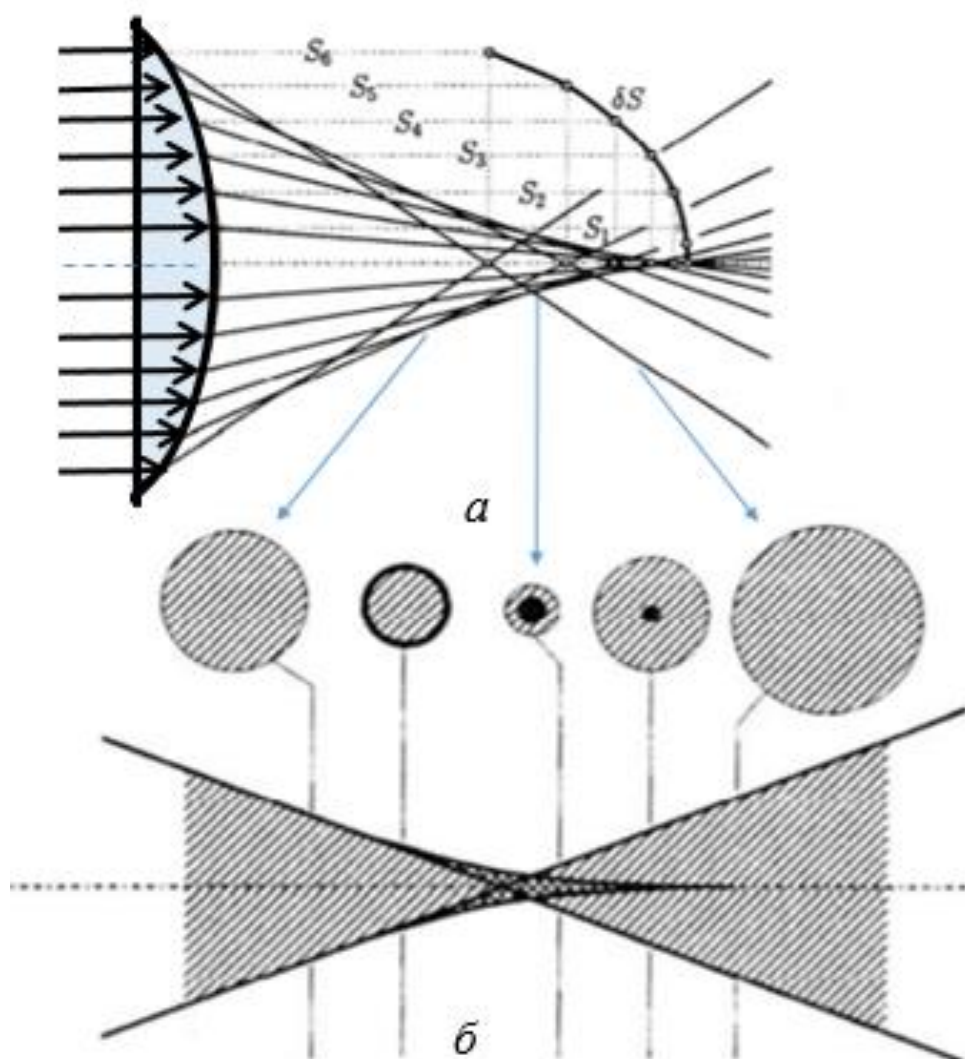


Рис. 4. Виникнення сферичної аберації (а) та поперечний переріз пучка у різних точка оптичної осі (б).

До геометричних абераций лінз також відносяться астигматизм, дисторсія і кома.

Астигматизм - це втрата світловим пучком гомоцентричності. Нагадаємо, що гомоцентричним називається пучок променів, що виходять з єдиного центру. Якщо вузький пучок променів, що виходить з однієї точки, падає на лінзу під значним кутом, то в результаті проходження через лінзу він перестає бути гомоцентричним. Зображення точки в цьому випадку не стигматичне, а має вид двох, просторово розділених фокальних ліній (рис.5). Астигматизм виникає внаслідок того, що промені похилого пучка

мають різні точки збіжності - точки меридіонального або сагітального фокусів нескінченно тонкого похилого пучка. Причому, можна знайти таке положення для поверхні зображення, коли всі промені пучка, розташовані в одній з площині (меридіональній або сагітальній), перетнуться на цій поверхні. Таким чином, пучок формує зображення точки в вигляді двох астигматичних фокальних ліній на відповідних фокальних поверхнях.

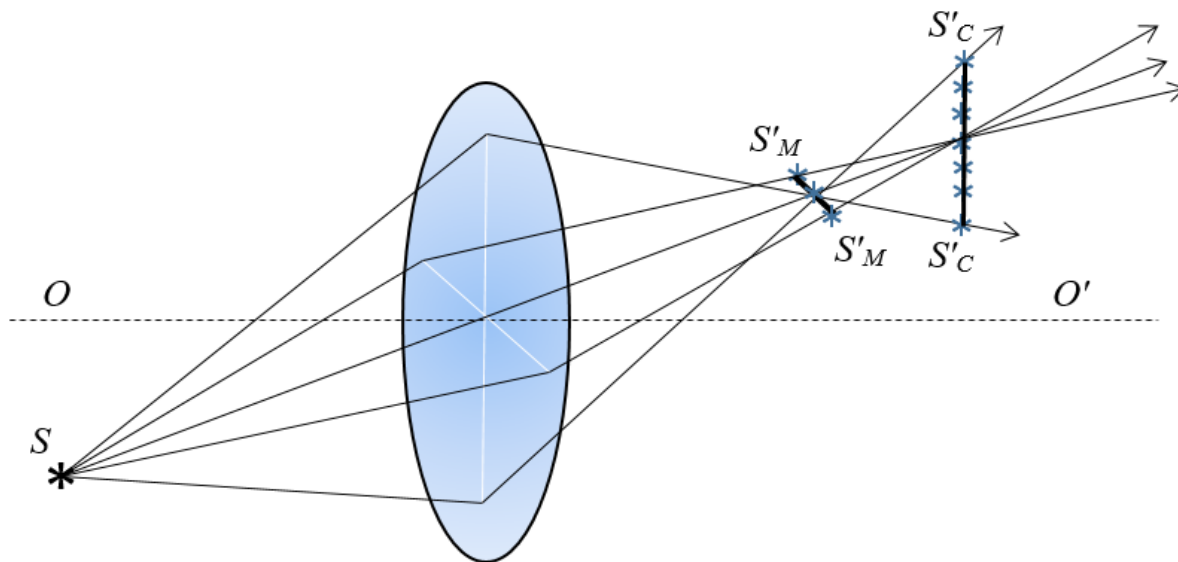


Рис. 5. Зображення точки S астигматичною оптичною системою:
 $S'_M S'_M$ - меридіональними, $S'_C S'_C$ - сагітальними променями.

Дисторсія (рис. 6) є спотворенням геометричної форми зображення протяжного предмета. Воно виникає через нерівномірність збільшення, що утворюється центром лінзи і її краями. Дисторсія проявляється тільки при роботі з позаосьовим пучками, які падають на лінзу під різними кутами. У цьому випадку збільшення лінзи залежить від кута падіння променів на неї.

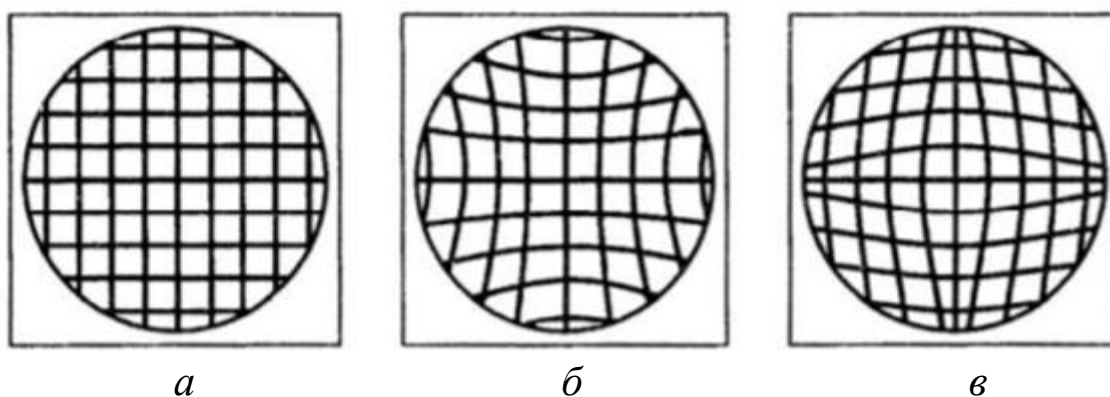


Рис. 6. Спотворення прямокутної сітки (a) внаслідок дисторсії:
 b - додатна (подушкоподібна), v - від'ємна (бочкоподібна) дисторсія.

Коматична аберація або кома (від давньогрецького слова κόμη - волосся), одна з п'яти аберацій Зейделя для оптичних систем; проявляється в тому, що кожна ділянка оптичної системи, віддалена від її осі на певну відстань, дає розмите зображення світної точки і може розглядатися як сферична аберація променів, що проходять не через оптичну вісь системи. У результаті зображення точки, що формується системою в цілому, приймає вигляд несиметричної плями розсіювання (рис. 7). Розміри цієї плями пропорційні квадрату кутової апертури системи та віддалі точкового об'єкта від осі оптичної системи.

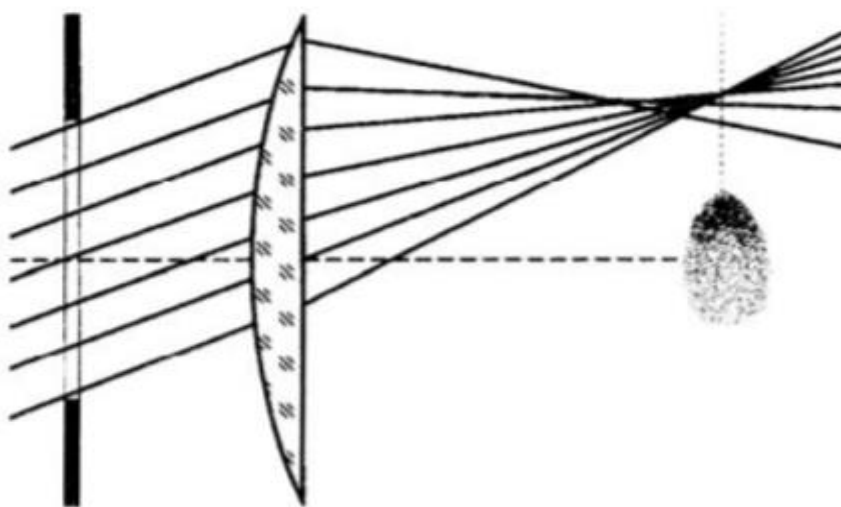


Рис. 7. Формування коми.

Окрім розглянутих вище в сучасних оптичних системах слід враховувати термооптичну аберацію, яка виникає внаслідок неоднорідних температурних змін різних частин оптичного приладу і проявляється у зміні розташування та розмірів зображення; а також дифракційну аберацію, обумовлену хвильовою природою світла, і, отже, носить фундаментальний характер, а тому принципово її усунути неможливо. Ця аберація виникає внаслідок дифракції світла на діафрагмі та оправі об'єктива. Вона визначає теоретичну роздільну здатність оптичних приладів.

2. Методика проведення експерименту

2.1. Визначення фокусної відстані тонкої збірної лінзи.

При визначенні фокусної віддалі збірної тонкої лінзи найпростіше було б застосовувати формулу (2). Але оскільки

положення оптичного центра лінзи не завжди легко визначити, значення f' знаходять, користуючись методом переміщення лінзи (методом Бесселя). Якщо закріпити предмет (джерело світла) і екран на відстані L ($L > 4f$), то пересуваючи між ними лінзу, можна знайти два таких її положення, при яких на екрані утворюється чітке зображення, в одному збільшене (рис. 8а), а в другому – зменшене (рис. 8б).

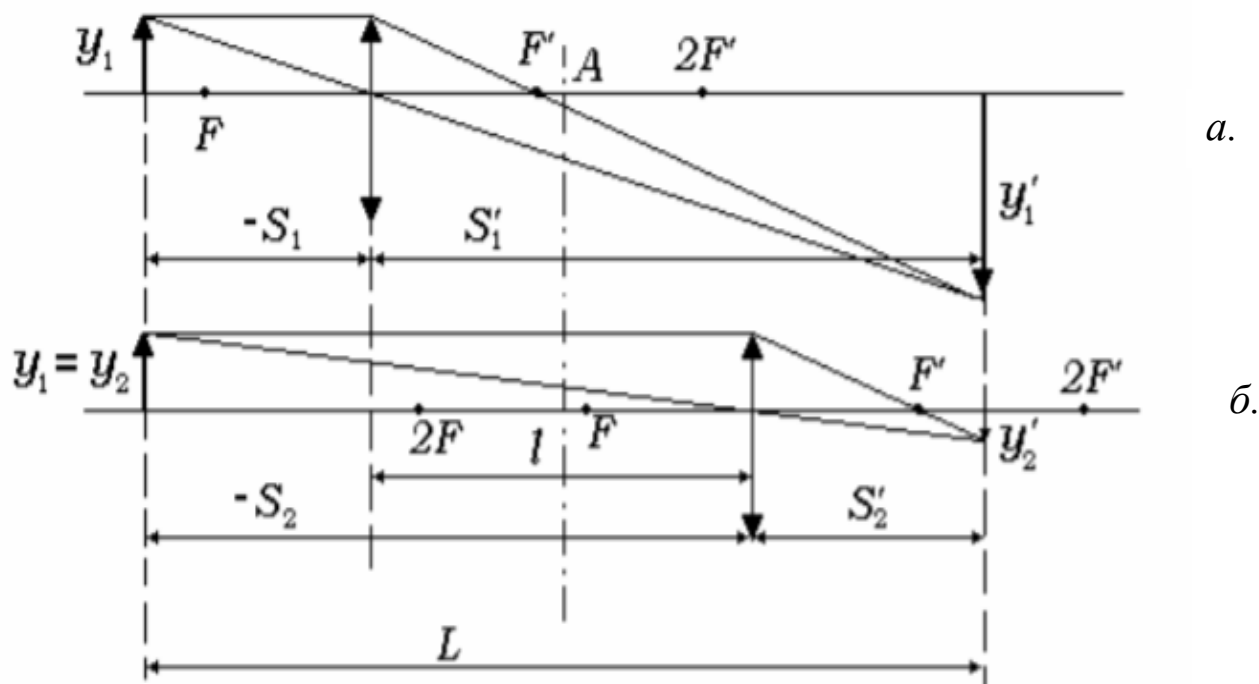


Рис. 8. Визначення фокусної відстані тонкої збірної лінзи методом Бесселя.

При цьому положення лінзи будуть симетричні відносно точки А, що лежить на середині відрізка між предметом і екраном. Дійсно, позначивши відстань між двома положеннями лінзи через l і скориставшись рівнянням лінзи (2), з урахуванням правила знаків запишемо для першого положення лінзи:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{S_1'} - \frac{1}{S_1} = \frac{1}{l + S_2'} - \frac{1}{-(L - l - S_2')} = \frac{L}{(l + S_2')(L - l - S_2')}, \quad (3)$$

а для другого положення, відповідно:

$$\frac{1}{f'} = \frac{1}{S_2'} - \frac{1}{-(L - S_2')} = \frac{L}{(S_2')(L - S_2')}, \quad (4)$$

Прирівнюючи праві частини цих рівнянь, знайдемо відстань між другим положенням лінзи і екраном:

$$S'_2 = \frac{L-l}{2}. \quad (5)$$

Відстань між першим положенням лінзи і предметом S_1 дорівнює: $S_1 = -(L-l-S'_2) = -\frac{L-l}{2}$, отже:

$$|S'_2| = |S_1|. \quad (6)$$

Тобто, перше положення лінзи знаходиться від предмета на такій же відстані, як друге положення від зображення, а значить ці положення симетричні відносно точки А. Цього висновку можна дійти також, скориставшись властивістю зворотності світлових променів. Підставляючи значення S_1 і S'_2 у формулу (2), одержимо вираз для фокусної відстані тонкої лінзи:

$$f' = \frac{L^2 - l^2}{4L}. \quad (7)$$

Цей спосіб зручний тим, що експериментально вимірюються лише переміщення тонкої лінзи l та відстань L між двома спряженими площинами, в яких розташовані предмет і зображення на екрані.

Аналогічний розгляд для товстої лінзи приводить до виразу:

$$f' = \frac{(L-d)-l^2}{4(L-d)}, \quad (8)$$

де d - відстань між головними площинами лінзи, однак описаний вище спосіб непридатний для визначення f' товстих лінз оскільки здебільшого відстань між головними площинами d товстої лінзи невідома.

2.2. Визначення фокусної відстані та положення головних площин товстої збірної лінзи.

Фокусну відстань товстої збірної лінзи визначають за способом Аббе (рис. 9). Нехай предмет u знаходиться на відстані $(-x_1)$ від головного фокуса F товстої збірної лінзи. Зображення предмета має розмір $(-y_1')$, а лінійне збільшення β_1 :

$$\beta_1 = \frac{y_1'}{y} = -\frac{f}{x_1}. \quad (9a)$$

Якщо пересунути предмет y в положення $(-x_2)$, то лінійне збільшення буде:

$$\beta_2 = \frac{y'_2}{y} = -\frac{f}{x_2}. \quad (9б)$$

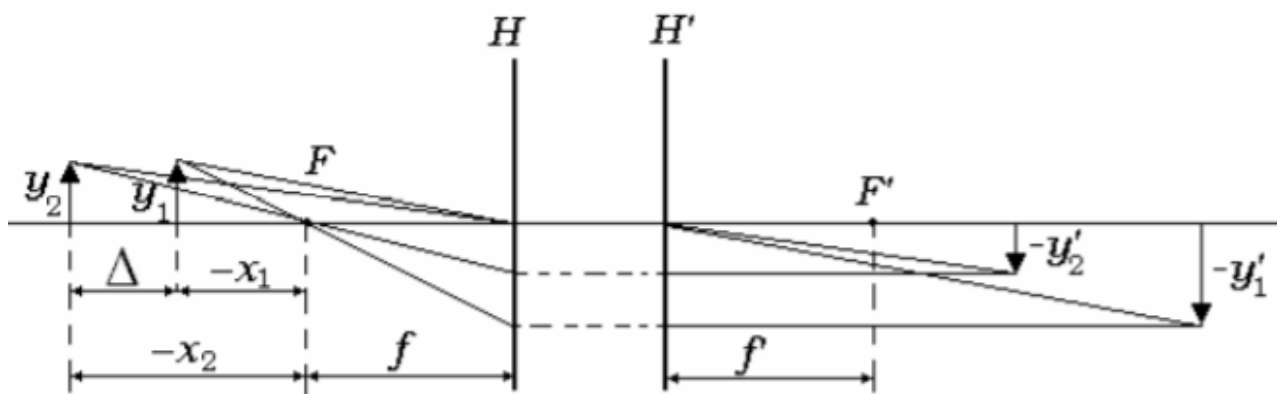


Рис. 9. Визначення фокусної відстані товстої збірної лінзи методом Аббе.

З формул (8) та (9) неважко одержати вираз для фокусної відстані:

$$f = -f' = \frac{x_2 - x_1}{\left(\frac{1}{\beta_1} - \frac{1}{\beta_2}\right)} = -\frac{\Delta}{y} \cdot \frac{y'_1 y'_2}{y'_2 - y'_1}, \quad (10)$$

де $\Delta = S_2 - S_1$ – переміщення предмета.

Отже, вимірявши експериментально величину предмета y та величину його зображень y'_1 і y'_2 при переміщенні лінзи на відстань Δ , за формулою (10) знайдемо передню f та задню f' фокусні відстані товстої збірної лінзи.

Для знаходження положення головних площин товстої лінзи крім значення фокусних відстаней f , f' потрібно визначити ще положення головних фокусів F , F' . Для цього на лінзу направляють паралельний пучок променів, які після заломлення сходяться у фокальній площині. Знайшовши положення фокальних площин досліджуваної товстої лінзи, відкладають за допомогою лінійки, прикріпленої до оптичної лави, відрізки, рівні фокусним відстаням f та f' , і визначають положення головних площин товстої лінзи відносно показника її положення на рейтері.

2.3. Визначення фокусної відстані тонкої розсіюючої лінзи.

Визначення фокусної відстані розсіюючої лінзи ускладнено тим, що зображення дійсних предметів одержуються уявними і не можуть бути безпосередньо виміряні. Це ускладнення можна усунути додатково використовуючи збірну лінзу. На початку досліду на оптичній лаві розміщують лише одну збірну лінзу (рис. 10а) і одержують на екрані дійсне зображення предмета A' , яке слугитиме уявним предметом для розсіюючої лінзи. На лінійці оптичної лави відмічають його положення. Потім на шляху променів, що виходять із збірної лінзи, розміщують досліджувану розсіюючу лінзу (рис. 10б). Зображення предмета переміститься тепер у більш віддалену точку A'' . Відмічаючи по лінійці оптичної лави положення A'' і координату розсіюючої лінзи C , визначають відстань $A'C$ та $A''C$ і за формулою (2) обчислюють f' розсіюючої лінзи.

Другий метод визначення фокусної відстані тонкої розсіюючої лінзи ґрунтується на властивості сумарної оптичної сили складних центрованих оптичних систем: якщо дві лінзи розташовуються на деякій віддалі одна від одної і їх осі збігаються, то їх загальну оптичну

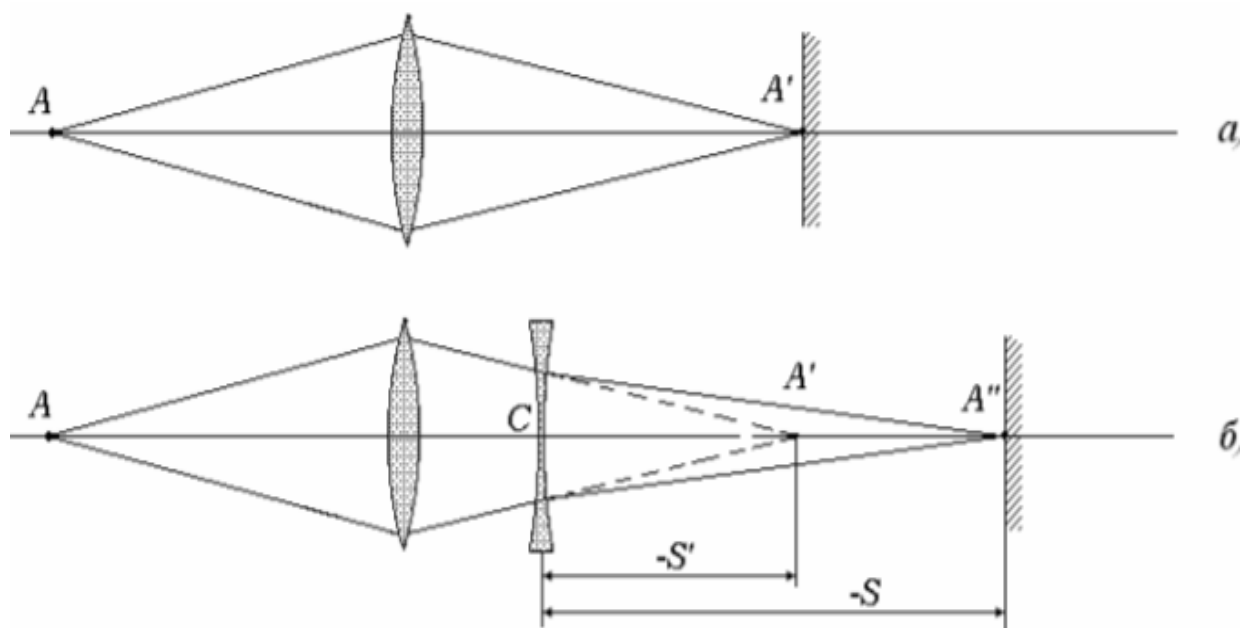


Рис. 10. Визначення фокусної відстані тонкої розсіюючої лінзи.

