

С.Г. Авдєєв, Т.І. Бабюк, П.В. Гель, О.С. Камінський

Лабораторний практикум з фізики

частина 2
(коливання і хвилі, оптика)



Міністерство освіти та науки України
Вінницький національний технічний університет

С.Г. Авдєєв, Т.І. Бабюк, П.В. Гель, О.С. Камінський

Лабораторний практикум з фізики

частина 2
(коливання і хвилі, оптика)

Затверджено Вченою радою Вінницького національного технічного університету як лабораторний практикум для студентів електротехнічних спеціальностей. Протокол № 8 від 2.03.2006

Вінниця ВНТУ 2006

УДК 53 (075)
А 75

Рецензенти

П.М. Зузяк, доктор фізико-математичних наук, професор
В.Г. Дзісь, кандидат технічних наук, доцент
І.О. Сівак, доктор технічних наук, професор

Рекомендовано до видання Вченою радою Вінницького національного технічного університету Міністерства освіти і науки України.

А 75 **Авдєєв С.Г., Бабюк Т.І., Гель П.В., Камінський О.С.**
Лабораторний практикум з фізики, ч.2 (коливання і хвилі, оптика). Лабораторний практикум. Видання друге, перероблене
– Вінниця: ВНТУ, 2006. – 112с.

Практикум складено відповідно до діючої програми з курсу фізики для технічних вузів і пропонується студентам всіх форм навчання.

УДК 53 (075)

© С.Г. Авдєєв, Т.І. Бабюк, П.В. Гель, О.С. Камінський, 2006

ЗМІСТ

Коливання і хвилі	4
Лабораторна робота № 4.1 Фізичний маятник	4
Лабораторна робота № 4.2 Вивчення законів коливання математичного маятника	12
Лабораторна робота № 4.3 Вивчення явища додавання гармонічних коливань	18
Лабораторна робота № 4.4 Вивчення затухаючих електромагнітних коливань	24
Лабораторна робота № 4.5 Визначення частоти коливань мультивібратора.....	31
Лабораторна робота № 4.6 Вивчення поперечних коливань струни	38
Лабораторна робота № 4.7 Визначення швидкості звуку в повітрі методом резонансу	42
Лабораторна робота № 4.8 Визначення швидкості звуку в повітрі методом інтерференції	47
Лабораторна робота № 4.9 Вивчення резонансу напруг і струмів	57
 Оптика	 64
Лабораторна робота № 5.1 Визначення головної фокусної віддалі оптичних систем	64
Лабораторна робота № 5.3 Визначення показника заломлення скляної пластинки за допомогою мікроскопа	67
Лабораторна робота № 5.4 Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френзеля	72
Лабораторна робота № 5.5 Визначення довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона	77
Лабораторна робота № 5.6 Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки	82
Лабораторна робота № 5.7 Вивчення дифракції Фраунгофера на дифракційній решітці	91
Лабораторна робота № 5.8 Вивчення закону Малюса	96
Лабораторна робота № 5.9 Визначення сталої Стефана – Больцмана ..	101
Лабораторна робота № 5.10 Вивчення зовнішнього фотоефекту	107
Лабораторна робота № 5.11 Вивчення спектральних закономірностей атома водню та визначення сталої Ридберга.....	111
Лабораторна робота № 5.12 Дослідження співвідношення невизначеностей Гейзенберга для фотонів	117

Коливання і хвилі

Лабораторна робота № 4.1 Фізичний маятник

Мета роботи: вивчити коливання фізичного маятника та визначити прискорення сили земного тяжіння.

Прилади і матеріали: фізичний маятник, секундомір, лінійка.

Теоретичні відомості

Багато фізичних питань зводяться до дослідження поведінки системи при її відхиленнях від положення рівноваги. Якщо при цьому виникають сили, які намагаються повернути систему в початкове положення, то система буде здійснювати коливання.

Коливанням називається рух, який характеризується певним ступенем повторювання.

Надалі ми будемо припускати, що система здійснює одновимірні коливання. Якщо $f(x)$ - сила, яка діє на коливну систему в точках з координатою x , то для знаходження закону руху $x = x(t)$ потрібно розв'язати рівняння руху (II закон Ньютона)

$$m \frac{d^2 x}{dt^2} = f(x), \quad (1)$$

де m - маса коливної системи.

Однак, навіть у найпростішому випадку одновимірного руху залежність сили від відстані, як правило, досить складна. Тому при розв'язуванні рівняння (1) виникають значні труднощі. Якщо ж розв'язок отримано, то він може бути настільки складним, що його дуже важко проаналізувати. У випадку, якщо повертаюча сила пропорційна зміщенню тіла від положення рівноваги (квазіпружна сила):

$$f = -kx, \quad (2)$$

розв'язання рівняння (1) значно спрощується.

Оскільки сила, яка повертає систему в початкове положення, пропорційна зміщенню, то рівняння називається лінійним. Враховуючи (2), рівняння (1) може бути записане в такому вигляді:

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + \frac{k}{m} x = 0. \quad (3)$$

Рівняння (3) називається диференціальним рівнянням гармонічних коливань. Будемо шукати розв'язок рівняння (3) у вигляді:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (4a)$$

Продиференціюємо цей розв'язок двічі за часом

$$\begin{aligned} \frac{dx}{dt} &= -A\omega_0 \sin(\omega_0 t + \varphi_0) \\ \frac{d^2 x}{dt^2} &= -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \end{aligned} \quad (4б)$$

Підставимо вирази (4a) і (4б) в рівняння (3):

$$\begin{aligned} -A\omega_0^2 \cos(\omega_0 t + \varphi_0) + \frac{k}{m} A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) &= 0; \\ \left(\frac{k}{m} - \omega_0^2 \right) A \cos(\omega_0 t + \varphi_0) &= 0. \end{aligned}$$

Таким чином, наш передбачуваний розв'язок задовольняє рівняння руху при довільних t , якщо

$$\frac{k}{m} - \omega_0^2 = 0 \quad \text{або} \quad \omega_0^2 = \frac{k}{m}.$$

Таким чином, рівняння гармонічних коливань може бути подано у вигляді:

$$x = A \cos(\omega_0 t + \varphi_0),$$

або

$$x = A \sin(\omega_0 t + \varphi_0). \quad (5)$$

Графік цієї функції зображено на рис. 1.

Рух, при якому фізичні величини змінюються за законом косинуса чи синуса, називається гармонічним.

Максимальне відхилення точки від положення рівноваги A називається амплітудою коливань, а аргумент косинуса (чи синуса) $\omega t + \varphi_0$ фазою коливання. Величина φ_0 , яка називається початковою фазою, показує відставання чи випередження, з яким досягається максимальне зміщення A по відношенню до моменту часу $t = 0$.

Зауважимо, що величина φ_0 не впливає на форму кривої $x(t)$, а залежить лише від вибору початку відліку часу t .

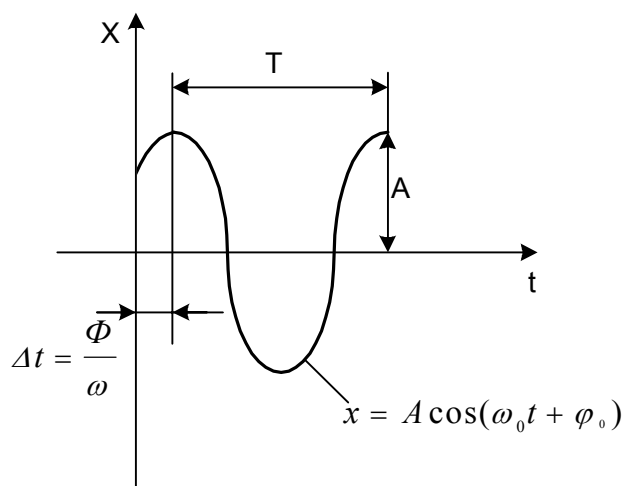


Рис.1

Періодом T коливань називається час, за який здійснюється одне повне коливання. Частота f визначається як число повних коливань в 1 секунду. Частоту, як правило, вимірюють в герцах (Гц). Очевидно:

$$f = \frac{1}{T}, \quad T = \frac{1}{f}.$$

Оскільки рух тіла, що коливається, повторюється з періодом, рівним T , в момент часу $t = T$ тіло повинно знаходитися в тій самій точці та рухатися в тому самому напрямку, що і в момент часу $t = 0$. А оскільки синус та косинус – це функції, які змінюються з періодом 2π , то з (5) ми маємо:

$$\omega_0(t + T) + \varphi_0 = \omega_0 t + \varphi_0 + 2\pi,$$

звідки

$$\omega_0 = \frac{2\pi}{T} = 2\pi f.$$

Величину ω_0 називають власною циклічною частотою коливань. Вона визначає кількість коливань, які здійснює точка за час 2π секунд. Вираз (5), таким чином, можна записати у вигляді:

$$x = A \cos\left(\frac{2\pi t}{T} + \varphi_0\right) \quad \text{або} \quad x = A \cos(2\pi f t + \varphi_0). \quad (6)$$

Розглянемо малі коливання фізичного маятника. Фізичним маятником називається тверде тіло, яке може коливатися навколо нерухомої горизонтальної осі, що не проходить через центр мас тіла. Точка її перетину N з вертикальною площиною, яка проходить через центр мас

маятника, називається точкою підвісу маятника (рис.2). Положення тіла в кожен момент часу можна охарактеризувати кутом α відхилення його від положення рівноваги.

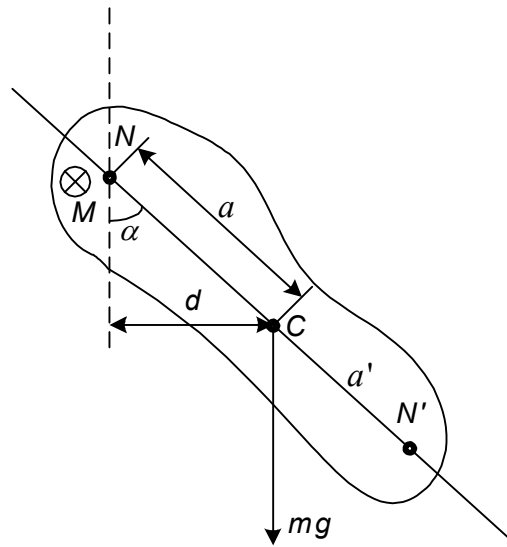


Рис.2

Відстань від центра мас до осі дорівнює a . При повороті тіла від положення рівноваги на кут α виникає повертаючий момент сил тяжіння, який дорівнює :

$$M = mgd = mga \sin \alpha,$$

де m - маса тіла;

d - плече сили mg .

При коливаннях тільки цей момент буде діяти на тіло. Отже, другий закон динаміки для обертального руху

$$M = J\varepsilon \tag{7}$$

прийме вигляд:

$$J \frac{d^2 \alpha}{dt^2} = -mga \sin \alpha, \tag{8}$$

де J — момент інерції тіла відносно горизонтальної осі, яка проходить через точку N , перпендикулярно до площини рисунка.

При малих кутах відхилення $\sin \alpha \approx \alpha$, тоді:

$$\frac{d^2 \alpha}{dt^2} + \frac{mga}{J} \alpha = 0. \tag{9}$$

Рівняння (9) за виглядом збігається з рівнянням (3). Отже, коливання

маятника є гармонічними з частотою:

$$\omega_0 = \sqrt{\frac{mga}{J}}. \quad (10)$$

Період коливань фізичного маятника:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{J}{mga}}. \quad (11)$$

Якщо період коливань не залежить від амплітуди, то такі коливання називаються ізохронними. З рівняння (10) випливає, що малі коливання фізичного маятника ізохронні.

Окремим випадком фізичного маятника є математичний маятник. Це маятник, вся маса якого зосереджена в одній точці – у центрі мас маятника C . Прикладом математичного маятника може бути кулька, яка підвішена на довгій нерозтяжній і невагомій нитці. Для математичного маятника $a = l$, $J = ml^2$, де l – довжина маятника, і, таким чином, формулу (11) можна записати:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}. \quad (12)$$

Порівнюючи (12) та (11), робимо висновок, що фізичний маятник коливається так, як математичний маятник довжиною:

$$L = \frac{J}{ma}, \quad (13)$$

яка називається зведеною довжиною фізичного маятника.

Відкладемо від точки N вздовж NC відрізок NN' , довжина якого дорівнює зведеній довжині фізичного маятника. Точка N' називається центром коливань. Центр коливань можна визначити як математичну точку, в якій треба зосередити всю масу фізичного маятника, щоб період його коливань залишився без змін. За теоремою Штейнера $J = J_c + ma^2$, де J_c – момент інерції маятника відносно паралельної осі, яка проходить через центр мас C .

Підставивши цей вираз в (13), маємо:

$$L = a + \frac{J_c}{ma}. \quad (14)$$

Звідси випливає:

1) $L > a$, тобто, точка підвішування N та центр коливань N' знаходяться по різні боки від центра мас C ;

2) усім точкам підвішування, які знаходяться на однакових відстанях від центра мас, відповідає одна зведена довжина L , а отже, один і той же період коливань T .

Точка підвішування та центр коливань виявляються взаємними або спряженими точками в такому розумінні.

Якщо маятник підвісити за центр коливань N' , то його період не зміниться, а колишня точка підвішування стане новим центром коливань. Для доведення цього позначимо через a' довжину відрізка $N'C$ та припустимо, що маятник підвісили за точку N' . Тоді аналогічно (14) його зведена довжина дорівнює:

$$L' = a' + \frac{J_c}{ma'} \quad (15)$$

Але $a' = L - a$, або згідно з (14) $a' = \frac{J_c}{ma}$. Підставивши це значення в (15), одержимо $L' = \frac{J_c}{ma} + a$. Таким чином, $L' = L$, тобто зведена довжина, а також період коливань фізичного маятника лишилися без змін.