силу з достатнім ступенем точності можна отримати з виразу:
 $D = D_1 + D_2 - dD_1D_2$, або для фокусних відстаней

$$\frac{1}{f} = \frac{1}{f_1} + \frac{1}{f_2} - \frac{d}{f_1 f_2}, \quad (11)$$

де d - відстань між головними площинами лінз. У випадку тонких, які щільно прилягають одна до одної, формула (11) спрощується, оскільки можна вважати $d=0$.

2.4. Дослідження недоліків лінз.

Для визначення хроматичної аберації збірної лінзи вимірюють її фокусну відстань для червоних і фіолетових променів (тобто для граничних променів видимого спектру), вважаючи, що в цьому діапазоні величина хроматичної аберації є монотонна функція від довжини хвилі. Різниця цих фокусних відстаней може служити мірою хроматичної аберації.

Спостереження сферичної аберації проводиться з червоним світлофільтром, оскільки лампа розжарювання, яка використовується у лабораторній роботі, має максимум інтенсивності випромінювання в інфрачервоній області. Кільцеві діафрагми для визначення фокусної відстані периферичної, середньої та центральної частин лінзи приведені на рис. 11. Різниця фокусних відстаней периферичної, та центральної частин лінзи може служити мірою сферичної аберації.



Рис. 11. Діафрагми для дослідження сферичної аберації.

Явище астигматизму спостерігається якісно. Це можна зробити повернувши лінзу навколо вертикальної осі на довільний кут і використавши у якості предмета хрестоподібну щілину. На якісному рівні спостерігається також дисторсія і кома.

3. Завдання та хід виконання роботи

Схема установки для дослідження оптичних параметрів та властивостей лінз приведена на рис. 12. Вона складається з оптичної лави 1, на якій закріплений коліматор 2 з освітлювачем 3 та диском з світлофільтрами 4 для одержання паралельного пучка променів, а також встановлені рейтери 5 для закріплення в них досліджуваних лінз 6, предмета (світлодіода) 7, або діафрагм чи додаткових світлофільтрів та екрану 8. У коліматорі розміщується джерело світла - електрична лампа розжарювання 3, живлення якої здійснюється через трансформатор від мережі змінного струму. Блок живлення 9 має вимикач 10 і реостат 11 для зміни напруги, що подається на лампу розжарювання. Для вимірювання відстаней до оптичної лави прикріплена лінійка 12 з нанесеною шкалою.

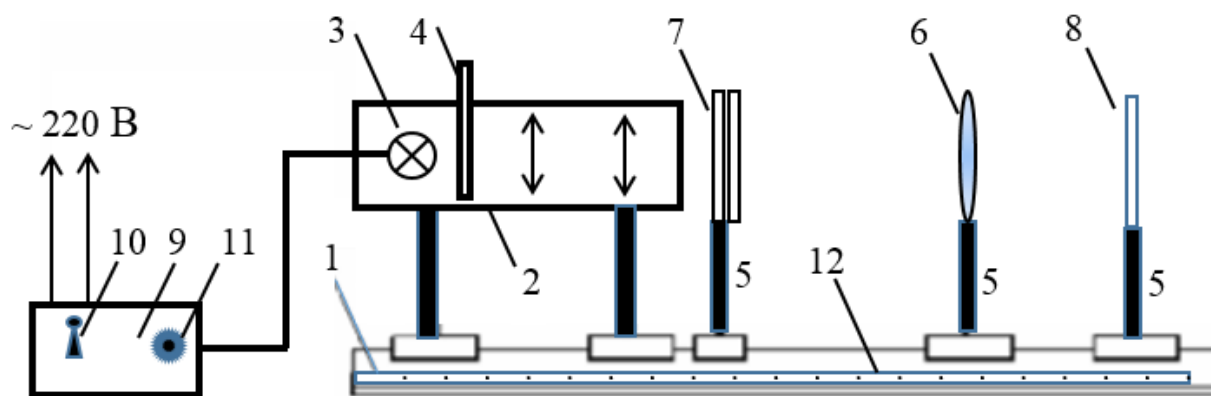


Рис. 12. Схема установки для дослідження оптичних параметрів та властивостей лінз.

Перед початком дослідів необхідно центри всіх оптичних деталей встановити на одній висоті. Оптичні осі лінз повинні бути паралельні оптичній лаві, а їх головні і фокальні площини виставлені перпендикулярно до оптичної осі.

Завдання 3.1. Визначення фокусної відстані тонкої збірної лінзи.

1. Направивши паралельний пучок світла (або промені від досить віддаленого джерела - лампочки) на досліджувану лінзу, оцінити її фокусну відстань за досить чітким зображенням джерела.

2. Розмістити на оптичній лаві предмет, наприклад включений світлодіод, та екран на відстані не менше чотирьох фокусних відстаней лінзи, виміряти відстань L між предметом і екраном.

Встановити на оптичну лаву досліджувану лінзу.

3. Переміщенням рейтера з лінзою знайти два положення лінзи між предметом та його чітким зображенням на екрані, виміряти відстань l між цими положеннями.

4. Виконати описані вище пункти 2 і 3 для кількох значень відстані L між предметом і екраном. За формулою (7) обчислити значення f' тонкої лінзи (метод Бесселя).

Завдання 3.2. Визначення фокусної відстані товстої збірної лінзи.

1. Виміряти розмір y предмета (наприклад стрілки на освітленому матовому склі) та його зображень y' і y'' при двох положеннях x_1 і x_2 предмета відносно лінзи, визначити збільшення β_1 і β_2 .

2. Пункт 5 цього завдання виконати для кількох пар значень x_1 і x_2 . За формулою (10) обчислити значення f' товстої лінзи (метод Аббе), порівняти результати з одержаними раніше.

3. Направити з коліматора паралельний пучок променів на лінзу, і переміщенням екрану знайти положення фокальної площини F' . Відкласти від положення фокальної площини у сторону лінзи відрізок f' і відмітити на рейтері положення головної площини H' товстої лінзи. Зробити висновки.

Завдання 3.3. Визначення фокусної відстані тонкої розсіюючої лінзи.

1. Встановити на оптичній лаві предмет A (світлодіод) і збірну лінзу. Одержати на екрані чітке зменшене перевернуте зображення предмета (рис. 10 а), яке служитиме уявним предметом для розсіюючої лінзи, і відмітити на лінійці закріпленій на оптичній лаві його положення A' .

2. На шляху променів, що виходять із збірної лінзи, розмістити досліджувану розсіюючу лінзу (рис. 10 б). Знайти за допомогою екрана зображення предмета, яке переміститься у більш віддалену точку A'' та відмітити на лінійці оптичної лави положення A'' і координату розсіюючої лінзи C .

3. Визначити відстань $S' = -A'C$ та $S = A''C$ і за формулою (2) обчислити фокусну відстань f' розсіюючої лінзи.

Завдання 3.4. Вивчення недоліків лінз.

1. Помістити у паралельний пучок променів з коліматора послідовно додаткові червоний, зелений та синій (фіолетовий) світлофільтри. Виміряти фокусну відстань для кожної довжини світлової хвилі. Вважаючи, що величина хроматичної аберації є монотонна функція від довжини хвилі, різниця фокусних відстаней червоних і фіолетових променів служить мірою хроматичної аберації.

2. Аналогічним чином з використанням червоного світлофільтра коліматора та різних діафрагм (рис. 11) визначити фокусну відстань периферичної, середньої та центральної частин лінзи. Різниця фокусних відстаней периферичної, та центральної частин лінзи служить мірою сферичної аберації

3. Для спостереження астигматизму (рис. 5) за допомогою рейтера розташувати точкове джерело (світлодіод) вище або нижче головної оптичної осі. Розвернути лінзу у рейтері навколо вертикальної осі на кут $\sim 20^\circ$. Пересуваючи екран вздовж оптичної лави, спостерігати (та у звіті пояснити) характер зміни зображення. Аналогічним чином якісно спостерігайте дисторсію та кому.

Контрольні запитання

1. Наведіть формулу залежності оптичної сили від параметрів лінзи.
2. Поясніть методи вимірювання фокусних відстаней лінзи.
3. Як визначити збільшення оптичних систем (лінійне, кутове)?
4. Поясніть оптичну схему та дію зорової труби.
5. Як визначити хід променя, що падає на лінзу під довільним кутом?
6. Обґрунтувати побудовою хід променів на рис. 10.
7. Як зміниться зображення предмета, якщо закрити половину лінзи?
8. Чи може двоопукла лінза бути розсіюючою?
9. Яка фізична причина хроматичної і сферичної аберації лінзи?
10. Як пояснити астигматизм, дисторсію?

Лабораторна робота № 5

ДОСЛІДЖЕННЯ ІНТЕРФЕРЕНЦІЇ ТА ДИФРАКЦІЇ СВІТЛА

Мета роботи: Дослідження явищ інтерференції і дифракції світла, вимірювання довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля та дифракційної ґратки, визначення радіуса кривизни плоск-опуклої лінзи по інтерференційній картині - кільця Ньютона.

Прилади і матеріали: оптична лава, джерело світла (освітлювач, лазер ЛГН-208), вимірювальний мікроскоп МБС-9, світлофільтри (червоний - $\lambda_{\text{ч}} = 6520 \text{ \AA}$, жовтий - $\lambda_{\text{ж}} = 5860 \text{ \AA}$, зелений - $\lambda_{\text{з}} = 5460 \text{ \AA}$), окулярний мікрометр, біпризма Френеля, дифракційна ґратка, комплект «кільця Ньютона», розсувна щілина, лінзи, тримачі оптичних елементів, міліметрова лінійка.

1. Теоретичні відомості

1.1. Інтерференція світлових хвиль

Світло являє собою електромагнітні хвилі з частотами $4 \cdot 10^{14}$ - $7.5 \cdot 10^{14}$ Гц. Людське око не здатне розрізняти коливання, якщо вони відбуваються частіше десяти разів на секунду, тому воно фіксує тільки середній потік енергії електромагнітної хвилі. Усереднена за часом густина потоку енергії хвилі називається інтенсивністю. Згідно з рівняннями Максвелла, інтенсивність електромагнітної хвилі дорівнює усередненому по часу вектору Пойнтінга, і пропорційна квадрату амплітуди електричного або магнітного поля в хвилі.

Світло у будь-якому природному джерелі породжується випромінюванням великої кількості атомів середовища, що випускають цуги електромагнітних хвиль незалежно один від одного. Атом джерела світла, після переходу в збуджений стан у результаті теплового руху або взаємодії з випромінюванням, через деякий час «висвічується», випускаючи цуг електромагнітних хвиль за час порядку 10 нс, після чого припиняє випромінювати до наступного збудження. Через велику кількість елементарних випромінювачів світлова хвиля містить випромінювання різних частот, а амплітуда, фаза результуючої хвилі та просторова орієнтація вектора електричного поля змінюються хаотично.

Зауваження. До виключення можна віднести лазер - генератор хвиль оптичного діапазону, в робочій зоні якого створені спеціальні умови, які змушують атоми середовища випромінювати узгоджено.

Одне з явищ, яке природно випливає з хвильової природи світла - інтерференція (від лат. *inter* - між і *ferens* - переносить) світлових хвиль. Щоб перейти до опису цього явища необхідно дати поняття когерентності (від лат. *cohaerentia* - зчеплення, зв'язок).

Два і більше хвильових процесу називаються когерентними, якщо різниця фаз між ними зберігається приблизно постійною протягом часу, достатнього для спостереження.

Для двох приблизно монохроматичних джерел (наприклад, лазерів) умовою когерентності є рівність частот випромінювання. Але для того, щоб два джерела природного світла були когерентні, вони повинні мати спільне походження: утворені ділянками фронту одного і того ж джерела або бути результатом поділу амплітуди одного світлового потоку.

При накладенні декількох хвильових процесів амплітуда результуючого поля залежить від різниці фаз цих процесів, а різниця фаз, в свою чергу, залежить від точки простору. Таким чином, амплітуда світлового поля, а отже і інтенсивність результуючої хвилі, залежить від точки простору.

У разі накладення монохроматичних джерел очі фіксують низку максимумів і мінімумів освітленості. У разі суперпозиції потоків природного світла інтерференційні максимуми для різних довжин хвиль не збігаються, і людина бачить низку максимумів, що відповідають різним кольорам спектра. Приклади таких явищ в звичайному житті досить численні, зокрема, райдужні розводи на плівці нафтопродуктів на поверхні води, кольорові смуги, які спостерігаються при падінні світла на оптичний диск і т.д.

Перерозподіл енергії, що виникає при накладанні когерентних хвиль, та приводить до утворення максимумів і мінімумів інтенсивності, називається *інтерференцією*, а просторовий розподіл інтенсивності світла у результаті такого накладання - *інтерференційною картиною*.

У схемі Юнга два взаємно когерентних джерела одержуються внаслідок поділу фронту хвилі, яке випромінює одне точкове джерело. Інтерференційна картина спостерігається на екрані, відстань до якого набагато більша відстані між джерелами.

У класичному досліді Юнга світло від джерела (рис. 1) падає на вузьку щілину 1 (так збільшується радіус когерентності), а через неї - на дві паралельні їй щілини 2. Щілини перпендикулярні до площини малюнка. В області перекриття отриманих когерентних світлових пучків на екрані E спостерігаються паралельні інтерференційні смуги.



Рис. 1. Схема класичного інтерференційного досліді Юнга.

Нехай додаються дві хвилі однієї частоти з однаково спрямованим коливаннями вектора напруженості електричного поля E і різницею фаз δ :

$$E_1 = E_{01} \cos(\omega t),$$

$$E_2 = E_{02} \cos(\omega t + \delta).$$

Відповідно до принципу суперпозиції світлових хвиль, напруженість електричного поля

результуючої хвилі E_0 дорівнює:

$$E = E_1 + E_2 = (E_{01} + E_{02} \cos \delta) \cos \omega t - E_{02} \sin \delta \sin \omega t. \quad (1)$$

Тут використана відома з тригонометрії формула косинуса суми:

$$\cos(\omega t + \delta) = \cos(\omega t) \cos(\delta) - \sin(\omega t) \sin(\delta).$$

За формулою допоміжного аргументу:

$$A \cos \alpha + B \sin \alpha = \sqrt{A^2 + B^2} \cos \left(\alpha - \arctg \frac{B}{A} \right), \quad (2)$$

звідки з (1) отримуємо:

$$E = \sqrt{(E_{01} + E_{02} \cos \delta)^2 + (E_{02} \sin \delta)^2} \cdot \cos(\omega t - \varphi) =$$

$$= \sqrt{(E_{01})^2 + 2E_{01}E_{02} \cos \delta + (E_{02})^2} \cdot \cos(\omega t - \varphi);$$

$$\varphi = \arctg \frac{E_{02} \sin \delta}{E_{01} + E_{02} \cos \delta}.$$

Результуюче коливання буде гармонічним коливанням з тієї ж частотою і амплітудою

$$E_0 = \sqrt{(E_{01})^2 + 2E_{01}E_{02} \cos\delta + (E_{02})^2}.$$

Так як інтенсивність (тобто середнє за часом значення вектора Пойнтинга) електромагнітної хвилі I пропорційна квадрату напруженості електричного поля

$$I = \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0}{\mu\mu_0}} \cdot \frac{E^2}{2} = \sqrt{\frac{\mu\mu_0}{\varepsilon\varepsilon_0}} \cdot \frac{H^2}{2},$$

то

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos\delta,$$

де I - інтенсивність результуючої хвилі; I_1 і I_2 - інтенсивності двох хвиль, які накладаються (інтерферують). Величина $2\sqrt{I_1 I_2} \cdot \cos\delta$ називається *інтерференційним* членом. Від його значення залежить наскільки і в який бік результуюча інтенсивність буде відрізнятися від свого середнього значення $I_{\text{ср}} = I_1 + I_2$.

Якщо

$$\delta = 2\pi m, \tag{3a}$$

де m – ціле число, то інтенсивність максимальна, а якщо

$$\delta = (2m+1)\pi, \tag{3б}$$

то інтенсивність мінімальна. Чергування мінімумів і максимумів спостерігається на екрані як послідовність темних і світлих смуг, які називають інтерференційною картиною. Відстань між сусідніми світлими або сусідніми темними смугами (тобто між сусідніми максимумами або мінімумами інтенсивності) називають шириною інтерференційної смуги.

Різниця фаз δ пов'язана з оптичною різницею ходу Δ і визначається співвідношенням:

$$\delta = \frac{2\pi}{\lambda} \cdot \Delta, \quad \Delta = L_2 - L_1, \tag{4}$$

де L_1 і L_2 - оптичні довжини двох променів, що йдуть від джерела до точки спостереження (відрізку довжиною ℓ в середовищі з показником заломлення n відповідає оптична довжина $L = n\ell$, λ - довжина хвилі випромінювання).

З рівнянь (3) і (4) отримуємо, що умови інтерференційних максимумів має вигляд:

$$\Delta = m\lambda, \quad (5)$$

а мінімумів

$$\Delta = (2m+1) \cdot \frac{\lambda}{2}, \quad (6)$$

де m - ціле число.

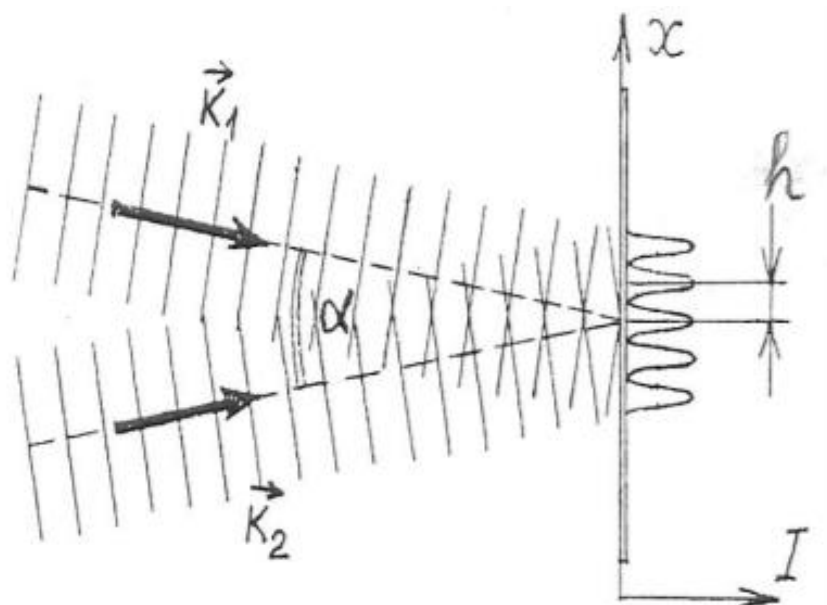


Рис. 2. Інтерференція плоских хвиль.

Дві плоскі хвилі, породжені довгими паралельними щілинами, з малим кутом α між напрямками поширення (рис. 2), на екрані, перпендикулярному до середнього напрямку поширення, дають інтерференційну картину у вигляді чергових темних і світлих смуг. Ширину інтерференційної смуги h можна знайти з розгляду трикутників S_1BC і S_2DC (рис. 3). Тут d - відстань між щілинами, l - відстань від щілин до екрану, на якому спостерігається інтерференційна картина, l_1 , l_2 - геометричний шлях хвиль від джерел S_1 , S_2 до точки спостереження.

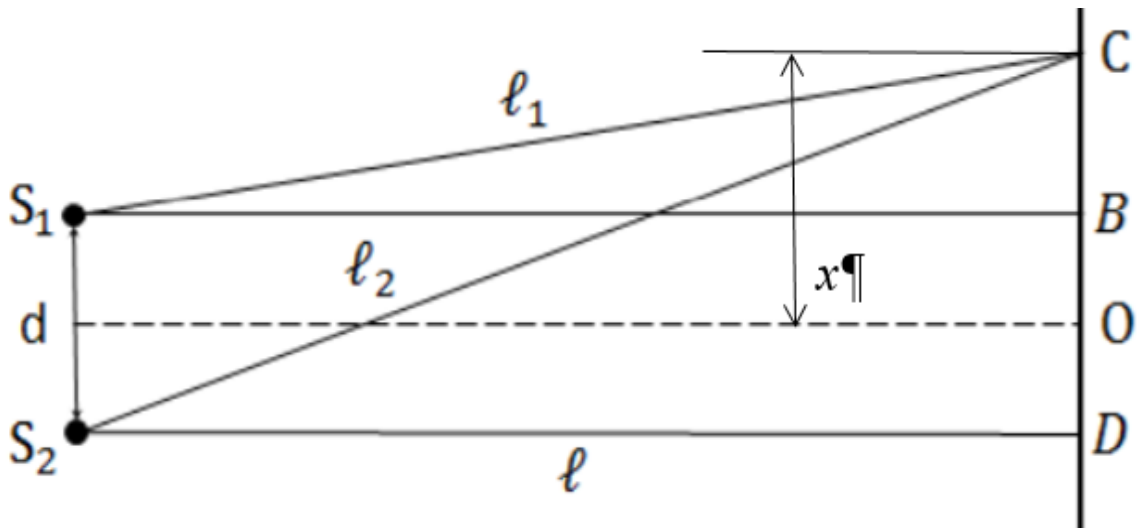


Рис. 3. До розрахунку ширини інтерференційних смуг.

Позначимо відстань від центру екрану до точки спостереження $|OC| = x$. Тоді

$$l_1^2 = |S_1C|^2 = |S_1B|^2 + |BC|^2 = l^2 + \left(x - \frac{d}{2}\right)^2,$$

$$l_2^2 = |S_2C|^2 = |S_2D|^2 + |DC|^2 = l^2 + \left(x + \frac{d}{2}\right)^2.$$

Знайдемо різницю квадратів:

$$l_2^2 - l_1^2 = 2xd. \quad (7)$$

З іншого боку, $l_2^2 - l_1^2 = (l_2 - l_1) \cdot (l_2 + l_1)$. Різниця $l_2 - l_1$ дорівнює геометричній різниці ходу хвиль і за умови, що $n_1 = n_2 = 1$, ця різниця буде визначати оптичну різницю ходу (тобто $l_2 - l_1 = \Delta l$). В силу того, що відстань між джерелами світла набагато менше відстані від джерел до екрану ($d \ll l$), можна припустити, що $l_1 \approx l$ і $l_2 \approx l$. Тоді (7) запишемо в наступному вигляді:

$$2 \Delta l l = 2xd \quad \text{і} \quad x = \frac{l}{d} \Delta l.$$

Таким чином, якщо на відстані x від центру екрану буде спостерігатися максимум, то він буде задовольняти умові (5), і тоді можна записати положення світлих смуг наступним чином:

$$x_{\max} = \frac{l}{d} 2m \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (8a)$$

Якщо ж на відстані x від центру екрану буде спостерігатися мінімум, то він буде задовольняти умові (6), і тоді становище темних смуг буде визначатися як

$$x_{\min} = \frac{l}{d} (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad m = 0, 1, 2, \dots \quad (8б)$$

Розглядаючи два сусідніх максимуму або мінімуму, можна визначити ширину інтерференційної смуги Δx , як $(x_m - x_{m-1})$. Після підстановки у формули (8) або (9), отримаємо:

$$\Delta x = \frac{l\lambda}{d} \cdot \quad (9)$$

За малих m ширина інтерференційної смуги Δx не залежить від порядку інтерференції m і є постійною при заданих λ , l і d .

1.2. Дифракція світла.

З інтерференцією тісно пов'язане інше явище, в якому проявляються хвилеві властивості світла – а саме *дифракція світла*. Під дифракцією хвиль (слово дифракція означає розщеплення, розділення) розуміють явище *огинання хвилями перешкод*, що зустрічаються на їхньому шляху, і проникнення їх в область за перешкодою. Спостереження дифракції можливе, якщо довжина хвилі падаючого світла порівняна з розміром перешкоди. Встановимо, наприклад, на шляху паралельного пучка монохроматичного світла



Рис. 4. Дифракційна картина на екрані від тонкої нитки.

товстий дрiт. Тодi на екранi спостерiгається рiзка геометрична тiнь. Якщо замiнити дрiт тонкою ниткою, дiаметр якої можна порiвняти з довжиною хвилi свiтла, то на екранi, де по iдеї повинна бути тiнь, виникає свiтла смуга (рис. 4.). Причому по обидва боки вiд неї спостерiгаються темнi i свiтлi смуги спадної яскравостi. В даному випадку нитка розщеплює пучок свiтла на когерентнi пучки, якi огинають її, потiм накладаються один на одного, iнтерферують. Результат iнтерференцiї спостерiгається у виглядi згаданого вище ряду свiтлих i темних смуг, що чергуються.

Явище дифракцiї свiтла пояснюється за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля, згiдно якого кожна точка середовища, до якої

дійшла хвиля, є центром елементарних вторинних когерентних сферичних хвиль, а їх зовнішня огинача в будь-який наступний момент часу представляє результат інтерференції усіх вторинних хвиль. Для визначення результату дифракції в деякій точці простору, згідно з принципом Гюйгенса - Френеля, слід врахувати інтерференцію вторинних хвиль, які потрапили в цю точку від усіх елементів хвильової поверхні. В результаті може виявитися так, що там, де проходить прямолінійний шлях від джерела світла, буде темна область, а в межах геометричної тіні - світла область.

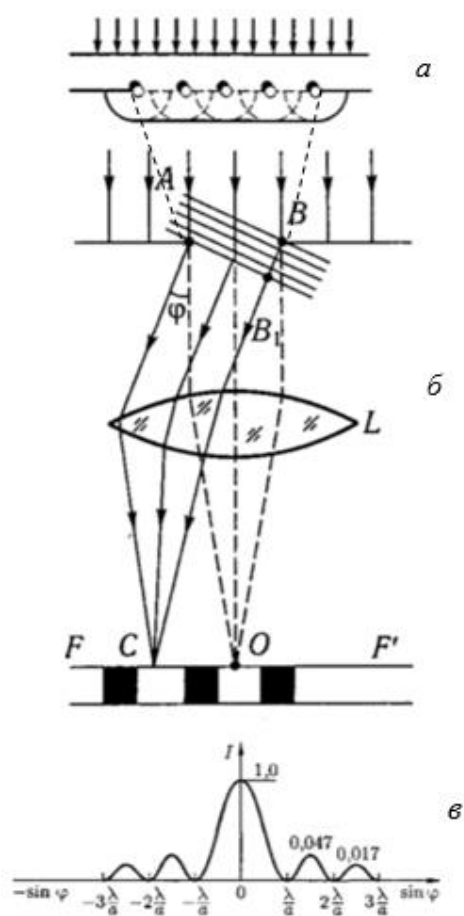


Рис. 5. Дифракція Фраунгофера на щілині.

Розрізняють два види дифракції: дифракцію в розбіжних променях (на незначних відстанях від точкового джерела світла), вивчену французьким фізиком Огюстом Френелем, і дифракцію в паралельних променях (на значних відстанях від точкового джерела світла), описану німецьким фізиком Йозефом Фраунгофером. Тому ці два види дифракції називають дифракцією Френеля і дифракцією Фраунгофера. Щілина AB виділить частину фронту хвилі яка згідно принципу Гюйгенса, є джерелом вторинних хвиль (у однорідному ізотропному середовищі вони сферичні). Побудувавши огиначаючу вторинних хвиль для деякого моменту часу, бачимо, що фронт хвилі заходить в область геометричної тіні, тобто хвиля огинає краї щілини (рис. 5 а).

Для спостереження дифракційної картини збирну лінзу L розміщують за щілиною, а екран – у фокальній площині FF' лінзи. Очевидно, всі світлові хвилі, які виходять із щілини AB у напрямі нормалі до екрана збиратимуться у смужку O , паралельну щілині (перпендикулярно до площини рис. 5). Оскільки різниця ходу між усіма цими хвилями дорівнює нулю (лінза не спричинює додаткової різниці ходу хвиль),

центральна смуга, що проходить через точку O , буде максимально освітленою.

Пучок світлових хвиль, які виходять під кутом φ до нормалі, буде так само збиратися у смугу, що проходить через деяку точку C . Питання про її освітленість можна вирішити шляхом поділу хвильової поверхні на зони Френеля (смуги щілини AB), випромінювання з яких у напрямі кута φ буде за фазою відрізнятися на величину π , а різниця ходу променів – відповідно на $\lambda/2$. При цьому для кожної хвилі, яка випромінюється з однієї зони, знайдеться відповідна хвиля, що випромінюється із сусідньої зони з різницею ходу $\lambda/2$; такі дві хвилі, досягаючи точки C , взаємно компенсують одна одну.

Отже, якщо на хвильовій поверхні AB вкладатиметься парне число зон, то світлові хвилі від них взаємно компенсуються, і дифракційна смуга, що проходить через точку C , буде темною; якщо ж число зон буде непарним, то для однієї зони залишиться некомпенсованою – дифракційна смуга буде освітленою. Ці умови аналітично можна записати так: якщо

$$BB_1 = AB \sin \varphi = (2m) \frac{\lambda}{2}, \quad (10)$$

то смуга, що проходить через точку C - темну (умова мінімуму на дифракційній картині); якщо ж

$$BB_1 = AB \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (11)$$

то смуга, що проходить через точку C - світлу (умова максимуму на дифракційній картині). Тут AB – ширина щілини, $m=1, 2, 3, \dots$ – порядок розміщення дифракційного спектру відносно центральної смуги. Якщо щілину освітлювати білим світлом, то умови (10), (11) виконуються для різних довжин хвиль при різних кутах φ , і відповідно світлі смуги перетворюються на дифракційні спектри.

Розрахунки показують, що інтенсивності в центральному і наступних максимумах відносяться як $1 : 0,047 : 0,017 : 0,0083 : \dots$, тобто основна частина світлової енергії зосереджена в центральному максимумі. Зі зменшенням ширини щілини центральний максимум розширюється, зростають кути, які відповідають мінімумам першого порядку (і які обмежують центральний максимум); при цьому яскравість його зменшується. Все сказане відноситься і до інших

максимумів. Зі збільшенням ширини щілини дифракційні смуги стають яскравішими, а число смуг збільшується. При $AB \gg \lambda$ в центрі виходить чітке зображення джерела світла (має місце прямолінійне поширення світла).

2. Методика проведення експерименту

2.1. Визначення довжини світлової хвилі за інтерференцією з використанням біпризми Френеля

Одна зі схем спостереження інтерференції реалізовується за допомогою біпризми Френеля, в якій для одержання когерентних хвиль використовується явище заломлення світла. Біпризма Френеля складається з двох однакових скляних призм із малими заломними кутами β і спільною основою (рис. 6 а). Внаслідок заломлення в біпризмі світловий промінь роздвоюється так, ніби два когерентні джерела розміщені в точках S_1 і S_2 . Таким чином, світло, що йде від джерела S , роздвоюється внаслідок заломлення у двох половинах біпризми, і доходить до точок екрану двома різними шляхами. В тій області простору, де ці два світлові потоки перекриваються, спостерігається інтерференційна картина.

Якщо джерело світла у досліді з біпризмою (дослід Френеля) випромінює біле світло, то побачимо кольорову інтерференційну картину. Якщо джерело випромінює монохроматичне світло, то інтерференційна картина складатиметься з світлих і темних смуг розташованих на однаковій відстані Δx одна від одної, яка визначається формулою (9). Таким чином, визначення довжини хвилі зводиться до вимірювання відстані Δx між сусідніми інтерференційними смугами, відстані між уявними джерелами d та відстані між джерелами S_1 і S_2 та інтерференційною картиною $l = a + b$.

Роботу виконують на оптичній лаві – масивній направляючій, на якій встановлені рейтери з необхідними оптичними елементами, положення яких по висоті й нахил регулюються спеціальними гвинтами. Послідовність розташування елементів показана на рис. 6, б, в. Біпризма і щілина знаходяться у спеціальних тримачах, які забезпечують можливість їх переміщення і повороту.

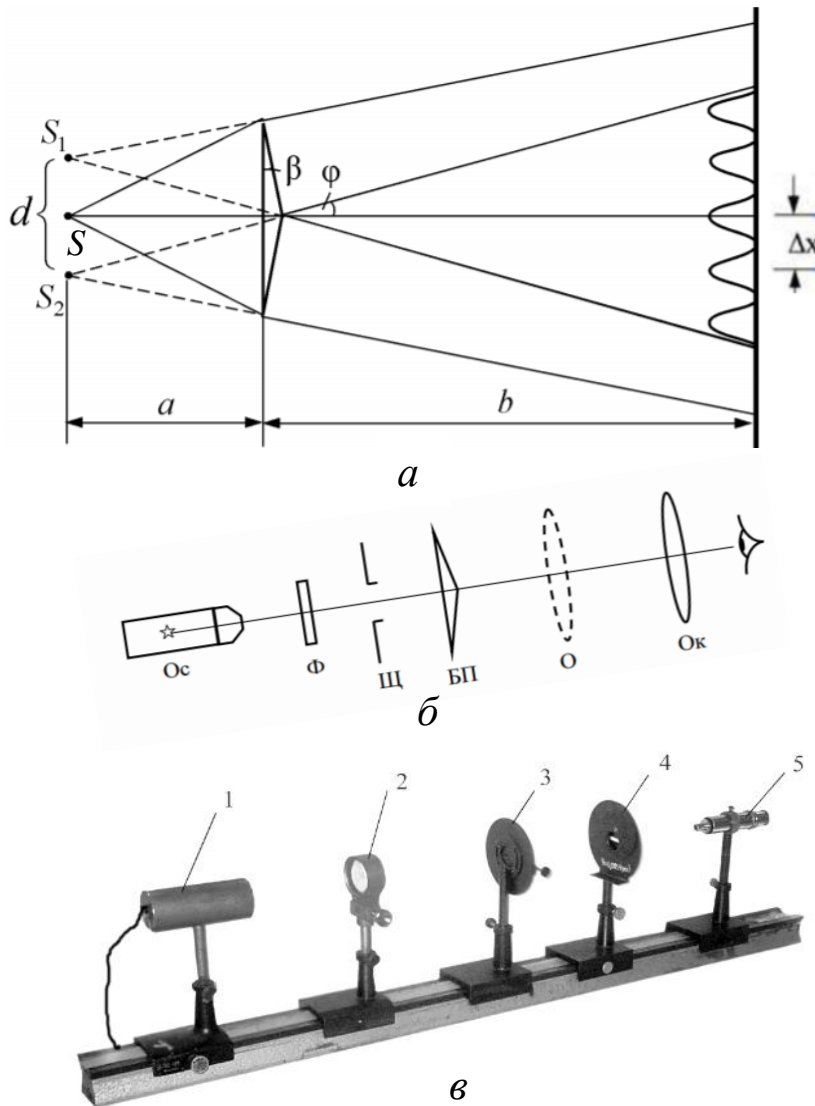


Рис. 6. Спостереження інтерференції за допомогою біпризми Френеля:
a - хід променів у біпризмі Френеля; *б* – оптична схема досліду;
в – зовнішній вигляд спорядженої оптичної лави.

2.2. Визначення радіуса кривизни плоско-опуклої лінзи.

Одним із цікавих випадків спостереження інтерференції світла є так звані кільця Ньютона. Якщо на плоско-паралельну скляну пластинку покласти плоско-опуклу лінзу з великим радіусом кривизни R , то, при освітленні монохроматичним світлом перпендикулярно до плоских поверхонь, біля клиноподібного прошарку, між лінзою і пластиною у відбитому світлі (або на просвіт), спостерігаються концентричні кільця, як це показано на рис. 8. При освітленні білим світлом вони мають забарвлення. Кільця Ньютона це геометричні місця точок, у яких різниця ходу когерентних світлових

променів є однаковою величиною, і інтерференційна картина являє собою смуги рівної товщини. Зазначене явище є результатом інтерференції когерентних променів на тонкому прошарку повітря, товщина якого d поступово збільшується при віддаленні від точки дотику лінзи та пластинки.

Розглянемо хід променів користуючись схемою на рис. 7. Промінь світла падає зверху. У точці B світло частково відбивається, а частково проходить далі. У точці C світло також частково відбивається. Світловий промінь поділяється на два промені, які можуть інтерферувати. Спостереження проводяться поблизу точки D , де повітряний проміжок BC дуже тонкий. Радіус R кривизни лінзи досить великий, тому можна вважати, що відбиті промені поширюються вгору майже в одному напрямі.

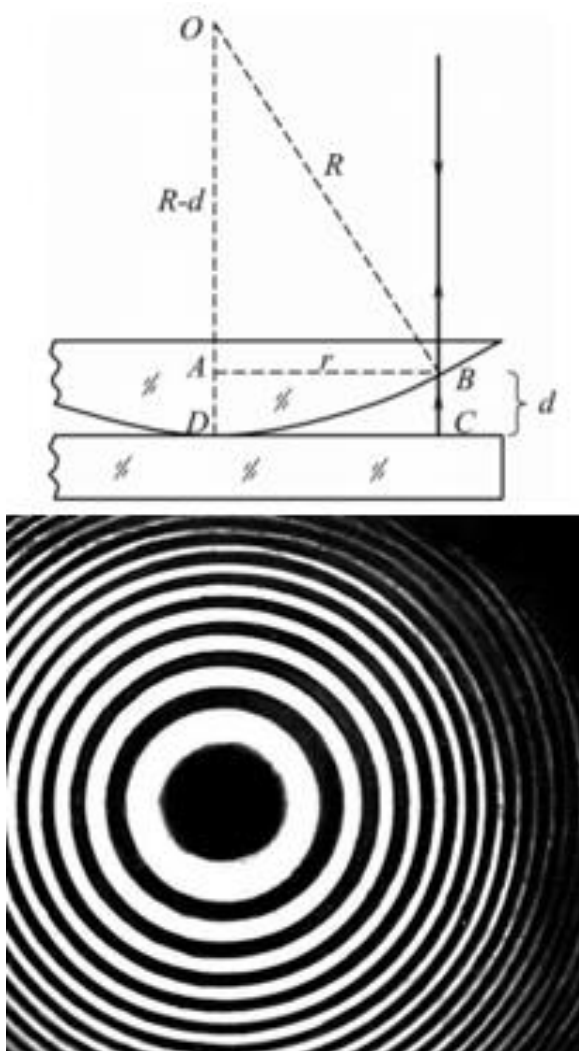


Рис. 7. Кільця Ньютона.

Якщо різниця фаз цих двох променів $\Delta\varphi$ у точці B кратна 2π , то промені синфазні, і тоді у цій точці спостерігається максимум інтенсивності, а якщо вони протифазні, і $\Delta\varphi = (m+1/2) 2\pi$, де m - ціле число, то, відповідно, буде спостерігатися послаблення (мінімум). Зрозуміло, що геометричним місцем точок, для яких виконується умова максимуму чи мінімуму, буде коло, тому, дивлячись зверху, побачимо темні та світлі кільця. Розглянемо умови їх формування. Нехай радіус деякого кільця на рис. 7 дорівнює r . Оптична різниця шляху світлових променів утворюється у повітряному проміжку BC . Позначимо його товщину d . Другий промінь проходить повітряний проміжок двічі, тому різниця шляхів дорівнює $2d$, однак оптична

різниця ходу цих двох променів буде рівною $\Delta = 2d + \lambda/2$. Другий

доданок виникає внаслідок того, перший промінь відбивається в точці B на межі скло-повітря, а другий промінь відбивається від скляної пластини, тобто оптично більш густого середовища, і при цьому (згідно формул Френеля для відбивання світла) його фаза змінюється на протилежну. Саме тому круг у центрі, де $d \rightarrow 0$, є темним (рис. 7). Таким чином, кільця Ньютона є прикладом інтерференційних смуг рівної товщини, оскільки ці смуги відповідають рівним значенням товщини зазору d .

Прирівнюючи умову мінімуму $\Delta = (2m+1)\lambda/2$ (темні кільця) та оптичну різницю ходу, отримуємо, що товщина повітряного зазору для темних кілець повинна бути:

$$d = m \frac{\lambda}{2}, \quad (12)$$

де m - ціле число. Скористаємося теоремою Піфагора для трикутника OAB (рис. 7), в якому катет OA дорівнює $R - d$:

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

або

$$r^2 = 2Rd. \quad (13)$$

Величиною d^2 можна знехтувати, тому що вона дуже мала у порівнянні з іншими величинами. Тоді, підставляючи вираз (12) для товщини повітряного проміжку d у формулу (13), одержимо, що радіус кривизни лінзи дорівнює

$$R = \frac{r^2}{m\lambda}. \quad (14)$$

Для стабільності інтерференційної картини лінзу притискають до скляної пластинки. У цьому випадку лінза деформується, як показано на рис. 8, і формула (14) дає неточні результати. Дивлячись у мікроскоп, побачимо у центрі не точку, а темний круг, радіус якого ρ . Величина деформації лінзи показана пунктиром, і її глибина позначена літерою h . У цьому випадку аналогічно до приведеного вище розгляду

$$r^2 = R^2 - (R - (d+h))^2,$$

звідки

$$r^2 = 2R(d+h). \quad (15)$$

Підставляючи у (15) товщину повітряного зазору (12), маємо:

$$R = \frac{r^2}{m\lambda + 2h}. \quad (16)$$

Порівняння формул (14) і (16) приводить до висновку, що залежність квадратів радіусів кілець r^2 від їх порядкового номера має лінійний характер. Коли деформація лінзи відсутня, то пряма проходить через початок координат, якщо ж лінза помітно деформована, то ця пряма не проходить через початок координат. Для знаходження радіуса кривизни у випадку деформованої лінзи запишемо останню формулу для двох кілець із порядковими номерами m та n :

$$\begin{aligned} r_m^2 &= R(m\lambda + 2h), \\ r_n^2 &= R(n\lambda + 2h). \end{aligned}$$

Звідси радіус кривизни лінзи дорівнює:

$$R = \frac{r_m^2 - r_n^2}{(m - n)\lambda}. \quad (17)$$

Слід зазначити, що для світлих кілець треба використовувати умову максимуму $\Delta = m\lambda$. Нумерація темних кілець починається з нуля (темна центральна точка або круг має нульовий номер, перше темне кільце має перший номер, друге кільце – другий і так далі). Нумерація світлих кілець починається з одиниці.

Для обчислень представимо формулу (17) у більш зручному виді

$$R = \frac{(r_m - r_n)(r_m + r_n)}{(m - n)\lambda}. \quad (18)$$

Таким чином, для знаходження радіуса кривизни лінзи R немає необхідності знати самі номери кілець m і n , достатньо визначити лише різницю $(m - n)$. Більш того, центрування лінзи відносно осі

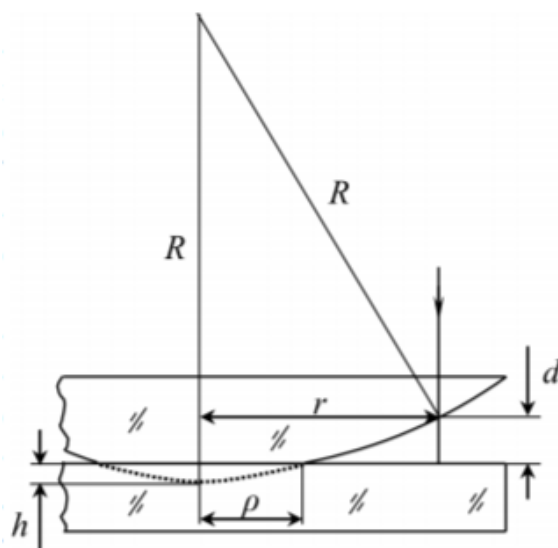
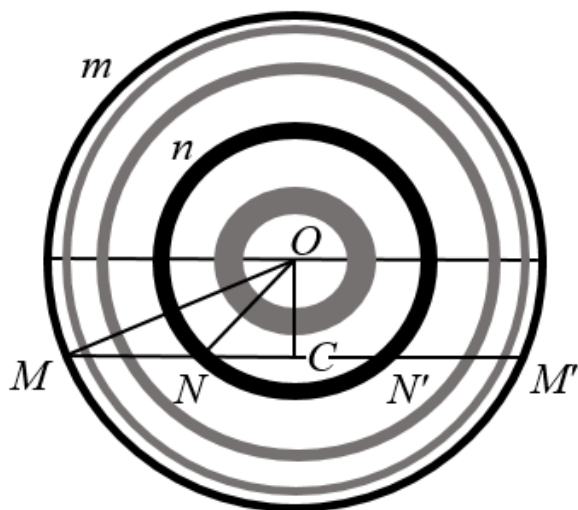


Рис. 8. Утворення кілець Ньютона у випадку деформації лінзи.

мікроскопа немає суттєвого значення, бо заміна значень діаметрів відповідними хордами (рис. 9) дає однакові результати для R . Дійсно,



$$r_m^2 = (MO)^2 = (MC)^2 + (OC)^2,$$

$$r_n^2 = (NO)^2 = (NC)^2 + (OC)^2.$$

Підставляючи r_m^2 та r_n^2 у формулу (17) з врахуванням того, що $MC = (MM')/2$ і $NC = (NN')/2$, одержимо кінцеву робочу формулу:

Рис. 10. До пояснення і виведення формули (19).

$$R = \frac{(MM' - NN')(MM' + NN')}{4(m - n)\lambda}. \quad (19)$$

Звичайно радіуси кілець вимірюють у поділках окулярної шкали. Для переводу цих значень у звичні одиниці довжини (м, мм) величину радіуса кільця треба помножити на ціну поділки окулярної шкали.

Схему установки для спостереження кілець Ньютона наведено на рис. 10. До столика мікроскопа за допомогою спеціального тримача прикріплено поліровану скляну пластинку 2 та лінзу 3, що досліджується. Пластинка 1 поглинає світло, яке відбивається від нижньої поверхні пластини 2. Освітлювачем є лампа розжарювання 7, світло від якої через конденсорну лінзу 6 і світлофільтр 8 потрапляє на пластинку 4, розміщену під кутом 45° до осі світлового пучка. Світлофільтр

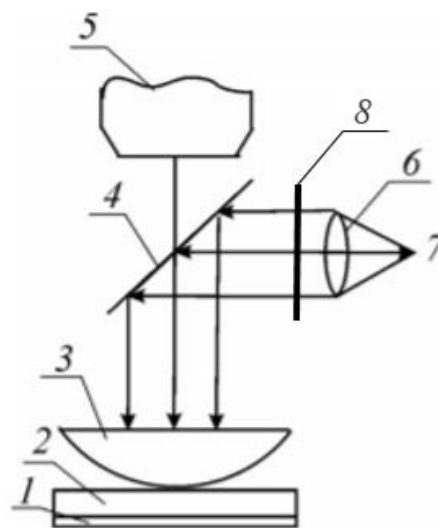


Рис. 10. Схema установки для спостереження кілець Ньютона.

використовується для одержання монохроматичного світла, а пластинка є відбивачем, що направляє світло від джерела на лінзу. Відбите від системи лінза-пластинка світло направляється в об'єктив 5 мікроскопа. В полі зору окуляра мікроскопа на фоні шкали спостерігається збільшене зображення інтерференційної картини - кілець Ньютона.