Якщо відома довжина L , то визначивши період коливань фізичного маятника за допомогою секундоміра, можна визначити величину прискорення вільного падіння g в даному місці. З (11) та з врахуванням (13) одержимо:

$$g = \frac{4\pi^2 J}{ma^2 T} = \frac{4\pi^2 L}{T^2} \quad (16)$$

Відмітимо, що таким методом були проведені найбільш точні вимірювання сили тяжіння та визначені її зміни в різних точках земної поверхні.

За допомогою таких вимірювань g визначають місцеві зміни густини земної кори та на цій основі роблять висновки про породи, які залягають на глибині (гравітаційна розвідка копалин).

Хід роботи

Існують різні конструкції оборотного маятника. На рис. 3 показана одна з них, яка використовується в роботі. Маятник складається зі сталюгого стержня, довжина якого більша метра. На стержні жорстко закріплені опорні сталі призми N , N' та сталюа чечевиця B , яка знаходиться між ними. Друга сталюа чечевиця D знаходиться на одному з кінців стержня, вона може рухатися вздовж стержня і закріплюватися в потрібному положенні.

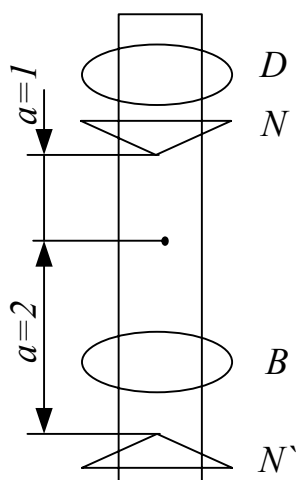


Рис. 3

Прискорення сили тяжіння за допомогою такого фізичного маятника можна визначити таким способом. При зміщенні чечевиці D необхідно домогтись збігу періодів коливань навколо точок підвішування N та N' (для чого необхідно перевернути маятник). Призми N та N' закріплені асиметрично відносно центра мас C . Тому при збігу періодів коливань відстань між ними дає зведену довжину маятника L , яка дорівнює відстані між призмами:

$$L = NN'.$$

Вимірявши L , період коливань T можна розрахувати за формулою (16).

1. Провести не менше 3 серії дослідів для визначення g .
2. Виміряти період коливань в кожній серії дослідів не менше 5 разів, визначаючи кожний раз час 40..50 коливань.
3. Вимірявши L , визначити g за формулою (16).

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. Розрахувати абсолютну та відносну похибки вимірювань g .
2. Порівняти одержані результати з табличними даними та проаналізувати їх.

Додаткове завдання

1. Дослідити залежність періоду коливань T від величини a (див.рис.2), побудувати та проаналізувати графік $T = f(a)$.
2. Користуючись теоремою Штейнера, довести співвідношення $L=L'$ (див.рис.3).

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. При яких умовах коливальна система буде здійснювати коливання?
3. В яких умовах коливання будуть одновимірними?
4. Які обмежувальні умови накладаються на обертові сили, під дією яких здійснюються коливання?
5. Яке диференціальне рівняння гармонічних коливань називається лінійним?
6. Записати та пояснити диференціальне рівняння гармонічних коливань.
7. Записати та пояснити розв'язок диференціального рівняння гармонічних коливань.
8. Як можна визначити швидкість гармонічних коливань матеріальної точки або твердого тіла?
9. Як можна визначити прискорення гармонічних коливань матеріальної точки або твердого тіла?
10. Що таке амплітуда коливань?
11. Що таке період коливань? Чому дорівнює період коливань математичного маятника? Поясніть всі фізичні величини.
12. Що таке власна циклічна частота гармонічних коливань?
13. Що таке фізичний маятник?
14. Як можна одержати диференціальне рівняння гармонічних коливань фізичного маятника?
15. Які коливання маятника називаються ізохорними?
16. Що таке зведена довжина фізичного маятника?

Контрольні запитання до захисту лабораторної роботи

1. За допомогою якого маятника – математичного чи фізичного, одержують більш точні значення прискорення земного тяжіння?
2. Як практично можна виміряти зведену довжину фізичного маятника?
3. Чому кут відхилення фізичного маятника від положення рівноваги має бути обмеженим?
4. Для яких цілей в цій роботі використовують теорему Штейнера?
5. Як можна розраховувати абсолютну та відносну похибки вимірювань прискорення земного тяжіння?
6. Які фактори лабораторної установки найбільш суттєво впливають на величини похибок?

Лабораторна робота № 4.2

Вивчення законів коливання математичного маятника

Мета роботи: вивчити закони гармонічних коливань математичного маятника та переконатись в їх справедливості шляхом зіставлення періодів коливань, одержаних експериментально і теоретичними розрахунками.

Прилади і матеріали: установка для визначення періоду коливань з допомогою фотоелектричного датчика і універсального мілісекундоміра, математичний маятник, набір важків.

Теоретичні відомості

Для підготовки до виконання цієї роботи використати теоретичні відомості лабораторної роботи № 4.1 "Фізичний маятник".

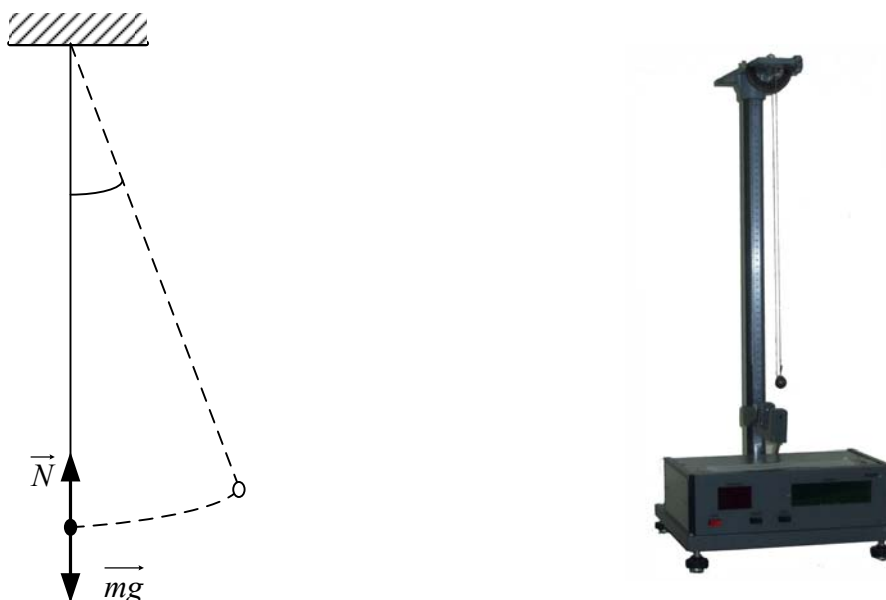


Рис. 1

Як відомо, математичним маятником називається матеріальна точка, або тіло, розмірами якого можна знехтувати, підвішене на нерозтяжній і невагомій нитці. При малих кутах відхилення (див. рис.1) від положення рівноваги, які не перевищують $7-8^\circ$, маятник здійснює гармонічні коливання. У цьому випадку період коливань визначається за формулою:

$$T = 2\pi \sqrt{\frac{l}{g}}, \quad (1)$$

де l - довжина маятника;

g - прискорення вільного падіння.