2.3. Вимірювання довжини хвилі лазерного випромінювання за допомогою дифракційної ґратки

Дифракційна ґратка - це спектральний прилад, призначений для розкладання світла у спектр, а також вимірювання довжин хвиль. Вона являє собою плоску скляну пластинку, на яку через строго однакові інтервали нанесено паралельні штрихи. Проміжки між штрихами прозорі для світлових променів і грають роль щілин. Штрихи розсіюють промені і, тому є непрозорими. У навчальних лабораторіях застосовують відбитки таких ґраток, виготовлені зі спеціальної пластмаси. Їх називають репліками. Основним параметром ґратки є відстань між сусідніми штрихами, яка називається періодом або постійною ґратки d (рис. 11)

$$d = a + b, \quad (20)$$

де a - ширина щілини, b - розмір непрозорої ділянки.

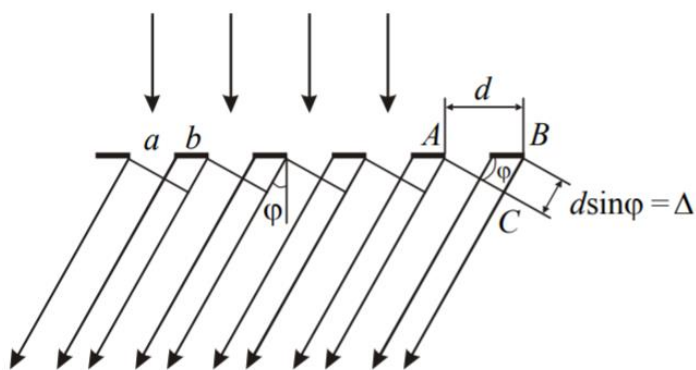


Рис. 11. Дифракційна ґратка.

Нехай світлова хвиля падає на ґратку нормально (тобто перпендикулярно до її поверхні). З кожної щілини виходять промені в усіх напрямках. Виберемо з безлічі променів ті, які відхилилися на кут φ від початкового напрямку. Кут φ називається кутом дифракції. За допомогою лінзи, розміщеної після

ґратки, ці промені можна зібрати в одну точку на екрані (рис. 12). Так як в цю точку промені приходять з деякою різницею ходу, то буде спостерігатися їх інтерференція. Для того, щоб спостерігався максимум інтерференції, як було показано вище, має виконуватися умова:

$$\Delta = 2m \frac{\lambda}{2} = m\lambda. \quad (21)$$

З прямокутного трикутника ABC (див. рис. 11) можна знайти різницю ходу променів:

$$\Delta = d \sin \varphi. \quad (22)$$

Прирівнявши вирази (21) і (22), отримаємо умову головних максимумів для дифракційної ґратки:

$$d \sin \varphi = m\lambda. \quad (23)$$

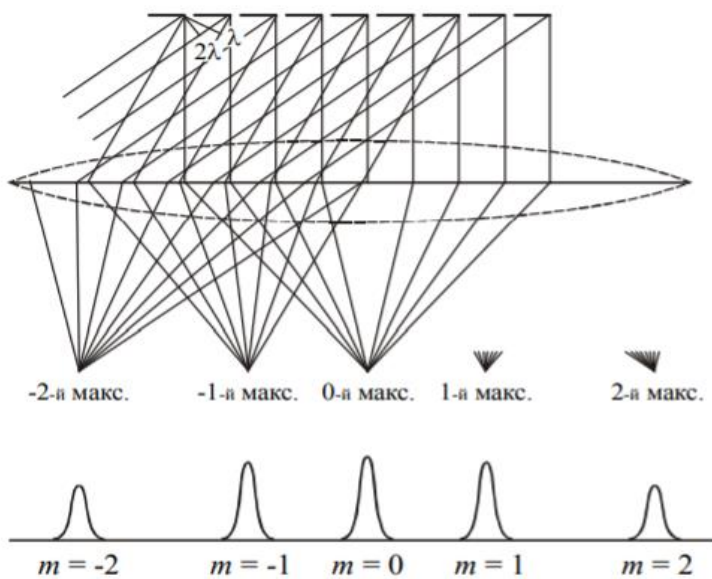


Рис. 12. Дифракційна картина, одержана за допомогою дифракційної ґратки.

Дифракційну картину отримують на екрані, який розташовують у фокальній площині збірної лінзи (рис. 12). Дифракційна картина матиме вид вузьких світлих смуг, розділених темними проміжками. Центральний максимум ($m = 0$) має найбільшу інтенсивність. Всі інші розташовуються симетрично щодо центрального максимуму, справа і зліва. У міру

віддалення від центру їх інтенсивність зменшується.

Знаючи період ґратки d , кут дифракції φ і порядковий номер m максимуму, можна за рівнянням (23) знайти довжину хвилі:

$$\lambda = \frac{d \sin \varphi}{m}. \quad (24)$$

Експериментальна установка для дослідження дифракції лазерного випромінювання змонтована на оптичній лаві, подібній описаній у Завданні 1 цієї лабораторної роботи. На оптичній лаві закріплений гелій-неоновий лазер ЛГН-208 (1), дифракційна ґратка 2 та екран з міліметровою лінійкою 3 (див. рис. 13). Лазерне

випромінювання характеризується високою когерентністю і монохроматичністю, а також малою розбіжністю пучка. Середня потужність випромінювання лазера ЛГН-208 становить 1,5 мВт, діаметр пучка ~ 1 мм, отже густина потоку випромінювання є $\sim 1,5$ кВт/м², що перевищує інтенсивність сонячної радіації у дуже ясный сонячний день. Тому **слід чітко дотримуватись правил техніки безпеки**, а саме: не допускати попадання лазерного випромінювання в оч, оскільки попадання лазерного променя може зруйнувати рогівку ока; працювати тільки в захисних окулярах; слідкувати, щоб лазерне випромінювання не попадало на відбиваючі поверхні - скло, дзеркала; уникати попадання рук і інших частин тіла в зону випромінювання лазера, щоб уникнути опіків. Окрім цього необхідно врахувати, що живлення лазерної трубки відбувається високою напругою.

Якщо дивитися на зображення дифракційної ґратки, освітленої паралельним пучком монохроматичного світла, то крім центрального пучка на екрані можна побачити симетрично розташовані максимуми (рис. 13). Кожен максимум знаходиться на певній відстані $x_m/2$ від центрального максимуму.

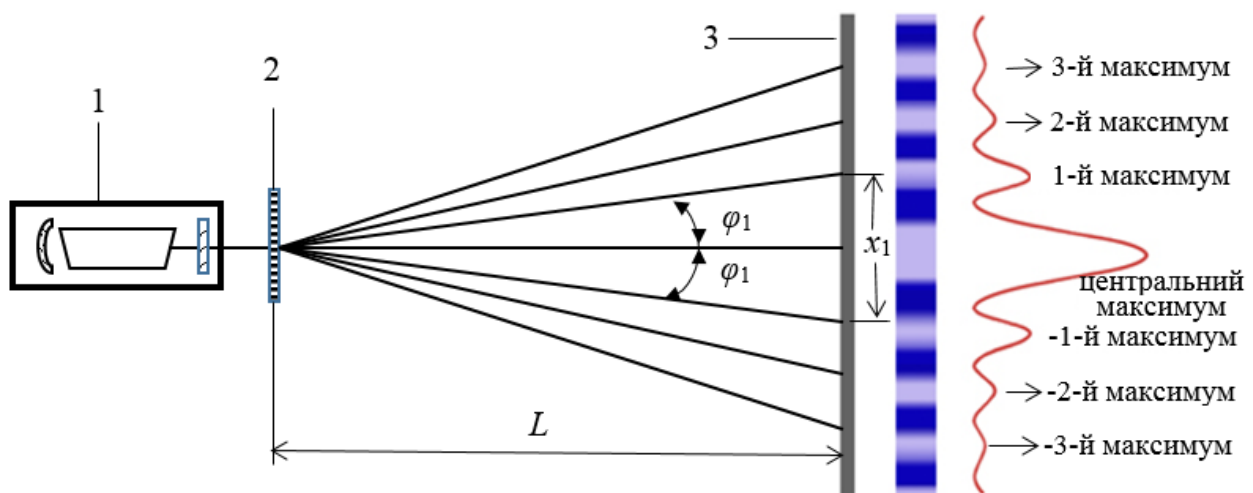


Рис. 13. Схема установки для дослідження дифракції лазерного випромінювання.

Центральний максимум дифракційної картини є досить широким і розмитим, тому відстані між боковими симетричними максимумами можна виміряти точніше, ніж між центральним і боковим. При виконанні роботи вимірюється відстань між +1-м і -1-м, +2-м і -2-м, +3-м і -3-м і т.д. максимумами. Кут дифракції можна визначити при відомих відстанях L і x_m . Так як кути φ_m малі, то:

$$\sin \varphi_m \approx \operatorname{tg} \varphi_m = \frac{x_m}{2L}. \quad (25)$$

Зробивши таку заміну в (24), отримаємо формулу для розрахунку довжини хвилі:

$$\lambda = \frac{dx_m}{2Lm}. \quad (26)$$

3. Завдання та хід виконання роботи

Завдання 3.1. Визначення довжини світлової хвилі за інтерференцією з використанням біпризми Френеля.

1. *Налаштування установки.* Для спостереження чітких інтерференційних смуг і проведення якісних вимірів установка має бути відповідно налаштована (від'юстована). Для цього передбачена можливість переміщення всіх елементів як уздовж, так і впоперек осі системи. Для налаштування необхідно:

- при ширині щілини ≈ 1 мм установити елементи системи так, щоби щілина й ребро біпризми були паралельними, а світловий пучок від щілини порівну освітлював половинки біпризми і після неї потрапляв до окуляра;
- поступово зменшувати ширину щілини до появи в полі зору окуляра світлих і темних смуг. Зменшувати ширину щілини далі до величини, при якій ще забезпечується необхідна для спостережень яскравість картини;
- акуратно повертаючи біпризму на малий кут навколо осі системи, підібрати таке положення, при якому інтерференційна картина в окулярі буде максимально чіткою;
- при всіх наступних діях положення елементів системи має лишатися незмінним.

2. Вставити в гніздо освітлювача червоний світлофільтр. Дивлячись в окулярний мікрометр, переміщувати мікрометр, доки в полі зору не з'являться чіткі інтерференційні смуги.

3. Переміщуючи окуляр за допомогою мікрометричного гвинта, виставити візирну лінію на якусь темну смугу з лівого краю інтерференційної картини і приписати їй номер 0. Зафіксувати координату цієї смуги x_0 по лімбу мікрометра.

4. Перемістити візирну лінію на якусь темну смугу, наприклад з номером $k = 10$, у правій частині інтерференційної картини і зафіксувати її координату x_N (ціна поділки шкали мікрометра 0,1 мм). Визначити відстань Δx між двома сусідніми смугами: $\Delta x = (x_N - x_0)/k$.

5. Установити на рейці між біпризмою та окуляром допоміжний об'єктив O ; пересуваючи його вздовж рейки, отримати в полі зору окуляра O_k дві яскраві та максимально чіткі лінії, що є зображеннями уявних когерентних джерел, створених біпризмою (рис. 14). За допомогою окуляра виміряти відстань d' між зображеннями когерентних джерел, як описано в першій частині п. 3.

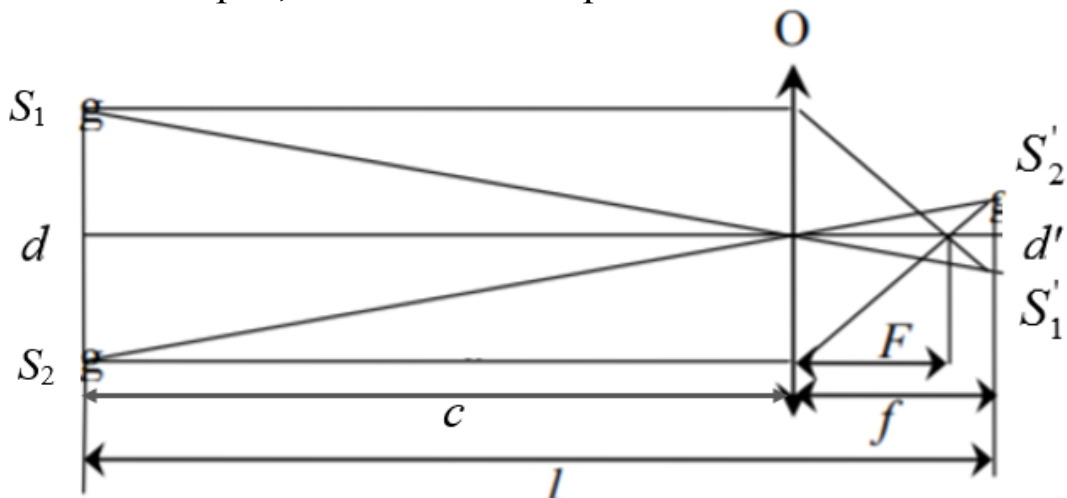


Рис. 14. До визначення відстані d між джерелами S_1 та S_2 .

Відстань d між самими джерелами, яка потрібна для визначення за формулою (9) довжини хвилі в максимумі пропускання фільтра, знаходиться через величину d' з урахуванням подібності трикутників. З рис. 14 видно, що

$$\frac{d}{d'} = \frac{c}{f} \quad \text{і} \quad f = l - c,$$

звідки слідує, що

$$d = \frac{c}{l - c} d'.$$

Відтак формулу (9) можна переписати у вигляді:

$$\lambda = \frac{\Delta x \cdot c}{l(l - c)} d'. \quad (27)$$

7. Величину l , яку не можна виміряти безпосередньо, виразимо з формули лінзи:

$$\frac{1}{c} + \frac{1}{f} = \frac{1}{F},$$

звідки, враховуючи що $l = c + f$, слідує що $l = \frac{c^2}{c - F}$.

Після підстановки цього виразу в (27) отримуємо робочу розрахункову формулу для довжини хвилі:

$$\lambda = \frac{\Delta x d' (c - F)^2}{c^2 F}. \quad (28)$$

8. При відомому заломлюючому куті біпризми ($\beta = 0,423^\circ = 7,43 \cdot 10^{-3}$ рад.) і його матеріалу (показник заломлення $n = 1,385$) відстань між когерентними джерелами визначається із закону заломлення, і при малому заломлюючому куті β дорівнює (вивести самостійно):

$$d = 2c (n - 1) \beta. \quad (29)$$

Порівняти значення d , визначене експериментально і розраховане за формулою (29).

10. За одержаними даними розрахувати довжину хвилі червоного світла за формулою (28).

11. Замінити червоний фільтр на зелений і провести аналогічні виміри й розрахунки.

12. Порівняти одержані результати з паспортними даними фільтрів. Зробити висновки.

Завдання 3.2. Визначення радіуса кривизни плоско-опуклої лінзи.

1. Увімкнути освітлювач в мережу, встановити в його спеціальні пази червоний світлофільтр з відомою характеристикою (максимумом спектру пропускання). Повертаючи оправу окуляра, досягти різкого зображення окулярної шкали.

2. Переміщенням тубуса мікроскопа за допомогою поворотного гвинта, фокусуючи зображення, досягти різкої картини інтерференції (кілець Ньютона) в полі зору окуляра мікроскопа у зручному для вимірювань масштабі. Окулярна шкала при цьому повинна бути розташована близько до діаметра кілець.

3. Переконайтесь, що при обертанні мікрометричного гвинта окуляра мікроскопа в полі зору окуляра рухається візирна лінія. Переміщуючи окуляр за допомогою мікрометричного гвинта, виставити візирну лінію на одне з темних кілець з лівого краю інтерференційної картини.

Зафіксувати координату цього кільця $x_{\text{лів}}$ по лімбі мікрометра, або за окулярною шкалою (див. рис. 15). Перемістити візирну лінію на протилежну сторону кільця і визначити праву координату $x_{\text{пр}}$ цього ж

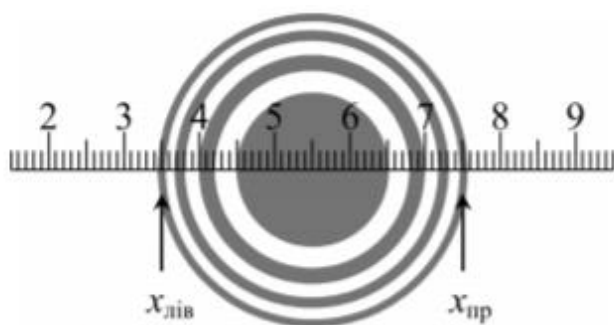


Рис. 15. Вимірювання хорд кілець Ньютона.

кільця. Різниця ($x_{\text{пр}} - x_{\text{лів}}$) дає значення довжини хорди, наприклад, MM' . Для усунення наявного люфту мікрометричний гвинт під час вимірів варто обертати в одну сторону.

4. Аналогічним чином виміряти координати точок перетину п'яти-семи темних кілець з візирною лінією (окулярною шкалою) та визначити довжини відповідних хорд.

5. Для різних пар m і n за формулою (19) радіус кривизни досліджуваної лінзи.

6. *Додаткове завдання.* Обчислити квадрати радіусів r_m^2 і побудувати графік залежності $r_m^2 = f(m)$, який, згідно формули (17), буде являти собою пряму лінію з кутом нахилу α . З (17) випливає, що

$$\operatorname{tg} \alpha = \frac{r_m^2}{m} = R\lambda,$$

звідки при відомій довжині хвилі визначити R .

7. Замінити червоний світофільтр на зелений (жовтий), і виконати пункти – 3 – 6 цього завдання. Порівняти одержані результати, зробити висновки.

Завдання 3.3. Вимірювання довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної ґратки.

1. Записати значення постійної d , вказане на самій ґратці. Значення дано в мм або у кількості штрихів на мм ($1/d$), що є оберненою величиною до d . Закріпити дифракційну ґратку в тримачі. Установити

на оптичну лаву лазер та дифракційну ґратку і екран перпендикулярно до осі лазера. Ввімкнути лазер

2. Переміщуючи екран уздовж оптичної лави, отримати чітке зображення дифракційної картини, щоб було видно не менше 4-х дифракційних максимумів по обидва боки від центрального максимуму. Виміряти відстань від решітки до екрана L .

3. Виміряти відстань x_1 від першого лівого до першого правого дифракційних максимумів (див. рис. 13). За формулою (26) визначити довжину хвилі лазерного випромінювання.

4. Виконати аналогічні пункту 3 дії для 2-го і 3-го максимумів.

5. Змінити відстань між ґраткою і екраном. Повторити вимірювання згідно п. 2, 3, 4.

6. Виконати обробку результатів вимірювань, оцінити систематичну і випадкову похибки. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Дайте визначення монохроматичних і когерентних хвиль.

2. Поясніть у чому полягає явище інтерференції. Що називається оптичною довжиною шляху, оптичною різницею ходу?

3. Що називається інтенсивністю випромінювання? Як вона пов'язана з векторами E і H електромагнітної хвилі?

4. Як визначається інтенсивність для двох когерентних хвиль, які накладаються одна на одну?

5. Напишіть і поясніть умови максимуму і мінімуму інтенсивності світла при інтерференції. Якою повинна бути різниця фаз і оптична різниця ходу двох когерентних хвиль для одержання максимуму (мінімуму) інтенсивності світла?

7. Які є способи одержання когерентних хвиль?

8. Намалюйте схему для спостереження кілець Ньютона. До якого виду інтерференції відносяться кільця Ньютона?

9. Якими будуть кільця Ньютона при освітленні білим світлом?

10. Як зміниться вигляд кілець, якщо простір між лінзою та пластинкою заповнити водою?

11. Чим може бути спричинене викривлення кілець Ньютона?

12. Що називається дифракцією світла? Яка умова спостереження дифракції світла?

13. Поясніть умови виникнення максимумів і мінімумів при дифракції на одномірній ґратці.

Лабораторна робота № 6

ДОСЛІДЖЕННЯ ПОЛЯРИЗАЦІЇ СВІТЛА, ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ РОЗЧИНУ ЦУКРУ

Мета роботи: Перевірка виконання закону Малюса для поляризованого світла, вимірювання невідомої концентрації цукрового розчину.

Прилади і матеріали: оптична лава, джерело світла (освітлювач), поляризатори світла в оправках, фотоприймач (фотодіод) цифровий вольтметр ВК7-21 (мультиметр), цукрометр СУ-4, цифрові аналітичні ваги ВЛ-100, хімічні колби і мензурки, цукор.

1. Теоретичні відомості

1.1. Поляризація світлових хвиль

Видиме світло, згідно електромагнітної теорії, являє собою поперечні електромагнітні хвилі, частота яких лежить в межах від $0,75 \cdot 10^{15}$ Гц до $0,43 \cdot 10^{15}$ Гц, а довжина хвилі від 0,4 мкм до 0,7 мкм. Вектори E - напруженості електричного поля і B - індукції магнітного поля у електромагнітній хвилі у вікуумі чи в ізотропному середовищі (повітрі) перпендикулярні один одному, а також перпендикулярні до напрямку поширення хвилі k , причому ці три вектори утворюють правогвинтову систему. Світло від різних джерел (сонце, полум'я, лампи розжарювання тощо) випромінюється у виді сукупності цугів електромагнітних хвиль, які випускаються окремими незалежними невзаємодіючими атомами. Площина коливань векторів E і B для кожного цуга є випадковою і, отже, такий промінь включає всі можливі орієнтації вектора E та перпендикулярного до нього вектора B . Тобто, хрест векторів E і B може розташовуватися довільним чином у площині, перпендикулярній до напрямку поширення хвилі. Таке світло називається неполяризованим, або природним. При взаємодії електромагнітної хвилі з речовиною основну роль грає електричне поле, тому в подальшому будемо говорити лише про напрямок вектора E . Якщо у світловій хвилі вектор E коливається в одній площині, то таке світло називається плоскополяризованим.

Плоску електромагнітну хвилю можна наочно уявити, зобразивши картину поля векторами E і B у певний момент часу t (рис. 1). Плоскополяризована хвиля характеризується *площиною поляризації*, під якою розуміють площину, в якій коливається вектор

E. Взагалі кажучи, поляризацію має будь-яка поперечна хвиля, яка, на відміну від поздовжньої, крім усіх інших параметрів характеризується напрямком зміщення тієї величини, яка хвилеподібно змінюється.

Примітка: За старою термінологією в деяких монографіях та підручниках за площину поляризації приймали площину, в якій коливається вектор ***B***, тому при читанні книг по цій темі слід звернути увагу на визначення термінів.

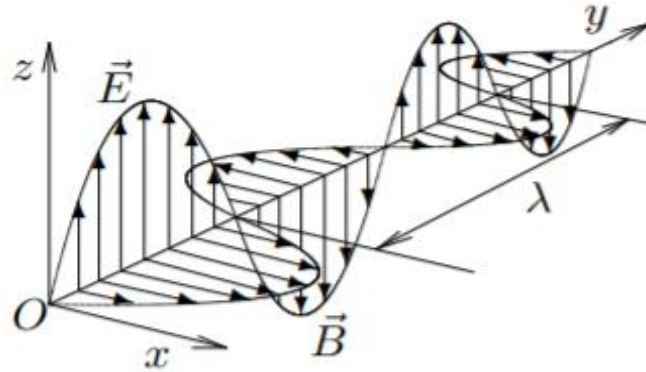


Рис.1. Вектори ***E*** і ***B*** у світловій хвилі.