Падіння тіл на землю - одне з проявлень закону всесвітнього тяжіння, за яким сила взаємодії F_{zp} двох матеріальних точок масою m_1 та m_2 на відстані R одна від одної визначається за формулою:

$$F_{zp} = \gamma \frac{m_1 m_2}{R^2}, \quad (2)$$

де $\gamma = 6,67 \cdot 10^{-11} \text{ Н/м}^2 \text{кг}^2$ - гравітаційна стала.

Під дією сили притягання до Землі всі тіла падають з однаковим відносно поверхні Землі прискоренням g . Це означає, що в системі відліку, пов'язаній із Землею, на всяке тіло масою m діє сила:

$$P = mg. \quad (3)$$

У даному випадку цю систему відліку ми вважаємо інерційною. На основі закону всесвітнього тяжіння прискорення вільного падіння повинно бути рівним

$$g = \gamma \frac{M}{R^2}, \quad (4)$$

де $M = 5,96 \cdot 10^{24} \text{ кг}$ - маса Землі;

R - радіус Землі в даному місці.

Визначення величини прискорення вільного падіння дало можливість вирахувати масу Землі, а також її середню густину ($\rho = 5,5 \cdot 10^3 \text{ кг/м}^3$).

За законом тяжіння з віддаленням від Землі прискорення зменшується за формулою:

$$g_h = \gamma \frac{M}{(R_0 + h)^2} = g_0 \left(\frac{R_0}{R_0 + h} \right)^2 \approx g_0 \left(1 - \frac{2h}{R_0} \right), \quad (5)$$

де $R_0 = 6,37 \cdot 10^6 \text{ м}$ - середній радіус Землі;

$g_0 = 9,81 \text{ м/с}^2$ — нормальне (стандартне) прискорення.

При вивченні руху тіл відносно земної поверхні необхідно врахувати, що Земля здійснює добове обертання навколо власної осі з кутовою швидкістю ω . Тому необхідно ввести відцентрову силу інерції:

$$F_{in} = m\omega^2 r, \quad (6)$$

де m - маса тіла;

r - відстань тіла від земної осі (рис.2).

Обмежуючись випадками, коли висота тіл над поверхнею Землі невелика, можна покласти $r = R \cos \varphi$, тому вираз для сили інерції набуде вигляду:

$$F_{in} = m \omega^2 R \cos \varphi, \quad (7)$$

де φ – географічна широта.

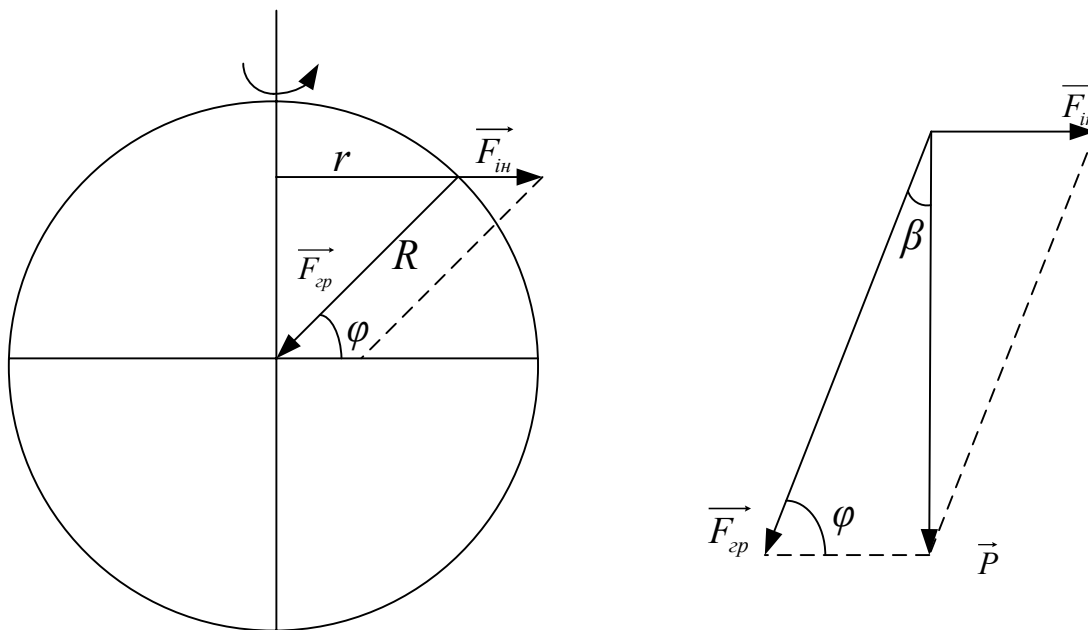


Рис. 2

Отже, прискорення вільного падіння тіл відносно Землі обумовлене дією двох сил: гравітаційної сили F_{zp} і сили інерції F_{in} . Результуюча цих двох сил (див. рис.2) $\vec{P} = \vec{F}_{zp} + \vec{F}_{in}$ називається силою тяжіння і для тіл в інерціальних відносно Землі системах відліку збігається з їх вагою. Величину сили тяжіння (ваги тіла) знайдено за теоремою косинусів:

$$P = \sqrt{F_{zp}^2 + F_{in}^2 - 2F_{zp} \cdot F_{in} \cos \varphi}. \quad (8)$$

Але вага тіла P мало відрізняється від сили притягання F_{zp} , тому що відцентрова сила інерції значно менша F_{zp} . Тому й кут β між напрямками сил F_{zp} і P досить малий, його можна оцінити, скориставшись теоремою синусів $\frac{\sin \beta}{\sin \varphi} = \frac{F_{in}}{P}$, звідки отримується співвідношення

$$\beta = 0,0018 \sin 2\varphi, \quad (9)$$

де φ - географічна широта;

β - кут відхилення ваги тіла від вертикалі в радіанах.

Аналізуючи формулу (8) та враховуючи (2), (5), (7), бачимо, що вага тіла, а також відповідно прискорення вільного падіння, мають досить складну залежність від кількох параметрів. Тому здебільшого для технічних розрахунків та для визначення зміни прискорення вільного падіння при віддаленні від поверхні Землі користуються наближеною формулою (5), а для знаходження числового значення прискорення g на незначних висотах h (в м) над рівнем моря в залежності від географічної широти φ використовують більш точну, але також наближену формулу:

$$g = 9,78049(1 + 5,2884 \cdot 10^{-3} \sin^2 \varphi - 5,9 \cdot 10^{-6} \sin^2 2\varphi) \cdot \left(1 - \frac{2h}{R_0}\right), \quad (10)$$

яка була запропонована Міжнародним геодезичним конгресом в 1930 році. Експериментальне числове значення g можна визначити при вивченні коливань фізичного чи математичного маятників.

Опис експериментальної установки

Експериментальна установка є приладом, що дозволяє з високим ступенем точності визначити період коливань математичного чи фізичного маятників за допомогою фотоелектричного датчика і універсального мілісекундоміра. На цьому приладі визначається час певної кількості повних коливань маятника, а період коливань розраховується за формулою:

$$T = \frac{t}{n}. \quad (11)$$

Порядок виконання роботи

Завдання 1

1. Нижній кронштейн з фотоелектричним датчиком встановити в нижній частині колонки, щоб верхня грань кронштейна показувала на шкалі довжину не менше 50 см.
2. Повертаючи верхній кронштейн, розмістити над фотоелектричним датчиком математичний маятник.
3. Обертаючи коробочку на верхньому кронштейні, встановити довжину маятника так, щоб кулька перетинала оптичну вісь фотоелектричного датчика.
4. Ввімкнути прилад перемикачем "Сеть".
5. Відхилити кульку на $2...3^0$ від положення рівноваги.
6. Натиснути кнопку "Сброс".
7. Після підрахунку вимірювачем 10...15 коливань натиснути клавішу "Стоп". Записати кількість коливань n та відповідний їм час t .

8. Вимірювання повторити 3... 5 разів.
9. За шкалою колонки визначити довжину маятника l_1 .
10. Всі дані вимірювань внести до складеної таблиці.

Завдання 2

1. Відхилити кульку на $4...5^0$ від положення рівноваги.
2. Повторити п.п. 6...8 завдання 1.
3. Відхилити кульку на $6...7^0$ від положення рівноваги
4. Повторити п.п. 6...8 завдання 1.
5. Відхилити кульку на $15...20^0$ від положення рівноваги.
6. Повторити п.п. 6...8 завдання 1.
7. Дані вимірювань занести в таблицю.

Завдання 3 (положення рівноваги)

1. Встановити кульку маятника з іншого матеріалу
2. Повторити п.п. 5... 8 завдання 1 для двох різних матеріалів.
3. Дані вимірювань занести в таблицю.

Завдання 4

1. Встановити довжину маятника $l_2 = 25...30$ см.
2. Повторити п.п. 2...10 завдання 1.

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. Використовуючи дані таблиці завдання 1, за формулою (11) знайти значення періоду T_1 коливання математичного маятника.
2. За даними завдання 2 за формулою (11) знайти період коливання маятника для всіх досліджених кутів відхилення.
3. Результати зіставити із значенням, одержаним в п.1. Зробити відповідні висновки.
4. За даними завдання 3 за формулою (11) знайти період коливання маятника зміненої маси.
5. Результат зіставити із значенням, одержаним в п.1. Зробити відповідні висновки.
6. За даними завдання 4 за формулою (11) знайти період коливання маятника довжиною l .
7. Результат зіставити із значенням, одержаним в п.1. Перевірити справедливість співвідношення

$$\frac{T_1}{T_2} = \sqrt{\frac{l_1}{l_2}}.$$

8. Зробити висновки.

Додаткові завдання

1. Приймаючи для Вінниці $\varphi = 49^\circ$ та $h = 250$ м, за формулою (10) розрахувати g , за формулою (1) знайти теоретичне значення періоду коливань маятника та зіставити його з експериментальним значенням g . Зробити висновок.

2. Взявши $g = 9,81$ м/с² за формулою (4) знайти радіус Землі для 1 м. Вінниці. Результат порівняти з R_0 .

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Який маятник називається математичним?
3. При яких кутах відхилення математичного маятника від положення рівноваги, його коливання будуть гармонічними?
4. Записати та охарактеризувати закон всесвітнього тяжіння.
5. Як із закону всесвітнього тяжіння можна одержати прискорення вільного падіння?
6. Як залежить прискорення вільного падіння від висоти над поверхнею Землі?
7. Яке значення прискорення земного тяжіння називають нормальним або стандартним?
8. Як впливає на рух тіл відносно земної поверхні добове обертання Землі?
9. Охарактеризуйте дію гравітаційної сили і сили інерції на величину прискорення вільного падіння.

Контрольні запитання до захисту лабораторної роботи

1. Як визначається період коливань на лабораторній установці?
2. Як практично здійснюється визначення періоду коливань математичного маятника на лабораторній установці?
3. Як залежить період коливань маятника від кута відхилення маятника від положення рівноваги?
4. Чи залежить період математичного коливань маятника від довжини його підвісу?
5. Чи залежить період коливань математичного маятника від його довжини?
6. Від яких факторів залежить абсолютна та відносна похибки визначення періодів коливань математичного маятника?
7. Наведіть приклади застосування фізичного та математичного маятника.

Лабораторна робота № 4.3
**Вивчення явища додавання
гармонічних коливань**

Мета роботи: оволодіти методами отримання та спостереження складних коливань на прикладі биття та фігур Ліссажу.

Прилади і матеріали: звуковий генератор, осцилограф.



Теоретичні відомості

1. Вивчення додавання однаково спрямованих коливань. Нехай матеріальна точка бере участь у двох гармонічних коливаннях:

$$x_1 = A_1 \sin(\omega_1 t + \varphi_{01}); \quad x_2 = A_2 \sin(\omega_2 t + \varphi_{02}). \quad (1)$$

При додаванні цих коливань з різними частотами ω_1 та ω_2 виникають негармонічні коливання. Результуюче відхилення x у кожний момент часу дорівнює алгебраїчній сумі відхилень складових коливань.

У найпростішому випадку, коли початкові фази $\varphi_1 = \varphi_2 = \varphi$ і амплітуди цих коливань $A_1 = A_2 = A$, маємо:

$$x = x_1 + x_2 = A(\sin \omega_1 t + \sin \omega_2 t) = 2A \cos\left(\frac{\omega_1 - \omega_2}{2} t\right) \sin\left(\frac{\omega_1 + \omega_2}{2} t + \varphi\right). \quad (2)$$

$$\text{Позначимо: } \omega_{\text{сер}} = \frac{1}{2}(\omega_1 + \omega_2); \quad \omega_{\text{мод}} = \frac{1}{2}(\omega_1 - \omega_2).$$

Частота $\omega_{\text{сер}}$ називається середньою частотою, а $\omega_{\text{мод}}$ - частотою модуляції результуючого коливання:

$$A_{\text{мод}}(t) = 2A \cos \omega_{\text{мод}} t,$$

тобто вираз (2) з урахуванням позначень можна записати:

$$x = A_{\text{мод}}(t) \sin \omega_{\text{сер}} t.$$

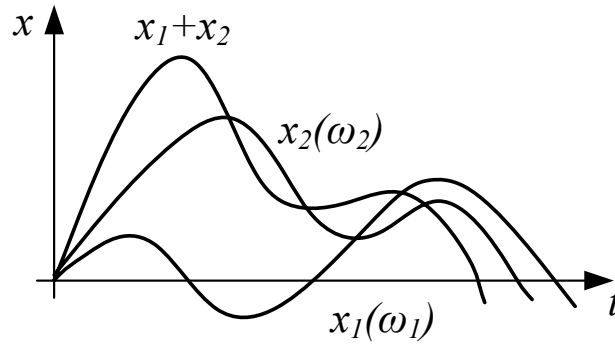


Рис.1

Результуюче коливання можна розглядати як коливання, яке відбувається з кутовою частотою $\omega_{сер}$ та амплітудою $A_{mod}(t)$, яка змінюється з часом за гармонічним законом.