1.2. Способи одержання поляризованого світла

Розглянемо деякі способи отримання плоскополяризованого світла. Одним із способів отримання поляризованого світла є його відбивання і заломлення на границі розділу двох ізотропних діелектриків. Відбите від діелектрика світло завжди частково поляризоване, оскільки, згідно формул Френеля для відбивання світлових хвиль, коефіцієнти відбивання для складових вектора ***E*** у площині падіння та перпендикулярній до неї є різними. Ступінь поляризації відбитого променя суттєво залежить від кута падіння (рис. 2), і повна поляризація світла у відбитому промені досягається при куті падіння

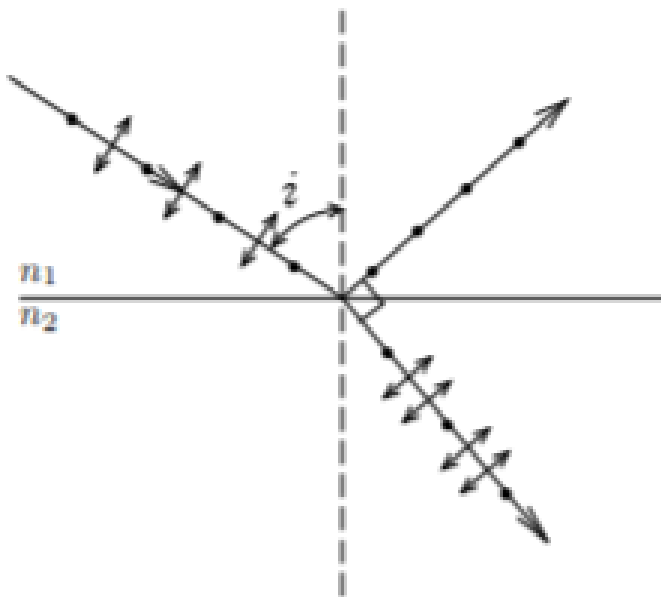


Рис. 2. Кут повної поляризації відбитого світла від діелектрика (кут Брюстера).

при куті падіння

$$i = \operatorname{arctg} n_{21}, \quad (1)$$

де n_{21} - відносний показник заломлення діелектрика. Явище поляризації світла при відбиванні, і відповідно кут повної поляризації, дістали назву за прізвищем шотландського фізика Девіда Брюстера, а також це прямо слідує з аналізу формул Френеля.

Вектор E у відбитому промені, що коливається у площині, перпендикулярній до площини падіння променя (схематично зображений точками на рис. 2). При цьому заломлений промінь буде частково поляризованим. Вектор E в цьому промені має переважний напрямок коливань у площині падіння променя (на рис. 2 показаний стрілками і точками).

Частка поляризованого світла у заломленому промені невелика - близько 10% від інтенсивності падаючого світла. Для збільшення ступеня поляризації заломленого променя використовують кілька

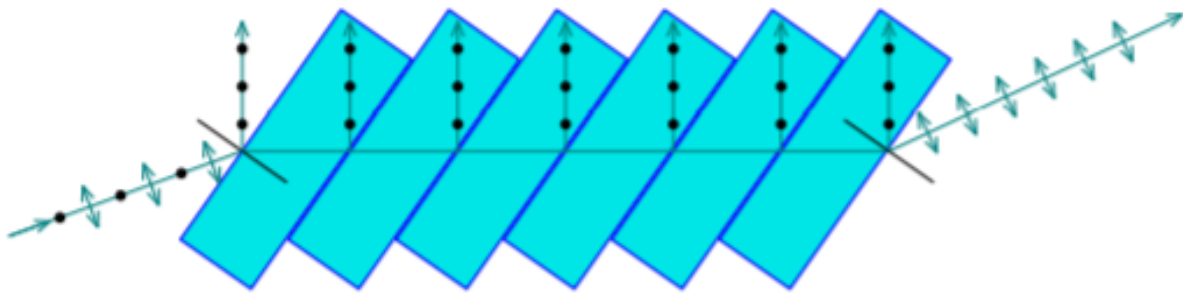


Рис. 3. Стопа Столетова.

пластин діелектрика (8 – 10 скляних пластин), які дістали назву «стопа Столетова». При достатньо великому числі пластин можна отримати заломлений промінь практично повністю поляризованим (рис. 3). Коливання вектора E у цьому промені лежать в площині падіння променя.

У іншому способі одержання поляризованого світла використовується явище двопроменезаломлення у анізотропному середовищі. При проходженні світла через кристали деяких речовин за рахунок анізотропії їх оптичних властивостей швидкість поширення електромагнітної хвилі залежить від орієнтації вектора поляризації E відносно кристалічних осей. Таким чином, дане середовище характеризується двома значеннями показника заломлення n_o і n_e : $n_{o(e)} = c/v_{o(e)}$, де c - швидкість світла у вакуумі, а $v_{o(e)}$ - у середовищі. При заломленні світла на поверхні анізотропного

діелектрика, згідно закону Снеліуса, спостерігається подвійне променезаломлення, при якому світловий промінь розділяється на два. Один з променів завжди підпорядковується закону заломлення світла

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n_o, \quad (2)$$

і його називають звичайним променем (*o* – від англ. *ordinary*). Для іншого променя (при певних орієнтаціях оптичних осей відносно поверхні діелектрика) відношення $\sin i/\sin r$ не залишається

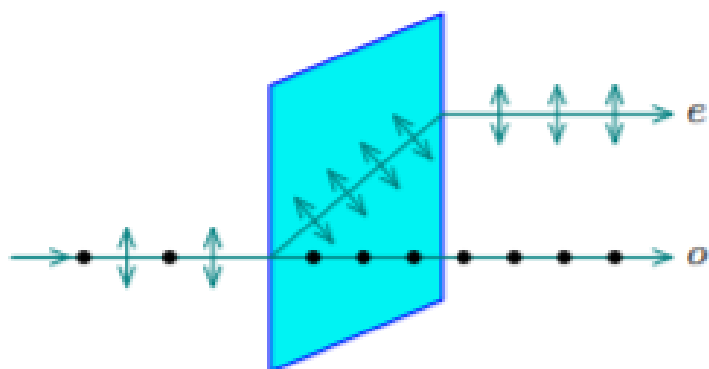


Рис. 4. Двопроменезаломлення анізотропних кристалів.

постійним при зміні кута падіння променя, і картина проходження світлового пучка може навіть бути такою як показано на рис. 4. Цей промінь називають незвичайним (*e* від англ. *extraordinary*), коли навіть при нормальному падінні світла на такий

кристал незвичайний промінь відхиляється від первинного напрямку. Якщо обернути кристал навколо осі, паралельної падаючому променю, то звичайний промінь залишається на місці, а незвичайний описує коло в площині, перпендикулярній до напрямку поширення світла. Ці два промені поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах: коливання вектора \mathbf{E} в *e*-промені збігаються з площиною падіння світла, а в *o*-промені перпендикулярні площині падіння світла.

Зауважимо, що це явище зміщення (і яке на перший погляд нібито суперечить закону Снеліуса) стосується напрямку поширення енергії променя, тобто вектора Пойнтінга; нормалі ж до хвильових фронтів, які поширюються з фазовою швидкістю, і в цьому випадку також описуються законом Снеліуса при заломленні хвилі на межі двох середовищ.

Звичайний і незвичайний промені можуть по-різному поглинатися деякими кристалами. Це явище називається дихроїзмом. Дихроїзм (грец. «двокольоровий») - це різне поглинання світла у залежності від напрямку його поляризації. Дихроїзм буває лінійний -

різне поглинання світла двох взаємно перпендикулярних поляризацій, і круговий - різне поглинання світла з правою і лівою круговою поляризацією. Простіше пояснити лінійний дихроїзм. Найпростіше пояснення є наступне. Внаслідок анізотропної будови кристалічної решітки електрони можуть виявитися більш рухливі в одному напрямку, ніж в перпендикулярному йому. Електромагнітна хвиля, поляризована у тому напрямку, в якому електрони більш рухливі, витрачає більше енергії на «розкачку» електронів, і швидше згасає, і відповідний коефіцієнт поглинання виявляється більшим. у кінцевому рахунку, ця додатково поглинута енергія переходить в теплову.

Найбільш відомі лінійно дихроїчні кристали - це турмалін і герпатит (сульфат йодистого хініну). При проходженні через пластину турмаліну товщиною в 1 мм звичайний промінь практично повністю поглинається. Дихроїзм кристалів може бути настільки великим, що навіть у порівняно тонких кристалічних плівках один з променів практично повністю поглинається. Ця властивість кристалів дозволяє виготовляти тонкі дихроїчні пластинки з кристалів, орієнтованих певним чином. Такі плівки називаються *поляроїдами*. Зазвичай поляроїд являє собою прозору плівку, в яку впроваджені найдрібніші кристали, або молекули полімеру з сильним лінійним дихроїзмом. Для міцності така поляризуюча плівка захищається з обох боків прозорими пластинами, і такий поляроїд діє як єдиний дихроїчний кристал. Світло, що пройшло крізь такий поляроїд, поляризується в певній площині, яку називають площиною пропускання поляроїда, буде лінійно поляризованим.

Інший тип поляризації - еліптично поляризоване світло - є результатом складання двох когерентних світлових хвиль, поляризованих у взаємно перпендикулярних напрямках, і які мають деяку різницю фаз. Для реалізації цього плоскополяризоване світло направляють на двозаломлюючу пластину з одновісного кристалу (кварц, ісландський шпат, турмалін) так, щоб напрямок коливань вектора E_0 плоскополяризованого світла становило деякий кут α з OO - головним напрямком кристалічної пластинки (рис. 5). Крізь пластинку будуть поширюватися в одному напрямку, але з різною фазовою швидкістю дві хвилі, поляризовані у двох взаємно

перпендикулярних напрямках з амплітудами $E_{x0} = E_0 \sin \alpha$ і $E_{y0} = E_0 \cos \alpha$, де E_0 - модуль вектора \vec{E}_0 , який є амплітудою хвилі, що падає на пластинку. Якщо $n_o > n_e$, то після проходження крізь пластинку товщиною d ці дві хвилі набувають різниці ходу

$$\Delta = dn_o - dn_e = d(n_o - n_e), \quad (3)$$

де n_o - показник заломлення звичайної хвилі, n_e - показник заломлення незвичайної хвилі. У цьому випадку ($n_o > n_e$) звичайна хвиля відстає за фазою від незвичайної.

Така різниця ходу відповідає різниці фаз φ , рівній:

$$\varphi = 2\pi \frac{\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi}{\lambda} (n_o - n_e) d. \quad (4)$$

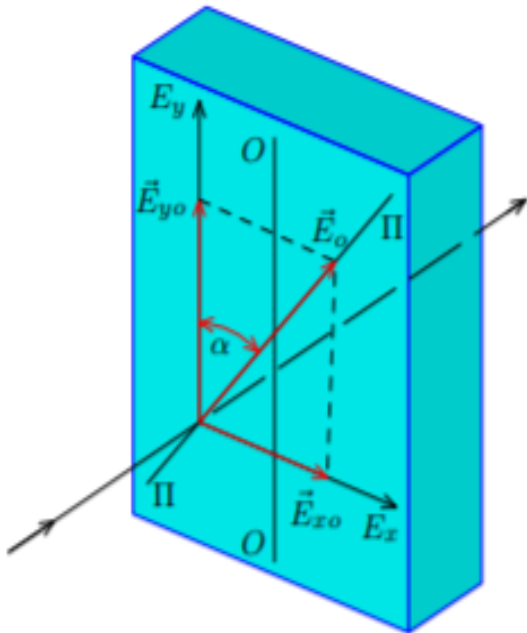


Рис. 5. Одержання еліптично поляризованого світла.

Якщо скласти ці два взаємно перпендикулярних коливання, то отримаємо коливання, при якому кінець результуючого вектора \vec{E}

описує еліпс в площині хвильового фронту з частотою коливань ω , тобто робить повний оберт за період T на шляху, рівному довжині хвилі λ . Коливання хвиль, що пройшли через пластинку, описуються рівняннями

$$E_x = E_{x0} \cos(\omega t + \varphi); \quad E_y = E_{y0} \cos \omega t. \quad (5)$$

Виключаючи із співвідношень (5) час t , отримаємо траєкторію, яку описує кінець вектора результуючого коливання:

$$\frac{E_x^2}{E_{x0}^2} + \frac{E_y^2}{E_{y0}^2} - 2 \frac{E_x}{E_{x0}} \cdot \frac{E_y}{E_{y0}} \cos \varphi = \sin^2 \varphi. \quad (6)$$

Це рівняння еліпса. Форма еліпса і орієнтація його осей щодо x і y залежить від кутів α і φ .

При відповідній товщині пластинки (різниці ходу) можна отримати таку різницю фаз φ , що велика і мала півосі еліпса будуть орієнтовані вздовж осей x і y (уздовж головних напрямків кристала).

Цей випадок відповідає різниці ходу $\lambda/4$ або різниці фаз $\varphi = \pi/2$, а така пластинка називається чвертьхвильовою. При $\varphi = \pi/2$ рівняння еліпса набирає вигляду

$$\frac{E_x^2}{E_{x0}^2} + \frac{E_y^2}{E_{y0}^2} = 1. \quad (8)$$

Співвідношення довжин осей еліпса залежить від кута α . При $\alpha = 45^\circ$ маємо $E_{x0} = E_{y0} = \sqrt{2}E_0$, еліпс має вигляд кола. У цьому випадку отримуємо світло, поляризоване по колу (кругова поляризація). Якщо товщина пластинки така, що

$$d(n_o - n_e) = \lambda/2, \quad (9)$$

то $\varphi = \pi$, і еліпс вироджується в пряму лінію:

$$\frac{E_x}{E_{x0}} + \frac{E_y}{E_{y0}} = 0. \quad (10)$$

У цьому випадку світло залишається лінійно поляризованим, але напрямок коливань змінюється на кут $(180^\circ - 2\alpha)$

2. Методика проведення експерименту

2.1. Перевірка виконання закону Малюса

Око людини не може відрізнити природне світло від поляризованого. Щоб виявити поляризоване світло, його необхідно пропустити через пристрій, який поляризує світловий промінь. Такий пристрій у цьому випадку називають аналізатором. Аналізатор діє наступним чином: нехай на нього падає поляризоване світло (рис. 5), і ПП - перетин площини коливань вектора \mathbf{E} площиною малюнка, \mathbf{E}_0 - вектор амплітуди цих коливань, АА - перетин площини пропускання аналізатора площиною малюнка. Крізь аналізатор пройдуть коливання, амплітуда яких дорівнює

$$\mathbf{E} = \mathbf{E}_0 \cos\Theta. \quad (11)$$

Підносячи (11) до квадрату, отримаємо співвідношення для зміни інтенсивності:

$$E^2 \sim I = I_0 \cos^2 \Theta. \quad (12)$$

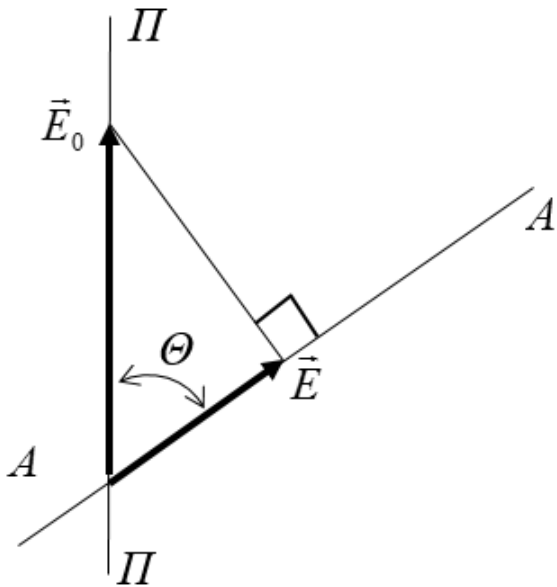


Рис. 6. До пояснення закону Малюса.

$\Theta = \pi/2$ (мінімальна інтенсивність, площини пропускання поляризатора і аналізатора перпендикулярні). Таким чином, якщо на аналізатор падає повністю або частково поляризоване світло, то при обертанні аналізатора інтенсивність I світла змінюється. Повне згасання світлового променя може бути тільки у повністю плоскополяризованого світла.

Як вказувалось вище, при проходженні природного світла через поляризатор залишається одна з компонент коливань, паралельна площині пропускання, а інша поглинається (у випадку використання поляроїда), або розділяється просторово у випадку використання поляризатора на основі двозаломлення, тобто природне світло перетворюється в лінійно поляризоване. Інтенсивності, відповідні взаємно перпендикулярним коливанням, у природному світлі однакові, і рівні половині загальної інтенсивності I_{np} природнього світла. Після поляризатора маємо поляризовану хвилю з інтенсивністю I_z однієї з ортогональних компонент:

$$I_z = I_{np}/2. \quad (13)$$

При попаданні на поляризатор частково поляризованого світла закону Малюса підпорядковується тільки поляризована компонента. З урахуванням (12) і (13) після поляризатора отримаємо інтенсивність:

$$I = I_{пол} \cos^2 \Theta + I_{np}/2. \quad (14)$$

Тут I_0 - інтенсивність світла, що падає на аналізатор, I - інтенсивність світла, що вийшло з аналізатора (без врахування втрат на поглинання та відбивання). Цей вираз носить назву закону Малюса. При зміні кута (повороті поляризатора або аналізатора) інтенсивність світла після аналізатора, змінюється від $I = I_0$ при $\Theta = 0$ (максимальна інтенсивність, площини пропускання поляризатора і аналізатора паралельні), до $I = 0$ при

При $\Theta = 0$ інтенсивність максимальна, при $\Theta = \pi/2$ – мінімальна:

$$I_{\max} = I_{\text{пол}} + I_{\text{нр}}/2,$$

$$I_{\min} = I_{\text{нр}}/2.$$

Повертаючи ідеальний поляризатор, і вимірюючи інтенсивність світла, можна визначити ступінь поляризації падаючого випромінювання:

$$P = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}}. \quad (15)$$

Для плоскополяризованого світла $I_{\text{нр}} = 0$ и $P = 1$, для природнього світла $I_{\text{пол}} = 0$, тому $I_{\max} = I_{\min}$ і $P = 0$.

Для дослідження поляризації світла і перевірки закону Малюса використовується установка, змонтована на оптичній лаві, схема розташування елементів якої приведена на рис. 7.

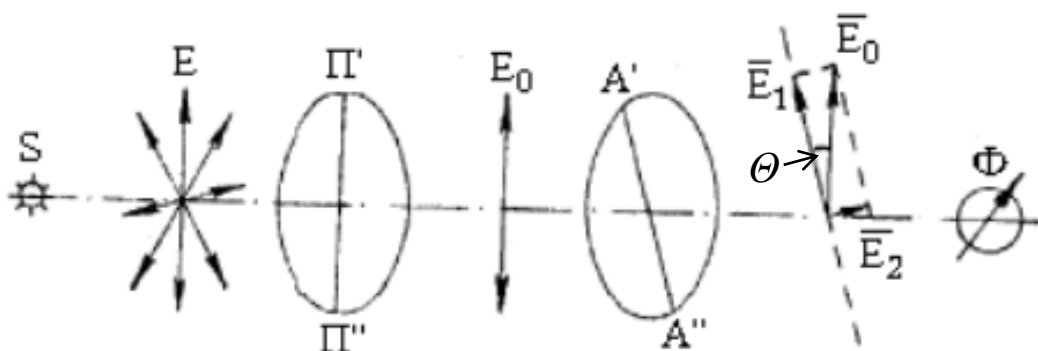


Рис. 7. Оптична схема установки для перевірки закону Малюса.

Джерело світла S у виді освітлювача з лампою розжарювання і конденсорною лінзою створює паралельний пучок природнього світла E, яке попадає на поляризатор П'П''. Після поляризатора одержується плоскополяризована світлова хвиля E₀, яка частково (у залежності від кута Θ) проходить через аналізатор А'А'' і попадає на фотоприймач Φ (фотодіод), приєднаний до цифрового мультиметра. Покази мультиметра (напруга, струм) пропорційні освітленості E₁ фотоприймача, яка залежить від взаємної орієнтації головних площин поляризатора П'П'' та аналізатора А'А''. Оскільки аналізатор змонтовано в одному блоці з фотоприймачем, то зручніше обертати поляризатор, на кріпленні якого нанесений лімб для відліку кута повороту.

2.2. Визначення концентрації розчину цукру

При проходженні поляризованого світла через деякі речовини відбувається поворот площини поляризації світлової хвилі. Це явище називається обертанням площини поляризації. Речовини, які здатні повертати площину поляризації падаючих на них хвиль, називаються оптично активними. Оптично активними можуть бути як кристали, так і рідини. Прикладами таких речовин є кварц, розчин цукру, глюкози, рідкі кристали.

Згідно О. Френелю, обертання площини поляризації обумовлене наступним. Лінійно поляризована світлова хвиля може бути представлена як суперпозиція двох хвиль з круговою поляризацією – правою і лівою. Хвилі з круговою поляризацією внаслідок асиметричності молекул середовища, через яке вони проходять, взаємодіють з ними з різною силою. Ця взаємодія виражається у поляризації молекул, та призводить до того, що хвилі з протилежною круговою поляризацією поширюються у речовині з різними швидкостями, а отже набувають різниці ходу. На виході з середовища складання двох поляризованих по колу хвиль з певною різницею фаз дає лінійно поляризовану хвилю з площиною поляризації, повернутою на деякий кут Θ по відношенню до площини поляризації початкової хвилі.

Залежно від того, яка взаємодія в даному середовищі виявляється сильнішою, поворот площини поляризації може відбуватися за годинниковою стрілкою або проти неї (якщо дивитися назустріч ходу світлового променя). Обертання за годинниковою стрілкою називається правим, і його величину вважають позитивною. Обертання проти годинникової стрілки відповідно називають лівим і негативним.

Для оптично активних рідин кут повороту площини поляризації визначається співвідношенням:

$$\Theta = a l c, \quad (16)$$

де l - товщина шару; c - концентрація розчину; a - питома постійна обертання, яка залежить від природи речовини. Знаючи кут повороту площини поляризації та постійну a , можна розрахувати концентрацію розчину:

$$c = \frac{\Theta}{al}. \quad (17)$$

Вимірювання кута повороту площини поляризації проводиться за допомогою приладу, який називається поляриметром. Якщо його шкала проградуєвана відповідно до концентрації розчину цукру, то такий поляриметр називається цукрометром. В цукрометрах використовується міжнародна цукрова шкала, 100°S цієї шкали відповідає $34,62^{\circ}$ (кутовим градусам). Згідно Міжнародної цукрової шкали 100 градусів (100°S) відповідають обертанню площини поляризації світла водним розчином 26 г чистої сахарози у 100 мл розчину, який було виміряно в трубці довжиною 200 мм при температурі 20°C .

У даній роботі використовується універсальний цукрометр СУ-4, оптична схема якого наведена на рис. 8. Принцип роботи цукрометра полягає в наступному. Світловий потік, що йде від

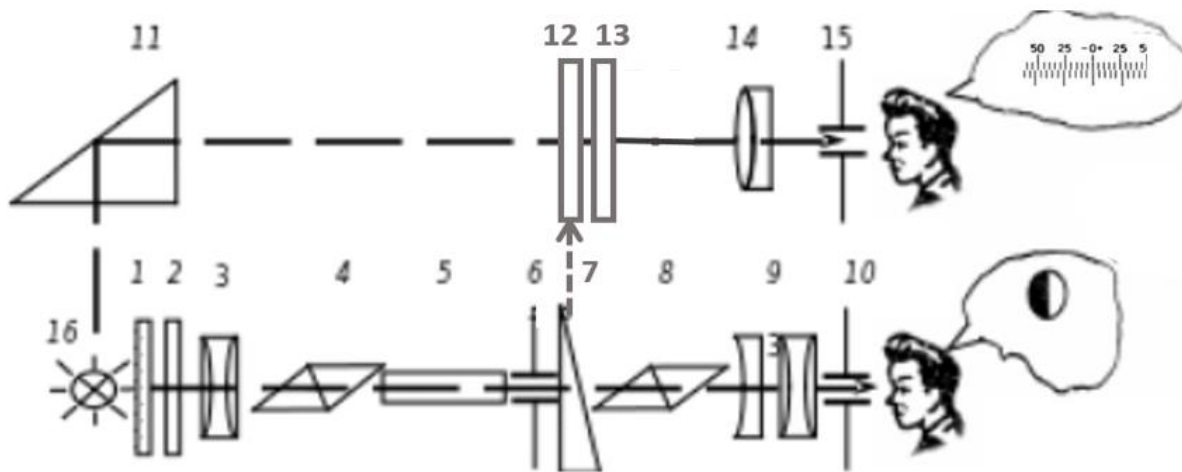


Рис. 8. Оптична схема цукрометра СУ-4.

електролампи розжарювання 16 через світлофільтр 1 або матове скло 2 і конденсор 3, проходить через напівтіньову поляризаційну призму-поляризатор 4, яка перетворює його у поляризований потік світла, розділений на дві половини лінією розділу. При цьому поляризатор встановлено так, що площини поляризації обох половин світлового потоку складають однакові невеликі кути з площиною поляризації аналізатора 8. Тому аналізатор пропускає рівні за світлосилою обидві половини потоку і у полі зору зорової труби 9, встановленої після аналізатора, спостерігаються дві рівноосвітлені половини поля, розділені тонкою лінією (рис. 9 а).

При установці між поляризатором і аналізатором кювети з розчином 5 порушується рівність освітленості половин поля зору (рис. 9 б, в). Це відбувається через те, що досліджуваний розчин повертає площину поляризації.



Рис. 9. Поля порівняння яскравості у цукрометрі СУ-4.

Для вирівнювання освітленості обох половин поля зору у цукрометрі застосований клиновий компенсатор 7. Переміщенням клина підбирають необхідну товщину кварцової пластинки для компенсації кута повороту площини поляризації розчину. При цьому відбувається вирівнювання освітленості половин поля зору.

Одночасно з клином переміщається шкала 12. За положенням нульової поділки ноніуса 13 фіксують значення шкали, що відповідає стану однакової освітленості обох половин поля зору. Шкала і ноніус спостерігаються через лупу 14 і підсвічуються електролампю через відбивну призму 11. Числами 6, 10, 15 позначені діафрагми.

На рис. 10. приведений зовнішній вид цукрометра СУ-4. Конструктивно він складається з вузла вимірювальної головки 2 і освітлювального вузла 5, з'єднаних між собою траверсою 3, яка через стійку кріпиться до основи. На траверсі закріплені кюветне відділення для поляриметричних кювет з розчином 10 і оправа 4 з поляризатором і напівтіньовою пластинкою.

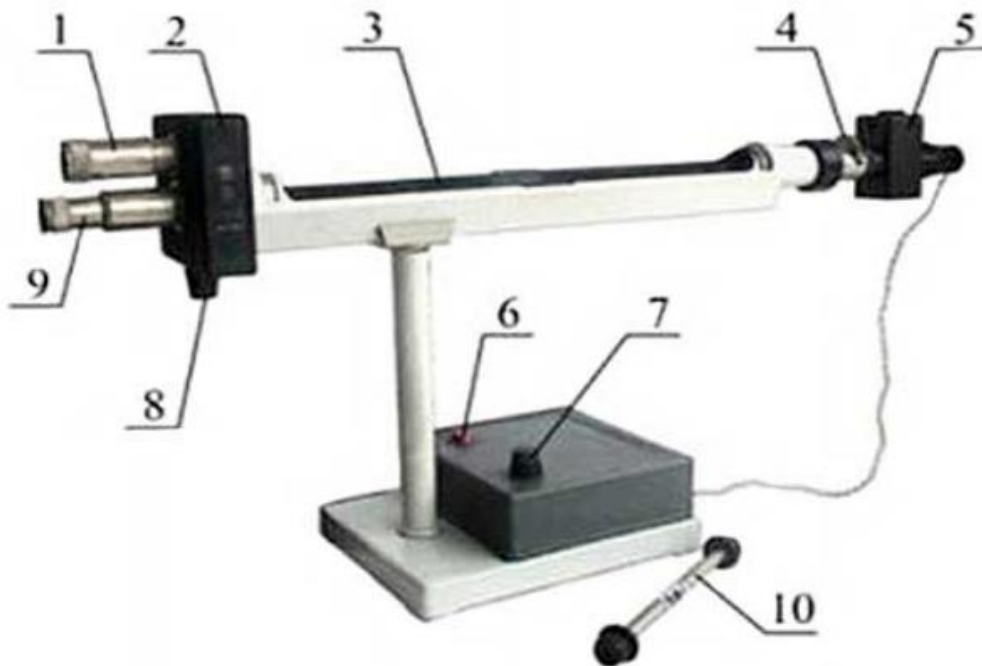


Рис. 10. Зовнішній вид цукрометра СУ-4.

З лицьового боку вимірювальної головки розташована лупа 1 для відліку показань за шкалою і зорова труба 9. З тильного боку вимірювальної головки знаходиться гвинт механізму установки ноніуса з нульовою поділкою шкали.

У нижній частині вимірювальної головки розташована ручка клинового компенсатора 8, обертанням якої переміщують рухливий кварцовий клин і пов'язану з ним шкалу. Освітлювальний вузол складається з патрона з лампою і поворотної обійми зі світлофільтрами і діафрагмою. На підставці встановлені кнопка 6 для включення освітлювача і ручка резистора 7 для регулювання яскравості поля зору. Всередині підставки вмонтований понижуючий трансформатор. На тильній стороні підставки знаходиться клемма для підключення заземлення, вилка роз'єму для підключення освітлювача цукрометра до трансформатора і запобіжник.

Підготуйте цукрометр до роботи. Для цього:

- перевірте заземлення приладу;
- встановіть ручку 7 (рис. 10) резистора до упору, обертаючи її проти годинникової стрілки;
- ввімкніть цукрометр у мережу;
- ввімкніть за допомогою червоної кнопки 6 освітлювач;
- наведіть окуляр зорової труби 9 на максимальну різкість зображення вертикальної лінії розділу полів порівняння;
- наведіть лупу 1 на максимальну різкість зображення штрихів та цифр шкали і ноніуса;
- встановіть ручкою 7 резистора таку яскравість поля, яка найменше втомлює зір і при якій найбільш чітко сприймається різниця яскравості полів порівняння.

Визначте систематичну похибку Θ_0 пристрою (іноді її називають нульовою точкою приладу). Для цього необхідно переконатись, що кювета з розчином в кюветному відділенні відсутня. Закрийте кришку кюветного відділення. Якщо у зоровій трубі 9 цукрометра спостерігається нерівномірне затемнення полів порівняння (рис. 9 б, в), то повертаючи рукоятку клинового компенсатора 8 (рис. 10) досягніть рівномірного затемнення полів порівняння (рис. 9 а).

Для визначення Θ_0 необхідно подивитися через лупу 1 (рис. 10) на шкалу приладу. Для вимірів існує дві шкали (рис. 11). Нижня (рухома) - основна шкала, і верхня (нерухома) - це шкала ноніуса. Коли прилад настроєно правильно, нульова поділка ноніуса суміщається з нульовою поділкою основної шкали, як показано на

рис. 11 а. Тоді нульовий відлік $\theta_0=0^\circ\text{S}$. Але це буває не завжди. Кожен прилад може мати невелику систематичну похибку. В такому випадку при рівномірному затемненні полів порівняння точного суміщення нулів верхньої і нижньої шкал не спостерігається і можливе відхилення нуля шкали ноніуса як вправо (рис. 11 б), так і вліво від нуля основної шкали. На рис. 11 б показано положення ноніуса і основної шкали, що відповідає відліку $\theta_0=0,30^\circ\text{S}$. Такий результат отримано наступним чином. Нуль ноніуса зміщений правіше від нуля основної шкали менше ніж на одну поділку основної шкали. Число цілих градусів відраховується по основній шкалі, тому цілі у запису кута θ_0 відсутні. Розглядаємо праву від нуля частину шкали ноніуса.

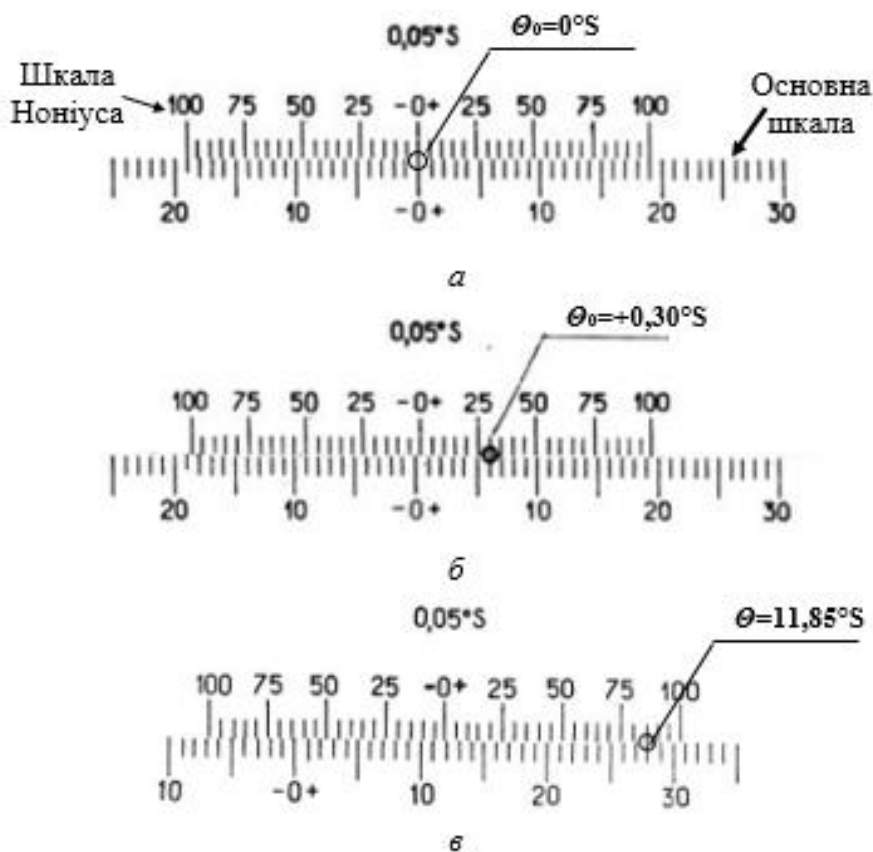


Рис. 11. Вид шкали цукрометра.

Помічаємо, що шоста поділка шкали ноніуса (верхньої) співпадає з однією з поділок основної шкали (нижньої). Ціна однієї поділки шкали ноніуса відповідає $0,05^\circ\text{S}$. Отже, шостій поділці відповідає кут $6 \cdot 0,05^\circ\text{S} = 0,30^\circ\text{S}$. (Числа 25, 50, 75, 100 на ноніусній шкалі відповідають кутам $0,25^\circ\text{S}$, $0,50^\circ\text{S}$, $0,75^\circ\text{S}$, 1°S).

Виконайте такі виміри 5 разів. Для цього треба кожний раз заново знаходити положення з однаковим затемненням полів порівняння. Визначте середнє значення систематичної похибки.

Знімання показів цукрометра пояснюється за допомогою рис. 11в, де показано положення ноніуса і основної шкали, що відповідає відліку кута $\Theta = 11,85^\circ\text{S}$. Нуль ноніуса знаходиться правіше нуля основної шкали на 11 повних поділок, а в правій частині ноніуса друга поділка після $0,75^\circ\text{S}$ співпадає з однією з поділок основної шкали. Тому кут обертання становить $\Theta = 11 + 0,75 + 0,05 \cdot 2 = +11,85^\circ\text{S}$. Із урахуванням систематичної похибки (зміщення нуля) Θ_0 виміряне значення $\Theta_B = \Theta - \Theta_0 = 11,55^\circ\text{S}$.

3. Завдання та хід виконання роботи

Завдання 3.1. Перевірка виконання закону Малюса

1. Ознайомитись з експериментальною установкою, визначити ціну поділки лімба для відрахування кута повороту поляризатора, включити освітлювач і налаштувати (від'юстувати) оптичну схему, впевнитись, що максимальне і мінімальне значення вихідного сигналу мультиметра не виходять за межі вимірювань при даній напрузі живлення освітлювача.

2. При проведенні експерименту в неповністю затемненої кімнаті слід до початку вимірювань (при виключеному джерелі освітлення установки S) визначити вихідний сигнал $U_{тем}$, який відповідає сумарному значенню темного виходу фотодатчика і фоновому освітленню, створюваному сторонніми джерелами.

3. Повертаючи поляризатор з кроком $10^\circ - 15^\circ$ між положеннями, зняти залежність величини інтенсивності світла у відносних одиницях, за значеннями сигналу вольтметра (мультиметра) U від кута між головними площинами аналізатора і поляризатора.

4. Після закінчення вимірювань повторно визначити фонове значення інтенсивності вихідного сигналу $U_{тем}$. Для цього, перекрити промінь джерела S непрозорим екраном, впевнитись, що зміна $U_{тем}$ лежить у межах похибки.

5. Знайти чистий сигнал фотодатчика, зумовлений світловими хвилями від джерела S як різницю $U - U_{тем}$, яка відповідатиме інтенсивності I світла, що пройшла від джерела через поляризатор і аналізатор. Відшукати значення I_{max} та I_{min} і за формулою (15)

визначити ступінь поляризації P світла, що пройшло через поляризатор.

6. Вирахувати для кожного кута θ значення $\cos\theta$ та $\cos^2\theta$, побудувати залежність I від $\cos^2\theta$, пояснити можливі причини її відхилення від лінійності, зробити висновки.

Завдання 3.2. Визначення невідомої концентрації цукру у розчині

1. Ознайомитись з будовою та принципом роботи цукрометра.

2. Вибрати розмір кювет, які будуть використовуватись при вимірюваннях. Приготувати 3 – 5 цукрових розчинів відомої концентрації, наприклад 40, 20, 10, 5 г цукру на 100 мл води. Розрахувати для них теоретичне значення кута обертання площини поляризації θ_p у градусах Міжнародної цукрової шкали ($^{\circ}S$) врахувавши, що 100 градусам ($100^{\circ}S$) відповідає 22 г чистої сахарози, розчиненої у 100 мл води у кюветі довжиною 200 мм при температурі $20^{\circ}C$.

3. Заповнити досліджуваними розчинами води і цукру кювети. При цьому спочатку їх сполоскати дистильованою водою, а потім двома - трьома невеликими порціями випробовуваного розчину. Торцеві (покривні) скельця промити дистильованою водою і насухо витерти. Трубку, закриту з одного боку, наповнити так, щоб верхній меніск розчину виступав над її краями, після чого трубку накрити скельцем, а потім нагвинтити головку. Перевірити, чи немає в трубці бульбашок повітря. За їх наявності головку з склом зняти, в трубку додати декілька крапель розчину і знову нагвинтити головку. Із зовнішнього боку торцеві скельця повинні бути абсолютно сухими, інакше поле зору виявиться затемненим.

4. У камеру приладу вкласти поляриметричну кювету з випробовуваним розчином, в результаті чого зміниться однорідність обох половин поля зору. Обертанням рукоятки кремальєрної передачі 8 вирівняти їх освітленість. Після цього, як описано вище у методиці проведення експерименту, користуючись ноніусом, виконати 3 - 5 відліків кута θ з точністю до $0,05^{\circ}S$, та знайти середнє значення θ_B для даної концентрації розчину.

5. Аналогічні дослідження провести для всіх досліджуваних концентрацій цукрового розчину. Побудувати залежність θ_B від концентрації розчину, порівняти з теоретично розрахованими значеннями θ_p (згідно п. 2), зробити висновки.

6. За описаною вище методикою виміряти Θ_V для розчину з невідомою концентрацією цукру. Користуючись графіком, побудованим у п. 5, визначити значення невідомої концентрації цукрового розчину, та оцінити похибки вимірювань.

Контрольні запитання

1. З якою властивістю електромагнітних хвиль пов'язано явище поляризації?
2. Чим відрізняються природне і поляризоване світло?
3. Які види поляризації світлової хвилі ви знаєте?
4. Поясніть способи одержання поляризованого світла.
5. У чому полягає явище дихроїзму?
6. Як експериментально відрізнити природне світло від циркулярно поляризованого? Частково поляризоване від еліптично поляризованого?
7. Поясніть закон Малюса.
8. Як визначити ступінь поляризації світлової хвилі?
9. Наведіть приклади використання поляризованого світла.
10. Які речовини називаються оптично активними? Наведіть приклади оптично активних речовин.
11. Поясніть принцип роботи цукрометра, використовуючи його оптичну схему.
12. Від чого залежить кут повороту площини поляризації у цукрометрі?

Лабораторна робота № 7

ВИВЧЕННЯ ЯВИЩА ПОГЛИНАННЯ СВІТЛА ЗА ДОПОМОГОЮ ФОТОКОЛОРИМЕТРА

Мета роботи: дослідження поглинання світла водним розчином мідного купоросу, перевірка закону Ламберта-Бугера-Бера, визначення невідомої концентрації розчину.

Прилади і матеріали: фотоколориметр КФК-МП, лабораторні ваги ВЛ-100, мензурки, набір хімічного посуду, мідний купорос.

1. Теоретичні відомості

Поглинання світла - це зменшення інтенсивності оптичного випромінювання, що проходить через середовище, внаслідок перетворення його у різні види внутрішньої енергії речовини. Основним законом, що описує поглинання, є закон Бугера, що зв'язує інтенсивність I пучка світла, яке пройшло шар поглинаючого середовища товщиною x , якщо інтенсивність початкового пучка I_0 . Закон Бугера був експериментально встановлений в 1729 р. французьким фізиком-астрономом П'єром Бугером, і згодом теоретично отриманий німецьким вченим Йоганом Ламбертом. При цьому було висловлено припущення, що при проходженні шару речовини dx інтенсивність світлового потоку зменшується на певну частку dI / I , залежну від деякої величини k_λ (що характеризує поглинальну здатність) і товщини поглинаючого шару dx :

$$\frac{dI}{I} = -k_\lambda dx . \quad (1)$$

Розв'язком цього диференціального рівняння і є закон Ламберта-Бугера:

$$I = I_0 e^{-k_\lambda x} . \quad (2)$$

Величина k_λ називається коефіцієнтом поглинання, причому, як правило, k_λ різний для різних довжин хвиль.

Величина k_λ не залежить від інтенсивності падаючого світла і товщини поглинаючого шару. З сучасної точки зору фізичний зміст цього полягає в тому, що сам процес поглинання фотонів речовиною, що характеризується k_λ , не залежить від їх щільності в світловому пучку, тобто від інтенсивності світла, а також і від товщини поглинаючого шару.

Прологарифмуємо вираз (2) і виразимо k_λ , отримаємо:

$$k_\lambda = \left(\ln \frac{I_0}{I} \right) \frac{1}{x}. \quad (3)$$

Звідси видно, що коефіцієнт поглинання k_λ може бути визначений як величина, обернена до відстані, на якій монохроматичний потік випромінювання послаблюється в e раз (e - основа натурального логарифма). Вимірюється k_λ в м^{-1} , але частіше приводять його значення в см^{-1} .

При проходженні світла через розчини інтенсивність випромінювання зменшується тим більше, чим вища концентрація світлопоглинаючої речовини:

$$k_\lambda = \alpha_\lambda \cdot C, \quad (4)$$

де α_λ - молярний коефіцієнт поглинання (коефіцієнт екстинкції), C - молярна концентрація розчину. Цю закономірність сформулював німецький фізик Август Бер, враховуючи яку основний закон світлопоглинання розчинами можна представити у виді:

$$I = I_0 e^{-\alpha_\lambda C x}. \quad (5)$$

Залежність k_λ або α_λ від довжини хвилі світла називається спектром поглинання речовини. Характер спектра поглинання в даній спектральній області визначається природою і будовою молекул поглинаючої речовини.

Спостережуваний експериментально спектр поглинання ізольованих атомів (розріджені гази) має вигляд вузьких ліній, тобто k_λ відмінний від нуля в певних вузьких діапазонах довжин хвиль. Спектр поглинання молекул складається з широких областей довжин хвиль, у яких поглинання значне (смуги поглинання). Поглинання твердих тіл характеризується, як правило, дуже широкими областями спектру з великими значеннями k_λ .

Згідно квантової теорії, процес поглинання світла в атомах пов'язаний з переходом електронів з нижчих рівнів енергії на більш високі. Зворотний перехід в основний або нижній збуджений стан може відбуватися як безвипромінювально, так і з випромінюванням фотона, або й комбінованим шляхом. Так само, як і атоми, молекули можуть мати лише певні дискретні значення енергії (енергетичні рівні). При опроміненні речовини пучком світла фотони, енергія яких

дорівнює різниці енергій між будь-якими двома рівнями, ефективно поглинаються. Енергія молекули при цьому зростає, молекула переходить на більш високий енергетичний рівень, а в спектрі світла, яке пройшло через речовину, з'являється темна лінія (смуга поглинання). У загальному випадку структура молекулярних спектрів поглинання набагато складніша, ніж у атомарних, що пояснюється складністю системи енергетичних рівнів молекул. У той час, як в атомах положення енергетичних рівнів пов'язується лише з енергетичним станом електронів $W_{\text{ЕЛ}}$, в молекулі необхідно брати до уваги і дискретність інших видів енергії - коливання атомів по відношенню один до одного $W_{\text{КОЛ}}$ і обертання молекули як цілого. Тому енергія кожного рівня молекули складається з трьох складових: $W_{\text{ЕЛ}} = W_{\text{ЕЛ}} + W_{\text{КОЛ}} + W_{\text{ОБ}}$.

У зв'язку з тим, що для зміни стану електронів, збудження обертань та коливань молекул потрібні різні енергії, енергетичні рівні молекул розташовуються групами. У конденсованих середовищах (рідини, тверді тіла) взаємодія молекул і обмеження, що накладаються на можливості їх руху, призводять до того, що рівні енергії зміщуються по-різному, і окремі лінії можуть накладатися. Внаслідок цього у спектрах спостерігаються окремі широкі смуги поглинання з розмитими межами. Кожна з цих смуг відповідає всім можливим процесам поглинання зі зміною енергетичного стану електронів в молекулі.

Незважаючи на розмитий характер смуг поглинання, дослідження таких смуг дає можливість оцінити величину енергії електронного збудження молекул. Для цього за шкалою довжин хвиль визначають положення межі смуги поглинання в спектрі, і енергію кванта визначають за формулою:

$$E_3 = \frac{hc}{\lambda}, \quad (6)$$

де h - постійна Планка, c - швидкість світла у вакуумі.

Зменшення інтенсивності I_{00} падаючого світла обумовлене також його частковим відбиванням, тому $I_0 = (1 - R) I_{00}$ (де R – доля відбитого світла), і розсіюванням світла у так званих мутних середовищах, тобто середовищах з вираженими оптичними неоднорідностями. До мутних середовищ відносяться хмари, дим, туман, емульсія, колоїдні розчини і т.д. Світло, проходячи через мутне середовища, дифрагує від безладно розташованих

мікронеоднородностей, даючи рівномірний розподіл інтенсивностей в усіх напрямках і не створюючи певної дифракційної картини. Це явище можна спостерігати, наприклад, коли вузький пучок сонячних променів, проходячи через запилене повітря, розсіюється на порошинки і стає видимим збоку.

Розсіювання світла (як правило, слабке) спостерігається також і в чистих середовищах, що не містять сторонніх часток. У цьому випадку розсіювання світла пояснюється порушенням оптичної однорідності, при якому показник заломлення середовища не постійний, а змінюється від точки до точки. Причиною розсіювання

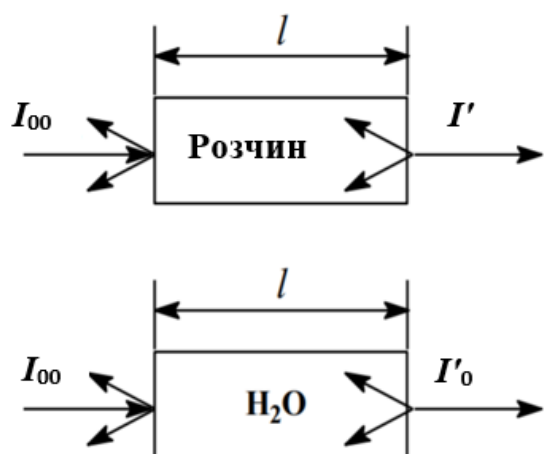


Рис. 1. Проходження світла через розчин і розчинник.