Якщо додаються коливання з близькими частотами $\omega_1 \approx \omega_2$, то маємо $\omega_{mod} \ll \omega_{сер}$ і амплітуда $A_{mod}(t)$ буде дуже повільно змінюватись протягом декількох коливань з частотою $\omega_{сер}$. При додаванні таких двох коливань з близькими частотами виникають так звані **биття**, тобто коливання з частотою $\omega_{сер}$ та амплітудою A_{mod} , яка повільно змінюється від максимального значення $2A$ до нуля. При кожному перетворенні амплітуди A_{mod} в нуль, фаза стрибком змінюється на π . Періодом биття $T_б$ називається проміжок часу між двома послідовними моментами часу, при яких амплітуда A_{mod} перетворюється в нуль:

$$T_б = \frac{2\pi}{\omega_1 - \omega_2} = \frac{T_2 T_1}{T_2 - T_1}, \quad (3)$$

де T_1 та T_2 - періоди коливань з частотами ω_1 та ω_2 . Частотою биття називається величина:

$$\omega_б = 2\omega_{mod} = \omega_1 - \omega_2. \quad (4)$$

Період результуючого коливання:

$$T_{сер} = \frac{2T_2 T_1}{T_2 + T_1}.$$

Зміна за певним законом будь-якого з параметрів періодичних коливань (наприклад, амплітуди або частоти), яка здійснюється за час, значно більший, ніж період коливань, називається модуляцією коливань. Модуляція, яка зображена на рис.2, називається амплітудною модуляцією.

Якщо $A_{mod}(t) = const$, а початкова фаза результуючого коливання $\varphi(t)$ змінюється з часом:

$$\varphi_0(t) = (\omega_2 - \omega_1) \cdot t + \varphi_{02} - \varphi_{01},$$

то модуляція називається частотною.

Установка для спостереження биття складається з електронного осцилографа та двох звукових генераторів, сигнали від яких подаються на вертикально відхильні пластини осцилографа.

Частоти коливань, які додаються, повинні відрізнятися одна від одної на декілька герц. Тоді на екрані осцилографа буде спостерігатися стійка картина биття (див. рис.2).

2. Вимірювання частоти за методом фігур Ліссажу. Нехай точка одночасно виконує коливання вздовж осей координат ox та oy за законами:

$$\left. \begin{aligned} x &= A_1 \cos(\omega t + \varphi_{01}) \\ y &= A_2 \cos(\omega t + \varphi_{02}) \end{aligned} \right\} \quad (5)$$

де A_1 та A_2 , φ_{01} та φ_{02} – відповідно амплітуди та початкові фази першого та другого коливань;

ω - циклічна частота.

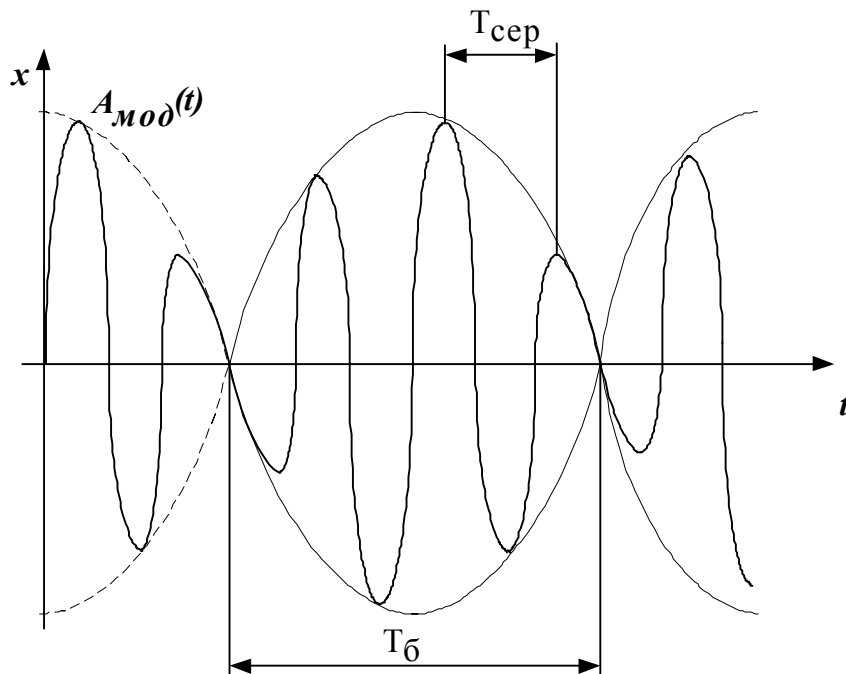


Рис. 2

Виключивши з рівнянь (4) час t , одержимо рівняння траєкторії точки, яка бере участь одночасно в двох взаємоперпендикулярних коливаннях:

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} - \frac{2xy}{A_1 A_2} \cos(\varphi_{01} - \varphi_{02}) = \sin^2(\varphi_{01} - \varphi_{02}). \quad (6)$$

Це - рівняння еліпса, характеристики якого визначаються величиною різниці фаз $\varphi_{01} - \varphi_{02}$. Якщо $\varphi_{01} - \varphi_{02} = (2m + 1)\frac{\pi}{2}$, де $m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$, тоді осі координат ox та oy збігаються з осями еліпса, а розміри його півосей рівні амплітудам A_1 та A_2 :

$$\frac{x^2}{A_1^2} + \frac{y^2}{A_2^2} = 1.$$

Якщо, крім цього, $A_1 = A_2$, тоді траєкторія точки є колом. Такий результуючий рух точки M називають циркулярно поляризованими коливаннями, чи коливаннями, які поляризовані по колу.