світла можуть бути флуктуації густини, які виникають в процесі хаотичного (теплого) руху молекул середовища.

Щоб врахувати втрати світла на відбиття і розсіювання, порівнюють інтенсивності світла, які пройшли через досліджуваний розчин і крізь розчинник (рис. 1). При однаковій товщині шару в кюветах з однакового матеріалу, що містять один і той же розчинник, втрати на відбивання і

розсіювання світла будуть приблизно однакові.

Зменшення інтенсивності світла, яке пройшло через розчин, характеризується коефіцієнтом пропускання (або просто пропусканням) T_λ :

$$T_\lambda = \frac{I'}{I'_0}, \quad (7)$$

де I' і I'_0 - відповідно інтенсивності світла, що пройшло через розчин і розчинник. Узятий з оберненим знаком десятковий логарифм T_λ називається оптичною густиною D_λ :

$$D_\lambda = -\lg T_\lambda = -\lg \frac{I'}{I'_0} = -\frac{1}{2,3} \ln \frac{I'}{I'_0} = \frac{1}{2,3} \alpha_\lambda Cx. \quad (8)$$

Зрозуміло, що якщо взяти $x = 2,3$ см і $C = 1$ моль/л, тоді $D_\lambda = \alpha_\lambda$. Отже, молярний коефіцієнт поглинання дорівнює оптичній густині одномолярного розчину при товщині шару 2,3 см.

2. Методика проведення експерименту

У цій лабораторній роботі для дослідження явища поглинання світла розчинами використовується фотоелектричний концентраційний колориметр КФК-2МП. Він призначений для вимірювань коефіцієнтів пропускання і оптичної густини рідинних розчинів і прозорих твердих тіл в окремих ділянках діапазону довжин хвиль 315 - 980 нм, що виділяються світлофільтрами, а також для вимірювання концентрації речовин у розчинах після попереднього визначення градувальної характеристики. Колориметр дозволяє проводити вимірювання коефіцієнтів пропускання розсіюючих суспензій, емульсій і колоїдних розчинів у прохідному світлі, а також активності розчинів. Колориметр застосовується на підприємствах водопостачання, в медичних установах, хімічній, харчовій промисловостях, також у сільському господарстві та інших галузях виробництва і наукових досліджень.

Принцип дії колориметра заснований на почерговому вимірюванні інтенсивності світла I_0 , що пройшло через розчинник або контрольний розчин, відносно якого проводиться вимірювання, і інтенсивності світла I , що пройшло через досліджуване середовище. Інтенсивності світлових потоків I_0 , I за допомогою фотоприймачів перетворюються в електричні сигнали U_0 і U , які обробляються вбудованим мікропроцесором колориметра і представляються на цифровому табло у вигляді коефіцієнта пропускання, оптичної густини, концентрації, та активності. За допомогою мікро-ЕОМ розраховується коефіцієнт, пропускання T досліджуваного розчину за формулою

$$T_{\lambda} = \frac{U - U_T}{U_0 - U_T} \cdot 100\%, \quad (9)$$

де U_T - величина сигналу при перекритому світловому потоці.

Оптична густина D досліджуваного розчину розраховується за формулою

$$D = -\lg\left(\frac{U - U_T}{U_0 - U_T}\right), \quad (10)$$

Оптична схема фотоелектричного колориметра наведена на рис.2. Зображення нитки лампи розжарювання 1 конденсором 2, діафрагмою 3 та об'єктивами 4, 5 переноситься в площину, віддалену

від об'єктива на відстань ~ 300 мм, зі збільшенням 10х. Кювета 10 з досліджуванним розчином вводиться в світловий пучок між захисними склами 9, 11.

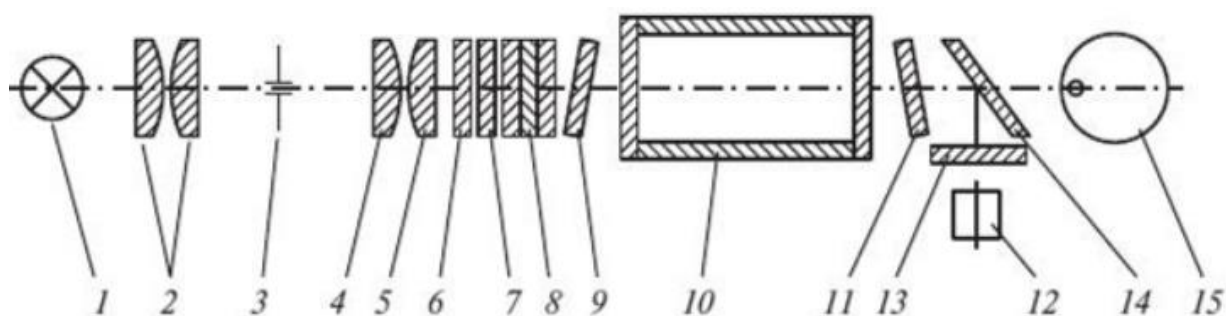


Рис. 2. Оптична схема фотоколориметра.

Для виділення вузьких ділянок із суцільного спектра випромінювання лампи в колориметрі передбачені кольорові світлофільтри 8. Теплозахисні світлофільтри 6 введені у світловий пучок при роботі у видимій області спектра 400 - 590 нм. Для ослаблення світлового потоку при роботі в спектральному діапазоні 400 – 540 нм введені нейтральні світлофільтри 7. Пластина 14 ділить світловий потік на два: 10% світлового потоку спрямовується на фотодіод ФД-24К (12); 90% - на фотоелемент Ф-26 (15). Для вирівнювання фотострумів, що знімаються з фотоприймача ФД-24К при роботі з різними кольоровими світлофільтрами, перед ним встановлено світлофільтр 13 з кольорового скла СЗС-16.

Конструкція механізму освітлювача 1 (рис. 2) забезпечує переміщення лампи у трьох взаємно перпендикулярних напрямках для її правильної установки. Оптичний вузол містить вбудовані конденсор 2, діафрагму 3 і об'єктиви 4, 5. Світлофільтри вмонтовані в

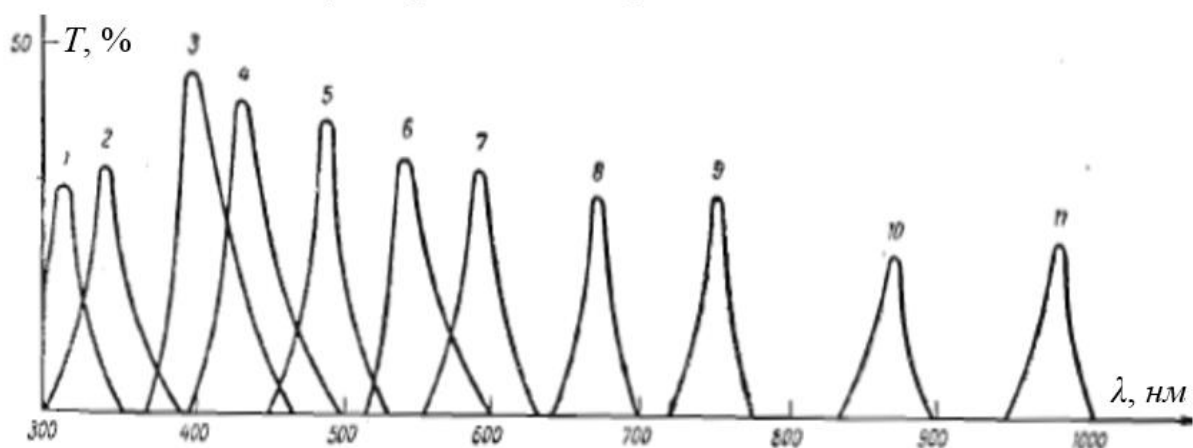


Рис. 3. Спектральні характеристики світлофільтрів фотоколориметра.

диск 8. У світловий пучок світлофільтри вводяться ручкою, розташованою на лицевій панелі приладу. Робоче положення кожного світлофільтра фіксується. Спектральні характеристики світлофільтрів наведені на рис. 3 і в таблиці 1.

Таблиця 1.

Характеристика світлофільтрів колориметра КФК-2МП.

Маркування на диску	Маркування світлофільтра	Максимум пропускання λ , нм	Ширина смуги пропускання при $\tau = 0,5T_{\text{МАКС}}$ λ , нм
1	315	315±5	35±15
2	340	340±10	<45
3	400	400±5	45±10
4	440	440±10	40±10
5	590	590±10	35±10
6	540	540±10	25±10
7	590	590±10	30±10
8	670	670±5	20±5
9	750	750±5	20±5
10	870	870±5	25±5
11	980	980±5	25±5

Колориметр виконаний як настільний прилад (рис. 4), який має такі основні частини: колориметричний і обчислювальний блоки, та блок живлення.

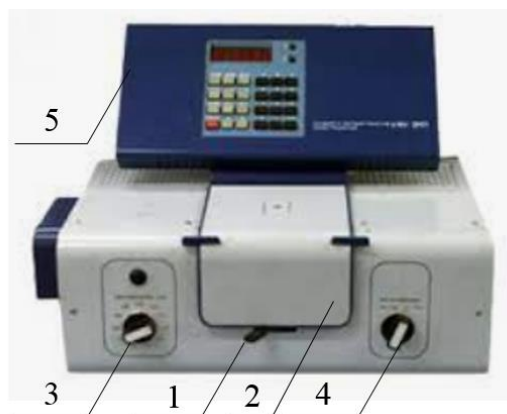


Рис. 4. Зовнішній вид фотоколориметра КФК-2МП.

У колориметричний блок входять розглянуті вище при описі оптичної схеми освітлювач, оптичний вузол, світлофільтри, кюветне відділення, фотометричний пристрій, з підсилювачем постійного струму і елементами регулювання. Уведення в світловий пучок однієї

чи іншої кювети здійснюється поворотом спеціальної ручки 1 (див. рис. 3) до упору вліво або вправо (до положення «1» або «2»). У положенні «1» в світловий пучок вводиться кювета з розчинником, в положенні «2» - в світловий пучок вводиться кювета з досліджуванним розчином. Кюветне відділення закривається кришкою 2. При відкритій кришці кюветного відділення шторка перекриває світловий пучок. Зміна світлофільтрів проводиться перемикачем 3, а перемикання фотоприймачів здійснюється за допомогою ручки 4.

В обчислювальний блок 5 (рис.4) входить мікропроцесорна система «Електроніка МС 2703» (МПС). На передній панелі МПС розташовані клавіатура, цифрове табло і два сигнальних світлодіода. Клавіатура складається з 24 клавіш. Кнопка ПУСК призначена для запуску мікропроцесорної системи. Клавіші «К (1)», «т (2)», «D (5)», «С (4)» призначені для виконання калібрування приладу, вимірів коефіцієнта пропускання, оптичної густини досліджуваного розчину, концентрації речовини в розчині. Кнопка «Ш (0)» МПС призначена для перевірки (вимірювання) «нульового відліку» n_0 . Кнопка «Ц/Р» призначена для переходу МПС в один з двох режимів виконання вимірювань: режим одиночних (разових «Р») вимірювань або режим циклічних («Ц») вимірів. У режимі «Р» вимірювання виконуються один раз при натисканні відповідної клавіші; в режимі «Ц» перший вимір виробляється при натисканні відповідної клавіші і потім повторюється циклічно з періодом 5 секунд до тих пір, поки МПС не буде переведена в режим виконання одиночних вимірювань. Перехід МПС з режиму циклічних вимірів в режим одиночних вимірювань і назад відбувається при натисканні клавіші «Ц / Р». Сигнальний світлодіод «Ц» і сигнальний світлодіод «Р» служать для відображення режиму вимірювання. Якщо МПС знаходиться в режимі одиночних вимірів, то горить світлодіод «Р», в іншому випадку горить світлодіод «Ц».

Цифрове табло складається з 6-ти індикаторів. Перший індикатор служить для відображення одного з символів «3», «2», «1», «4», «5», «0» з'являється при натисканні однієї з клавіш «А (3)», «т (2)», «К (1)», «С (4)», «D (5)» «Ш (0)» відповідно. Індикатори 2-6 служать для виведення результатів вимірювань і значень параметрів «с» і «b».

Перед роботою на колориметрі необхідно проводити підготовчі роботи. Для цього необхідно під'єднати колориметр до мережі 220 В, 50/60 Гц, відкрити кришку кюветного відділення і увімкнути тумблер

СЕТЬ, при цьому повинна засвітитися сигнальна лампа (на цифровому табло можуть з'являтися різні символи). Натиснути клавішу ПУСК: на цифровому табло з'являється миготлива кома (після першого індикатора - індикатора режиму роботи) та світиться індикатор «Р». Якщо кома не з'явилася, треба повторно натиснути клавішу ПУСК.

Перед вимірюванням «нульового відліку» p_0 кришку кюветного відділення відкривають і після закінчення 5 секунд натискають клавішу «Ш (0)». На цифровому табло праворуч від миготливої коми висвічується значення p_0 , а зліва - символ «0». Значення p_0 повинно бути не менше 0,001 та не більше 1,000.

Щоб уникнути похибок, робочі поверхні кювет необхідно перед кожним вимірюванням ретельно протирати спиртоєфірною сумішшю. При установці кювет в кюветотримач не можна торкатися пальцями робочих ділянок поверхонь (нижче рівня рідини в кюветі). Наявність забруднень або крапель розчину на робочих поверхнях кювети призводить до отримання помилкових результатів вимірювань. Рідина наливається в кювети до мітки на бічній стінці кювети.

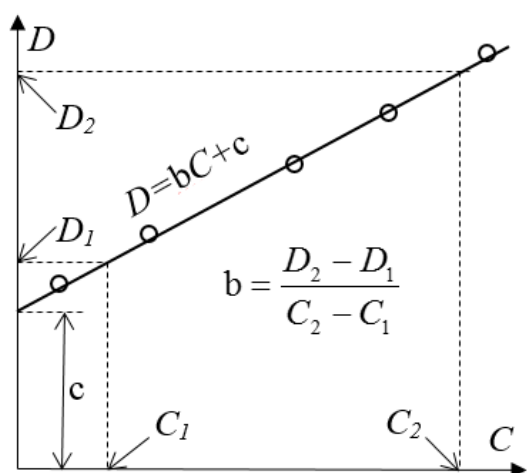


Рис. 5. Концентраційна залежність оптичної густини.

При обробці даних вимірювань колориметром КФК-2МП приймається, що, згідно закону Бера, оптична густина D розчину є лінійною функцією його концентрації C , тобто може бути представлена у виді

$$D = bC + c. \quad (11)$$

Коефіцієнти « b » і « c » визначаються із кривої (лінії) градування, тобто побудованої експериментальної лінійної залежності оптичної густини від концентрації, як показано на рис. 5.

Відповідно клавіші « b » і « c » обчислювального блоку призначені для виклику на цифрове табло з пам'яті МПС значень цих коефіцієнтів для їх контролю або введення нових значень, а клавіша СБР призначена для стирання значення викликаного коефіцієнта (в разі необхідності завдання нового значення). Клавіша «А(3)» призначена для

вимірювання активності у цій лабораторній роботі не використовується.

Блок живлення розташований всередині корпусу колориметра. Він містить стабілізатори напруги з випрямлячами і силові трансформатори.

3. Завдання та хід виконання роботи

Завдання 3.1. Вивчення спектру поглинання водного розчину мідного купороса.

1. Ознайомитися з будовою і принципом роботи колориметра. Приготувати 3 – 5 водних розчинів мідного купоросу відомої концентрації, наприклад 40, 20, 10, 5 г на 100 мл води, розрахувати молярні концентрації враховуючи, що молярна маса сульфату міді (CuSO_4) 159,61 г/моль, а його кристалогідрату ($\text{CuSO}_4 \cdot 5\text{H}_2\text{O}$), відомого під назвою мідний купорос (синій камінь), - 249,658 г/моль. Для орієнтації в необхідній кількості розчинів у Таблиці 2 наведено робочу довжину та об'єм кювет колориметра. Провести перевірку «нульового відліку», як описано вище у п. Методика проведення експерименту.

Таблиця 2.

Робоча довжина та об'єм кювет колориметра КФК-2МП.

Робоча довжина кювети, мм	5	10	20	30	50
Об'єм кювети, мл	2,3	5	9	14	20

2. Заповнити дві однакові за розміром кювети: одну розчинником (чистою водою), другу – одним із приготовлених розчинів і вставити їх у кюветне відділення фотоколориметра. Кювета з розчинником встановлюється в дальнє гніздо, а кювету з досліджуваним розчином у ближнє гніздо кюветотримача.

3. Перемикачем 3 встановити перший світлофільтр (315 нм), перемикачем 4 - потрібний фотоприймач («315 - 540»). В світловий пучок вводиться кювета з розчинником за допомогою ручки 1 (рис. 4), яка встановлюється в положення «1». Далі необхідно закрити кришку 2 кюветного відділення і натиснути клавішу «К (1)». На цифровому табло зліва від миготливої коми загоряється символ «1». Потім, за допомогою ручки 2, яка встановлюється в положення «2», в світловий пучок увести кювету з досліджуваним розчином.

4. При натисканні клавіші «т (2)» на цифровому табло зліва від миготливої коми з'являється символ «2», це означає, що відбулося вимірювання коефіцієнта пропускання. Відлік на цифровому табло праворуч від миготливої коми відповідає коефіцієнту пропускання досліджуваного розчину в процентах. Ці операції проводяться 3-5 разів. Коефіцієнт пропускання вимірюваного розчину визначається як середнє арифметичне з отриманих значень.

5. Аналогічні вимірювання провести для всіх встановлених у колориметр світлофільтрів. При вимірюванні із світлофільтрами 315, 340, 400, 440, 490, 540 нм фотоприймач встановити у положення «315 - 540». При вимірюванні із світлофільтрами 590, 670, 750, 870, 980 нм фотоприймач встановити у положення «590 - 980».

6. Побудувати графік залежності коефіцієнту пропускання від довжини світлової хвилі (спектральну залежність пропускання розчину) відкладаючи по горизонтальній осі довжини хвиль, що відповідають максимуму коефіцієнта пропускання світлофільтрів, а по вертикальній осі - відповідні значення коефіцієнту пропускання розчину.

7. Вибрати світлофільтр для подальших досліджень. Для цього відзначити ту ділянку кривої пропускання, для якої виконуються наступні умови:

- коефіцієнт пропускання має мінімальну величину, тобто наявне максимальне поглинання світла розчином;

- хід кривої приблизно паралельний горизонтальній осі, тобто коефіцієнт пропускання мало залежить від довжини хвилі.

Друга умова може для деяких розчинів не мати місця, тоді при виборі світлофільтра обмежуються виконанням першої умови.

Завдання 3.2. Визначення невідомої концентрації водного розчину мідного купоросу. Перевірка закону Бера

1. Заповнити однакові за розміром кювети розчинами різних відомих концентрацій. Встановити кювети з розчинником (чистою водою) і одним із приготовлених розчинів у кюветне відділення фотоколориметра так, як описано у п. 2 завдання 1. Перемикачем 3 встановити вибраний у першому завданні світлофільтр, перемикачем 4 - потрібний фотоприймач.

2. У світловий пучок увести кювету з розчинником за допомогою ручки 1 (рис. 4), яка встановлюється у положення «1». Далі при закритій кришці 2 кюветного відділення натиснути клавішу «К (1)». На

цифровому табло зліва від миготливої коми загоряється символ «1». Потім, за допомогою ручки 2, яка встановлюється в положення «2», в світловий пучок вводиться кювета з досліджуваним розчином.

3. При натисканні клавіші «D (5)», на цифровому табло зліва від миготливої коми з'являється символ «5», це означає, що відбулося вимірювання оптичної густини. Відлік на цифровому табло праворуч від миготливої коми відповідає оптичній густині досліджуваного розчину. Ці операції проводяться 3-5 разів. Оптична густина вимірюваного розчину визначається як середнє арифметичне з отриманих значень.

4. Аналогічні вимірювання провести для всіх виготовлених концентрацій водних розчинів мідного купоросу. Побудувати графік залежності оптичної густини розчину від його концентрації для вибраного розміру кювет.

5. Виміряти оптичну густина D_x розчину з невідомою концентрацією мідного купоросу налиту у кювету вибраного розміру та за побудованим у п. 4 цього завдання графіком визначити його концентрацію C_x .

6. Фотоколориметр КФК-2МП дозволяє проводити безпосереднє вимірювання невідомої концентрації розчину. Для цього необхідно виконати наступні операції.

З графіку градування, одержаному у п. 4 цього завдання визначити коефіцієнти b і c :

$c = D_0$ – значення оптичної густини при $C=0$, тобто при перетині прямої графіка градування з віссю оптичної густини D ;

b – за формулою (11) – тангенсом кута нахилу лінії $D(C)$ (див. рис. 5).

7. Увести в пам'ять обчислювального блока коефіцієнти b і c . Для цього натиснути клавіші «с» («b»), СБР – на цифровому табло зліва від миготливої коми висвічується символ «с» («b»); за допомогою клавіатури набрати значення коефіцієнта c (b). На цифровому табло справа від миготливої коми висвічується набране значення коефіцієнта. Після цього натиснути клавішу УТВ – інформація записується в пам'ять.

Якщо при введенні коефіцієнтів c або b на цифровому табло висвічується значення, відмінне від потрібного, необхідно повторити всю описану вище процедуру.

Для контролю значень коефіцієнтів c і b у процесі вимірювань передбачена індикація їх значень на цифровому табло. Для цього

необхідно натиснути клавіші «с» («b») – на табло висвітиться їх значення.

8. Для безпосереднього вимірювання невідомої концентрації розчину необхідно виконати пункти 2 і 3 цього завдання з тою відмінністю, що замість натискання клавіші «D (5)», необхідно натискати клавішу «C (4)». Відлік на цифровому табло праворуч від миготливої коми відповідає концентрації досліджуваного розчину.

9. Описана в пунктах 6 – 8 процедура вимірювання концентрації розчину можлива тільки при лінійній залежності оптичної густини від концентрації. В інших випадках невідому концентрацію слід визначати з використанням графіка градування за методикою, описаною в пп. 1 – 5.

Завдання 3.3. Експериментальна перевірка виконання Закону Ламберта-Бугера

1. Заповнити різні за розмірами кювети: попарно однакових розмірів одну розчинником (чистою водою), другу – одним із приготовлених розчинів, і вставити їх у кюветне відділення фотоколориметра. Як і в попередніх дослідах, кювета з розчинником встановлюється в дальнє гніздо, а кювета з досліджуваним розчином у ближнє гніздо кюветотримача.

2. Для кожного розміру кювети визначити оптичну густину розчину на двох довжинах світлової хвилі 540, 670 нм згідно процедури, описаної в пп. 2, 3 завдання 2.

3. Використовуючи одержані результати, побудувати на одному графіку залежності D_λ від l , де l – розмір кювети у напрямку поширення світла. Зробити висновок.

Лінійна залежності залежність $D_\lambda = f(l)$ свідчить про те, що закон Бугера в даному експерименті виконується.

4. За нахилом графіка $D_\lambda(l)$ визначити коефіцієнти поглинання k_λ на вибраних довжинах хвиль, та порівняти їх із отриманими вище значеннями. Зробити висновки.

Контрольні запитання

1. Яке явище називають поглинанням світла?
2. Які фізичні причини зменшення інтенсивності світла при його проходженні через розчини?
3. Сформулюйте закони Бугера, Бера і Бугера-Ламберта-Бера.

4. Що характеризує коефіцієнт поглинання світла, яка його розмірність? За якою формулою його визначають?
5. Що означає поняття оптичної густини? Вкажіть який зв'язок оптичної щільності з коефіцієнтом пропускання світла.
6. Що характеризує молярний коефіцієнт поглинання α_λ (коефіцієнт екстинкції)?
7. Накресліть оптичну схему фотоелектроколориметра і поясніть принцип його роботи.
8. З якою метою в якості джерела світла у фотоколориметрі КФК-2МП використовується лампа розжарювання?
9. Поясніть роль світлофільтрів у приладі КФК-2МП.
10. Розкажіть про можливі застосування фотоколориметричного аналізу в медико - біологічних дослідженнях.

РЕКОМЕНДОВАНІ ДЖЕРЕЛА ІНФОРМАЦІЇ

Основна література

1. Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф. Курс фізики: У 3 кн. Кн. 3. Оптика. Фізика атома та атомного ядра. Навчальний посібник. – К.: Вища школа, 2003. – 311 с.
2. Бушок Г. Ф., Венгер Є. Ф. Курс фізики: У 3 кн. Кн. 2. Електрика і магнетизм: Навч. посіб. – К.: Вища школа, 2003. – 278 с.
4. Кучерук І. М., Горбачук І. Т. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. – К.: Вища школа, 1999. – 464 с.
5. Кучерук І. М., Горбачук І. Т. Загальна фізика. Електрика і магнетизм. – К.: Вища школа, 1995. – 431 с.
- . Горват А. А., Молнар О. О., Мінькович В. В. Методи обробки експериментальних даних з використанням MS Excel. Навчальний посібник. Ужгород: Видавництво УжНУ “Говерла”, 2019. – 182 с
- . Горват А. А., Молнар О. О., Мінькович В. В. Обробка, візуалізація та аналіз експериментальних даних з використанням пакету Origin. Навчальний посібник. Ужгород: Видавництво УжНУ “Говерла”, 2020. – 64 с.
- Студеняк І. П., Бенца В. М., Коперльос Б. М. Фізичний практикум. Оптика. – Ужгород, 2000. – 108 с.
9. Блецкан Д. І., Горват А. А., Кабацій В. М. Електричні вимірювання. – Ужгород: Вид. “Закарпаття”, 2008. – 409 с.

Додаткова література

1. Lea Susan, Burke John. Physics: the nature of things. – West Publishing Company. USA, 1997. – 1199 p.
2. Блецкан Д. І., Горват А. А. Електричні вимірювання і електровимірні прилади. Ужгород, 1999. – 124 с.
3. Блецкан Д. І., Горват А. А. Фізичний практикум (Електрика і магнетизм). Ужгород, 1999. – 176 с.
5. Физический практикум, Под ред. Кемборовского Г.С. – Минск: Университетское, 1986. – 352 с.
6. Лабораторные занятия по физике. Под ред. Гольдина Л. Л. – М.: Наука, 1983. – 704 с.
8. Иверонова В.И. (ред.) Физический практикум. Электричество и магнетизм. Оптика (2-е изд.). М.: Наука, 1968. – 818 с.

Інформаційні ресурси в мережі Інтернет

1. <http://www.nbuv.gov.ua> (Національна бібліотека України імені В. І. Вернадського)
2. <http://www.lib.uzhnu.edu.ua/> (Наукова бібліотека УжНУ).
3. <http://4uth.gov.ua/> (Державна бібліотека України для юнацтва).
4. <https://ddpu.edu.ua/fizmatzbirnyk/slovniky/sl11.pdf> (М.О. Вакуленко, О.В. Вакуленко. Фізичний тлумачний словник).
5. <https://www.unian.ua/science> (Новини науки і технологій)
<https://sites.google.com/a/uzhnu.edu.ua/andrew-horvat/home/3-navcalno-metodicna-robota> (Робоча програма навчальної дисципліни «Електрика і магнетизм, оптика» для студентів денної форми навчання зі спеціальності 163 Біомедична інженерія / Розр. Горват А. А. – Ужгород, 2021 – 17с.)
6. <http://library.ntu-kpi.kiev.ua:8080/handle/123456789/153> (Фізика. Розділ «Електрика і магнетизм» [Електронний ресурс]: конспект лекцій для студентів спеціальностей «Промислова біотехнологія», «Обладнання фармацевтичної та мікробіологічної промисловості» / НТУУ «КПІ» ; уклад. О. П. Кузь. - Електронні текстові дані (1 файл: 7,44 Мбайт). – Київ : НТУУ «КПІ», 2009).
7. <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/6363> (Кузь, О. П. Методичні вказівки для самостійної підготовки та вивчення дисципліни фізика. Розділ: «Оптика» для студентів факультетів біотехнології та хіміко-технологічного напрямку підготовки 6.051401 «Біотехнологія», 6.051301 «Хімічна технологія» [Електронний ресурс] / О. П. Кузь, О. В. Дрозденко ; НТУУ «КПІ». – Електронні текстові дані (1 файл: 12,5 Мбайт). – Київ : НТУУ «КПІ», 2013. – 93 с.).
8. <http://ela.kpi.ua/handle/123456789/2711> (Методичні вказівки для самостійної підготовки та вивчення дисципліни фізика розділ: «Магнетизм» для студентів факультетів: біотехнології та хіміко-технологічного напрямку підготовки 6.051401 «Біотехнологія» та 6.051301 «Хімічна технологія» [Електронний ресурс] / НТУУ «КПІ» ; уклад. О. В. Дрозденко, О. П. Кузь, О. В. Долянська, О. М. Слободян. – Електронні текстові дані (1 файл: 2,49 Мбайт). – Київ: НТУУ «КПІ», 2013. – 115 с.)
9. https://www.studmed.ru/cholpan-pp-fzika-pdruchnik_205e71e7ff9.html (Чолпан П.П. Фізика: Підручник Київ, Вища школа, 2003. — 567 с.
10. <http://web.kpi.kharkov.ua/tef/wp-content/uploads/sites/114/2020/11/cp2011.pdf> (Комп'ютерний лабораторний практикум по фізиці: уч. - метод. пособие / Сук А. Ф., Синельник И. В., Синельник А. В. – Харьков: Изд-во «Точка», 2011. – 247 с.)

ДОДАТКИ

Додаток 1

Повний перелік наявних лабораторних робіт фізичного практикуму

«Електромагнітні коливання і хвилі. Класична оптика»

1. Визначення сили світла лампи розжарення та її питомої потужності. Вивчення світлового поля джерела світла за допомогою фотометра.
2. Визначення фокусних відстаней лінз різними способами.
3. Дослідження недоліків оптичних систем.
4. Вивчення зорової труби і мікроскопа та визначення їх збільшення.
5. Визначення показника заломлення плоскопаралельної пластинки за допомогою мікроскопа та рідин за допомогою рефрактометра.
6. Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля.
7. Визначення радіуса кривизни лінзи і довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона.
8. Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракції на прямокутній щілині.
9. Градування монохроматора. Вивчення спектрів випромінювання газів та їх якісний аналіз за допомогою спектроскопа.
10. Вивчення поляризації світла: 1. Визначення кута Брюстера. 2. Дослідження характеру поляризованого світла за допомогою стопи Столетова. 3. Перевірка закону Малюса.
11. Вивчення явища обертання площини поляризації світла напівтіньовим методом. Вивчення явища магнітного обертання площини поляризації.
12. Вивчення явища поглинання світла за допомогою фотоколориметра.
13. Визначення випромінювальної здатності вольфраму. Вимірювання температури полум'я методом обертання спектральних ліній.
14. Вивчення роботи газового лазера.
15. Ознайомлення з роботою інтерференційного спектроскопа Фабрі-Перо.
16. Вивчення спектральних характеристик оптичних фільтрів.
17. Дослідження розповсюдження електромагнітні хвилі в двопровідній лінії.
18. Вивчення згасаючих коливань у коливальному контурі.

Універсальні фізичні величини

УНІВЕРСАЛЬНІ ФІЗИЧНІ СТАЛІ	ПОЗНА- ЧЕННЯ	ЧИСЛОВЕ ЗНАЧЕННЯ
Швидкість світла у вакуумі	c	$2,998 \cdot 10^8$ м/с
Електрична стала	ε_0	$8,85 \cdot 10^{-12}$ Ф/м
Магнітна стала	μ_0	$1,257 \cdot 10^{-6}$ Гн/м
Стала Больцмана	k	$1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
Стала Авогадро	N_A	$6,02 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹
Стала Фарадея	F	$0,965 \cdot 10^5$ Кл/моль
Елементарний заряд	e	$1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл
Маса спокою електрона	m_e	$9,1 \cdot 10^{-31}$ кг
Питомий заряд електрона	e/m_e	$1,76 \cdot 10^{11}$ Кл/кг
Маса спокою протона	m_p	$1,67 \cdot 10^{-27}$ кг
Питомий заряд протона	e/m_p	$0,959 \cdot 10^8$ Кл/кг
Магнетон Бора	μ_B	$9,27 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл
Магнітний момент електрона	μ_e	$9,3 \cdot 10^{-24}$ Дж/Тл
Ядерний магнетон	$\mu_{\text{я}}$	$5,05 \cdot 10^{-27}$ Дж/Тл
Класичний радіус електрона	r_e	$2,82 \cdot 10^{-15}$ м
Борівський радіус	a_0	$5,29 \cdot 10^{-11}$ м

Формули для наближених обчислень

Нерівності вказують значення $x \ll 1$, при яких розрахунок приводить до помилок, які не перевищують 0,1%

- $(1 \pm x)^n \approx 1 \pm nx$ при $x < 0,031/n$;
- $\frac{1}{1 \pm x} \approx 1 \mp x$ при $x < 0,031$;
- $\sqrt{1 \pm x} \approx 1 \pm 0,5x$ при $x < 0,085$;
- $e^{\pm x} \approx 1 \pm x$ при $x < 0,045$;
- $\ln(1 \pm x) \approx \pm x$ при $x < 0,045$;
- $\sqrt{x \cdot y} \approx 0,5(x + y)$ при $x \approx y$;
- $\frac{1 \pm x}{1 \pm y} \approx 1 \pm (x - y)$ при x та $y \ll 1$;
- $\sin x \approx \operatorname{tg} x \approx x$ при $x < 4,4^\circ (0,077 \text{ рад})$;
- $\cos x \approx 1 - \frac{1}{2}x^2$ при $x < 22,2^\circ (0,387 \text{ рад})$;
- $\pi = 3,1416$;
- $\pi^2 = 9,8696$;
- $\sqrt{\pi} = 1,7725$;
- $e = 2,7183$;
- $e^2 = 7,3892$;
- $\sqrt{e} = 1,6467$;
- $\lg e = 0,4343$;
- $\ln 10 = 2,3026$;
- $1/e = 0,3689$.

Таблиці фізичних параметрів речовин

Показник заломлення газів (парів) та рідин

Газ (пара)	n	Рідина	n
Азот	1,000297	Ацетон	1,359
Аргон	1,000284	Бензин	1,38 - 1,41
Водень	1,000138	Бензол	1,501
Водяна пара	1,000252	Вода	1,333
Гелій	1,000035	Гліцерин	1,474
Кисень	1,000272	Ефір етиловий	0,354
Криптон	1,000427	Масло трансф.	1,476 - 1,488
Ксенон	1,000702	Олія кедрова	1,52
Метан	1,000441	Олія соняшникова	1,47
Неон	1,00067	Розчин цукру у воді (20 %-й)	1,364
Пара ртуті	1,000933	Розчин цукру у воді (80 %-й)	1,49
Повітря	1,000292	Спирт етиловий	1,361
Фтор	1,000195	Спирт метиловий	1,329
Хлор	1,000768	Толуол	1,497

Показник заломлення твердих речовин

Речовина	n	Речовина	n
Алмаз	2,417	Скло:	
Бурштин	1,532	кварцове	1,458
Кам'яна сіль	1,544	звичайне	1,48 - 1,53
Камфора	1,546	оптичне	1,47 - 2,04
Кварц	1,544	оптичне К80	1,516
Корунд	1,769	оптичне БК10	1,569
Лід (0°C)	1,31	оптичне ТК2	1,572
Оргскло	1,485 - 1,500	оптичне ТК16	1,613
Рубін	1,76	оптичне ТФ1	1,648
Цукор	1,56	оптичне ТФ5	1,755
Слюда	1,56 - 1,60	оптичне СТФ	2,036

Показник заломлення n вказаний для $\lambda = 589,3$ нм (жовта лінія натрію).

Концентраційна залежність показники заломлення n

водних розчинів етилового спирту та гліцерину при 20 °С

Концентрація, %	<i>n</i> для етилового спирту	<i>n</i> для гліцерину	Концентрація, %	<i>n</i> для етилового спирту	<i>n</i> для гліцерину
0	1,33303	1,33303			
5	1,33616	1,33880	55	1,36233	1,40554
10	1,33962	1,34481	60	1,36328	1,41299
15	1,34326	1,35106	65	1,36402	1,42044
20	1,34695	1,35749	70	1,36455	1,42789
25	1,35044	1,36404	75	1,36482	1,43534
30	1,35349	1,37070	80	1,36489	1,44290
35	1,35594	1,37740	85	1,36471	1,45085
40	1,35800	1,38413	90	1,36419	1,45839
45	1,35973	1,39089	95	1,36310	1,46597
50	1,36117	1,39809	100	1,36130	1,47399

Температурна залежність показники заломлення *n* води на довжині хвилі $\lambda = 589,3$ нм (жовта лінія натрію)

<i>t</i> , °С	<i>n</i>	<i>t</i> , °С	<i>n</i>	<i>t</i> , °С	<i>n</i>
	1,33395	10	1,33369	20	1,33299
1	1,33395	11	1,33364	21	1,3329
2	1,33394	12	1,33358	22	1,3328
3	1,33393	13	1,33352	23	1,33271
4	1,33391	14	1,33346	24	1,33261
5	1,33388	15	1,33339	25	1,3325
6	1,33385	16	1,33331	30	1,33194
7	1,33382	17	1,33324	31	1,33182
8	1,33378	18	1,33316	40	1,33061
9	1,33374	19	1,33307	50	1,32904

Дисперсія показника заломлення *n* води при 20 °С

λ , нм	<i>n</i>	λ , нм	<i>n</i>		
303,4	1,3581	480	1,3374	589,3	1,3333
361,1	1,3474	486,1	1,3371	643,8	1,3314
404,7	1,3428	508,6	1,3360	656,2	1,3311
434,1	1,3404	546,1	1,3345	768,2	1,3299

Технічні характеристики світлофільтрів

№	Світлофільтр (назва)	Марка скла	Спектральний діапазон пропускання, нм
1	Червоний	КС-11	600—700
2	Оранжевий	ОС-5	580—620
3	Жовтий	ЖС-18	540—600
4	Зелений	ЗС-8	520—560
5	Голубий	СЗС-21	450—520
6	Синій	СС-1	400—500
7	Фіолетовий	ФС-1	380—420

Довжини хвиль яскравих ліній у спектрі випромінювання неона та ртутної лампи

Неон	λ , нм	Ртутна лампа	λ , нм
Яскраво-червона	640,2	Червона	623,40
Червоно-оранжева (ліва)	614,3	Червоно-оранжева	612,26
Оранжева (перша вліво від четвертої)	594,5	Червоно-оранжева	607,29
Жовта	585,2	Жовта	579,07
Світло-зелена (перша вправо від четвертої)	576,0	Жовта	576,96
Зелена (ліва з двох однакових)	540,0	Зелена	546,07
Зелена (права з двох однакових)	533,0	Зелена	490,00
Зелена (права з п'яти)	503,1	Синя	435,83
Блакитна (одинична)	472,0	Синя	434,67
Синя (одинична)	446,0	Фіолетова	407,78
		Фіолетова	404,66

Діелектрична проникність речовин ε

РЕЧОВИНА	ε	РЕЧОВИНА	ε
1. Азот (рідина)	1,445	12. Кварц	3,75
2. Азот (газ)	1,0006	13. Кисень (газ)	1,0005
3. Ацетон	20,74	14. Мармур	6,6–8,5
4. Вода (рідина)	81	15. Масло трансформ.	2,2
5. Вода (пара)	1,0126	16. Парафін	2
6. Віск	7,8	17. Плексиглас	3,5
7. Гас	2	18. Скло	5,6 – 10
8. Гетинакс	7 – 8	19. Слюда	7,5
9. Ебоніт	2,6–4	20. Спирт метиловий	33,1
10. Каучук	2,3	21. Текстоліт	8
11. Кераміка: $ZrNiO_4$	28 – 30	22. Фарфор	6
TiO_2	78 – 88	23. Бурштин (янтар)	2,8
$CaTiO_3$	150 – 160		

Магнітна сприйнятливість $\chi = \mu - 1$ деяких речовин

ПАРАМАГНЕТИКИ	$(\mu - 1),$ 10^{-6}	ДІАМАГНЕТИКИ	$(1 - \mu),$ 10^{-6}
1. Алюміній	23	1. Бензол	7,5
2. Вольфрам	176	2. Водень	0,063
3. Платина	360	3. Вода	9,0
4. Ебоніт	14	4. Вісмут	як 176
5. Азот	0,013	5. Кварц	15,1
6. Повітря	0,38	6. Кам'яна сіль	12,6
7. Кисень	1,9	7. Мідь	10,3
8. Кисень (рідкий)	3400	8. Скло	12,6

Енергія іонізації A_I , eV

АТОМ	A_I	АТОМ	A_I	МОЛЕКУЛА	A_I
1. Ar	15,7	7. N	14,5	1. CO ₂	14,4
2. H	13,5	8. Na	15,8	2. H ₂	15,4
3. He	24,58	9. Ne	21,5	3. H ₂ O	13,2
4. Hg	10,4	10. O	13,5	4. N ₂	15,8
5. K	4,32	11. Xe	12,8	5. O ₂	12,5
6. Kr	13,9				

Робота виходу електронів з металів A , eВ

РЕЧОВИНА	A	РЕЧОВИНА	A	РЕЧОВИНА	A
1. Алюміній	3,74	9. Літій	2,40	17. Рубідій	2,13
2. Барій	2,49	10. Магній	3,46	18. Срібло	4,74
3. Вісмут	4,62	11. Мідь	4,47	19. Тантал	4,07
4. Вольфрам	4,54	12. Молібден	4,20	20. Титан	3,92
5. Залізо	4,74	13. Натрій	2,30	21. Торій	3,41
6. Золото	4,68	14. Нікель	5,00	22. Цезій	1,97
7. Калій	2,00	15. Платина	5,20	23. Цинк	4,00
8. Кальцій	2,67	16. Ртуть	4,52	24. Уран	3,74

Густина речовин d

ТВЕРДІ ТІЛА	$d \cdot 10^{-3}$ КГ/М ³	РІДИНИ	$d \cdot 10^{-3}$ КГ/М ³
1. Алмаз	3,5	1. Бензол	0,88
2. Алюміній	2,7	2. Вода (t= +4 ⁰ С)	1,00
3. Берилій	1,84	3. Вода (t= +100 ⁰ С)	0,958
4. Вольфрам	19,1	4. Важка вода	1,260
5. Графіт	1,6	5. Гас	0,80
6. Залізо(сталь)	7,8	6. Гліцерин	1,26
7. Золото	19,1	7. Касторове масло	0,80
8. Кадмій	8,65	8. Рицинова олія	0,95
9. Калій	0,87	9. Ртуть	13,6
10. Кобальт	8,9	10. Скипидар	0,858
11. Лід	0,916	11. Спирт етил.	0,789
12. Мідь	8,9	12. Спирт метил.	0,792
13. Молібден	10,2	13. Толуол	0,858
14. Натрій	0,97	14. Ефір	0,72
15. Нікель	8,9	ГАЗИ	d , КГ/М ³
16. Олово	7,4	(за норм. умов)	
17. Платина	21,5	1. Азот	1,25
18. Свинець	11,3	2. Водень	0,09
19. Срібло	10,5	3. Вуглекислий газ	1,98
20. Титан	4,5	4. Гелій	0,18
21. Уран	19,0	5. Кисень	1,43
22. Цинк	7,0	6. Повітря	1,29

Шкала електромагнітних хвиль

Назва діапазону хвиль	Діапазон довжин хвиль		Діапазон частот
	в метрах	в інших одиницях	Гц
Низькочастотні електричні коливання	більше 10^5	більше 100 км	$0 - 10^3$
Радіохвилі	$10^5 - 10^3$	100 км – 1 мм	$3 \cdot 10^3 - 3 \cdot 10^{11}$
Інфрачервоне випромінювання	$2 \cdot 10^{-3} - 7,6 \cdot 10^{-7}$	2 мм – 760 нм	$1,5 \cdot 10^{11} - 4 \cdot 10^{14}$
Видиме випромінювання	$7,6 \cdot 10^{-7} - 3,8 \cdot 10^{-7}$	760 нм - 380 нм	$4 \cdot 10^{14} - 8 \cdot 10^{14}$
Ультрафіолетове випромінювання	$3,8 \cdot 10^{-7} - 3 \cdot 10^{-9}$	380 нм – 3 нм	$8 \cdot 10^{14} - 10^{17}$
Рентгенівське випромінювання	$10^{-8} - 10^{-12}$	10 нм – 1 пм	$3 \cdot 10^{16} - 3 \cdot 10^{20}$
Гамма-випромінювання	менше 10^{-11}	менше 10 пм	більше 10^{19}



ЗМІСТ

Передмова	3
Лабораторна робота № 1. Дослідження згасаючих коливань у LC контурі	6
Лабораторна робота № 2. Дослідження розповсюдження електромагнітних хвиль вздовж двопровідної лінії	16
Лабораторна робота № 3. Визначення сили світла електричної лампи і вивчення її світлового поля	30
Лабораторна робота № 4. Визначення оптичних параметрів збірної і розсіюючої лінз та дослідження їх недоліків	41
Лабораторна робота № 5. Дослідження інтерференції та дифракції світла	56
Лабораторна робота № 6. Дослідження поляризації світла, визначення концентрації розчину цукру	80
Лабораторна робота № 7. Вивчення явища поглинання світла за допомогою фотоколориметра	96
Рекомендовані джерела інформації	110
Додатки	112

Навчальне видання

ГОРВАТ Андрій Андрійович
ГРАБАР Олександр Олексійович

ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ. Частина 4. Електромагнітні коливання і хвилі. Класична оптика. Навчальний посібник

Редактор **XXXXXX**

Коректор **XXXXXX**

Комп'ютерна верстка **XXXXXXXXXX**

Підписано до друку XX.XX.2021 Формат 60x84/16

Папір офсетний. Гарнітура Times New Roman. Друк офсетний.

Умовн. друк. арк. **XX,х**. Тираж **XX**. Замовлення **XXX**.

Видавництво «**XXXXXX**»,

Горват А.А.

Г–67 ФІЗИЧНИЙ ПРАКТИКУМ. Частина 4. Електромагнітні коливання і хвилі. Класична оптика. Навчальний посібник. А. А. Горват, О.О. Грабар. – Ужгород: Видавництво . **XXXX**, 2022 р. – **XXX** с.

У посібнику наведені описи лабораторних робіт загального фізичного практикуму, які містять короткі теоретичні відомості, методику проведення експерименту, опис приладів та завдання і порядок їх виконання з курсу "Електрика і магнетизм, класична оптика" дисципліни "Загальна фізика" для студентів фізичного факультету УжНУ спеціальностей 163 "Біомедична інженерія" і 153 "Мікро-та наносистемна техніка".

Посібник призначений для використання при підготовці до лабораторних занять та для самостійної роботи студентів, які навчаються за вказаними спеціальностями і може бути корисним для студентів інших інженерних спеціальностей.

УДК 53 (075.8)

ББК 22.33я73