У тих випадках, коли $\varphi_{01} - \varphi_{02} = m\pi$ ($m = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$), еліпс перетворюється у відрізок прямої:

$$y = \pm \left(\frac{A_2}{A_1} \right) x.$$

Знак плюс відповідає парним значенням m , тобто додаванню синфазних коливань (рис.3), а знак мінус – непарним значенням m , тобто додаванню коливань, які відбуваються у протифазі (рис. 4). У цих випадках точка M здійснює лінійно поляризовані коливання. Вона гармонічно коливається з частотою коливань ω та амплітудою $A = \sqrt{A_1^2 + A_2^2}$ вздовж прямої лінії, яка утворює з віссю ox кут

$$\alpha = \arctg \left[\left(\frac{A_2}{A_1} \right) \cos m\pi \right].$$

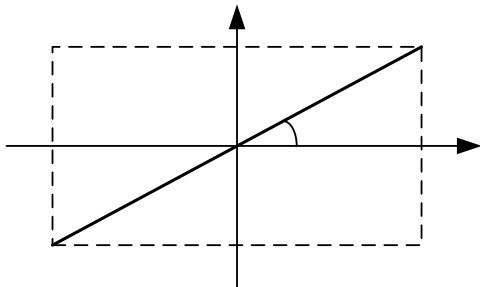


Рис.3

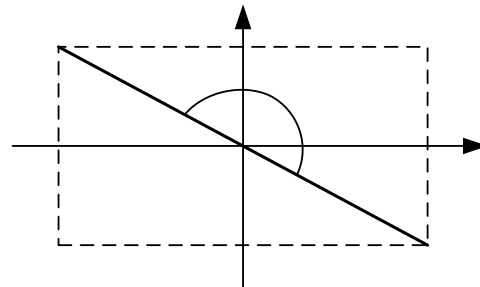


Рис. 4

У випадку додавання взаємоперпендикулярних коливань з циклічними частотами $p\omega$ та $q\omega$, де p та q - цілі числа, маємо:

$$x = A_1 \sin(p\omega t + \varphi_{01}); \quad y = A_2 \sin(q\omega t + \varphi_{02}). \quad (7)$$

Значення координат x та y точки, яка здійснює коливання, одночасно повторюється через однакові проміжки часу T_0 , які дорівнюють загальному найменшому кратному $T_1 = \frac{2\pi}{p\omega}$ та $T_2 = \frac{2\pi}{p\omega}$ періодів коливань вздовж осей

ox та oy . Тому траєкторією точки M буде замкнена крива, форма якої залежить від співвідношення амплітуд, фаз та початкових фаз коливань, що додаються. Такі замкнені траєкторії точки M , яка одночасно здійснює гармонічні коливання в двох взаємоперпендикулярних напрямках, називаються фігурами Ліссажу. Фігури Ліссажу вписуються в прямокутник, центр якого збігається з початком координат, а сторони паралельні осям координат ox та oy і розташовані по обидва боки від них на відстанях, відповідно рівних A_2 та A_1 .

Відношення частот $p\omega$ та $q\omega$ коливань, що додаються, дорівнює відношенню числа дотиків q відповідної їм фігури Ліссажу зі стороною прямокутника, паралельною осі oy і зі стороною, паралельною осі ox . Тобто має місце співвідношення:

$$\frac{\omega_y}{\omega_x} = \frac{q}{p}. \quad (8)$$

На рис. 5 зображено вигляд фігур Ліссажу при трьох різних значеннях відношення $\frac{q}{p}$ (2:1, 3:2, 4:3) та різниці початкових фаз $\Delta\varphi = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{\pi}{2}$.

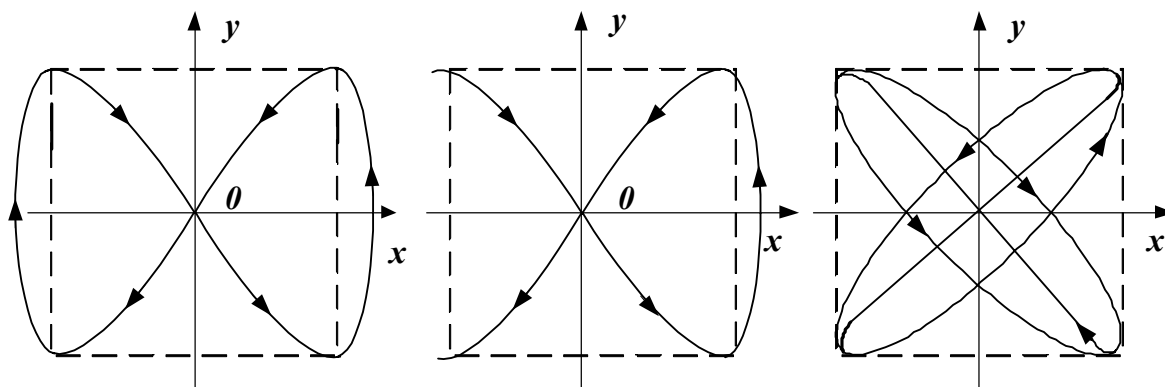


Рис.5

Установка для визначення невідомої частоти складається з двох звукових генераторів та електронного осцилографа. Схема їх ввімкнення зображена на рис.6. На вхід X осцилографа подається синусоїдальна напруга частотою ν_x . Від другого генератора, частоту якого треба визначити, подаються сигнали на вхід Y . Отримуючи чітку фігуру Ліссажу та використовуючи співвідношення (7), знаходимо невідому частоту.

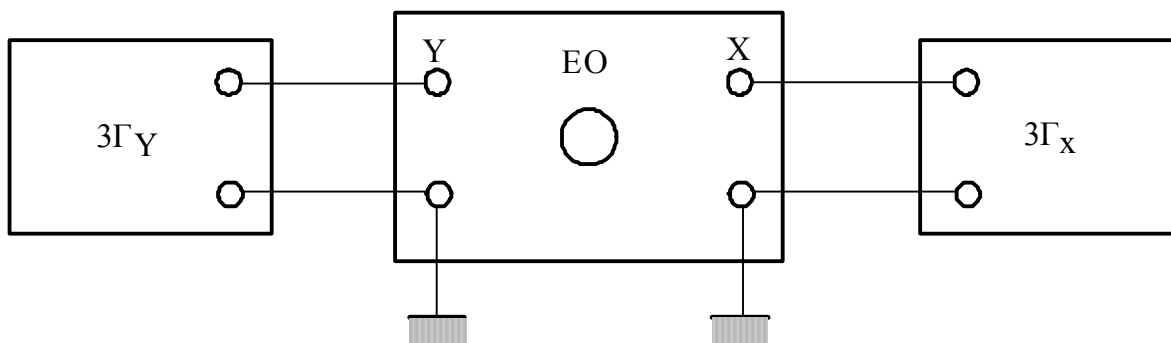


Рис. 6

Хід роботи

Завдання 1. Спостереження биття.

1. Ввімкнути осцилограф, генератори та дати їм прогрітись протягом 2..3хв.
2. З допомогою інженера або викладача синусоїдальні коливання близьких частот генераторів подати на вхід Y осцилографа. Добитися стійкої картини биття відповідно до рис. 2.
3. Провести вимірювання періоду биття T_6 і середнього періоду гармонічних коливань $T_{сер}$ у відповідності з рис. 2. Знайти відношення цих періодів коливань.

Завдання 2. Фігури Ліссажу.

1. Подати синусоїдальні коливання від обох генераторів, відповідно на вхід Y і вхід X електронного осцилографа.
2. Встановити першу частоту на генераторі ЗГх та, обертаючи ручку генератора ЗГ_у, добитися стійкого зображення фігури Ліссажу.
3. На міліметрівці зрисувати з екрана отриману фігуру.
4. Підрахувати кількість точок p та q дотику фігур до сторін прямокутника.
5. Згідно з співвідношенням (7) знайти невідому частоту.
6. Зафіксувати отримане значення на частотному кільці генератора ЗГ_у
7. Дані вимірювання навести для частот: 40,60,80,100,120,140,160,180 та 200Гц.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Як додаються однаково спрямовані гармонічні коливання, які мають однакові циклічні частоти?
 - а) чому буде дорівнювати амплітуда результуючого коливання?
 - б) як можна визначити фазу результуючого коливання?
3. Як додаються коливання з близькими циклічними частотами?

- а) чому буде дорівнювати період биття?
- б) чому буде дорівнювати амплітуда биття?
4. Як можна на екрані осцилографа одержати стійку картинку биття?
5. Як додаються взаємо перпендикулярні гармонічні коливання, які мають однакові циклічні частоти?
6. Записати та пояснити рівняння траєкторії точки, яка бере участь одночасно в двох взаємно перпендикулярних коливаннях?
7. При яких умовах це рівняння перетворюється в еліпс?
8. При яких умовах це рівняння перетворюється в коло?
9. У яких випадках додавання взаємо перпендикулярних коливань приводить до утворення фігур Лісажу?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Як було одержано додавання однаково направлених гармонічних коливань?
2. Як практично можна виміряти період биття?
3. Охарактеризуйте результуюче коливання у випадку, якщо $\omega_1 = \omega_2$.
4. Які зміни слід здійснити в лабораторній установці для одержання взаємо перпендикулярних коливань?
5. Як практично отримати стійку фігуру Лісажу на екрані осцилографа?
6. Як установити кратність циклічних частот за допомогою фігур Лісажу?
7. Запропонуйте практичне використання явищ додавання однаково направлених і взаємно перпендикулярних коливань?

Лабораторна робота № 4.4 Вивчення згасаючих електромагнітних коливань

Мета роботи: вивчити і перевірити закони згасаючих електромагнітних коливань, визначити параметри коливного контуру та розрахувати характеристики згасання.

Прилади і матеріали: осцилограф, генератор імпульсів, набір конденсаторів, набір котушок індуктивності, магазин опорів, для вимірювання опорів, з'єднувальні провідники.



Теоретичні відомості

Замкнуте електричне коло, що складається з індуктивності L , ємності C та опору R , є коливним контуром (рис.1). Якщо при вимкнутому ключі K конденсатор зарядити, а потім ввімкнути ключ, то конденсатор зразу ж почне розряджатись на котушку і в колі виникне зростаючий струм $i = \frac{dq}{dt}$.

Цей струм приведе до виникнення в котушці електрорушійної сили самоіндукції $\mathcal{E}_c = -L \frac{di}{dt} = -L \frac{d^2q}{dt^2}$, яка протидіє його миттєвому зростанню. Через деякий час, коли конденсатор повністю розрядиться, струм в контурі досягне максимуму і ЕРС самоіндукції дорівнюватиме нулю. Починаючи з цього моменту, струм стане спадати. Знову виникне ЕРС самоіндукції, але тепер вже протидіюча спаданню струму. Цей струм приведе до перезарядки конденсатора, потім процес повториться в зворотному напрямі і т.д.

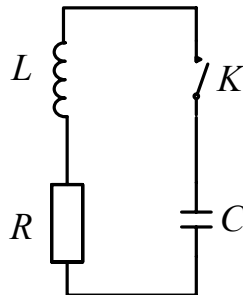


Рис. 1

У контурі виникнуть електромагнітні коливання, які без поновлення обов'язкових втрат енергії є згасаючими. Рівняння цих коливань можна одержати, застосовуючи другий закон Кірхгофа до даного кола:

$$\mathcal{E}_c = U_R + U_C,$$

Враховуючи, що $U_R = iR = R \frac{dq}{dt}$, а $U_C = \frac{q}{C}$, одержимо рівняння зміни заряду конденсатора:

$$\frac{d^2q}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{dq}{dt} + \frac{1}{LC} q = 0. \quad (2)$$

Враховуючи співвідношення $q = CU$, можна записати рівняння напруги

$$\frac{d^2U}{dt^2} + \frac{R}{L} \cdot \frac{dU}{dt} + \frac{1}{LC} U = 0. \quad (3)$$

Аналогічне рівняння одержується також і для струму в контурі. Ці рівняння, як бачимо, однотипні і є однорідними лінійними диференціальними рівняннями другого порядку; тому і розв'язки цих рівнянь мусять бути однотипними.

Будемо шукати розв'язок рівняння (3) у вигляді:

$$U = U_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0). \quad (4)$$

У цьому виразі невідомі величини β та ω , які зможемо знайти, скориставшись правилом, що розв'язок будь-якого рівняння обов'язково повинен задовольняти умови самого рівняння. Для цього знайдемо першу та другу похідні виразу (4) за часом:

$$\frac{dU}{dt} = -U_0 \beta e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) - U_0 \beta e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi_0). \quad (5)$$

$$\frac{d^2 U}{dt^2} = U_0 \beta^2 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) + 2U_0 \omega e^{-\beta t} \sin(\omega t + \varphi_0) - U_0 \omega^2 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \varphi_0) \quad (6)$$

Підставимо (4), (5) та (6) в (3), винесемо за дужки вільні множники і згрупуємо доданки, пропорційні $\sin(\omega t + \varphi_0)$ та $\cos(\omega t + \varphi_0)$:

$$U_0 e^{-\beta t} \left\{ \left[\beta^2 - \omega^2 - \beta \frac{R}{L} + \frac{1}{LC} \right] \cos(\omega t + \varphi_0) + \left[2\beta\omega - \omega \frac{R}{L} \right] \sin(\omega t + \varphi_0) \right\} = 0. \quad (7)$$

Якщо вираз (4) є дійсно розв'язком диференціального рівняння (3), то (7) повинно виконуватись тотожно. Але, оскільки $\sin(\omega t + \varphi_0)$ і $\cos(\omega t + \varphi_0)$ утворюють незалежну систему функцій, які одночасно нулю дорівнювати не можуть, то рівність (7) буде виконуватись при умові:

$$\beta^2 - \omega^2 - \beta \frac{R}{L} + \frac{1}{LC} = 0, \quad (8)$$

$$2\beta\omega - \omega \frac{R}{L} = 0. \quad (9)$$

З останнього знаходимо:

$$\beta = \frac{R}{2L}, \quad (10)$$

а підставивши цей вираз в (8), маємо:

$$\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L} \right)^2}. \quad (11)$$

Отже, ми довели, що вираз (4) є розв'язком диференціального рівняння (3). Цей вираз є рівнянням згасаючих коливань напруги. Іншими словами, при замиканні зарядженого конденсатора на коло з послідовно з'єднаних індуктивності і опору напруга на обкладинках конденсатора здійснюватиме згасаючі коливання за законом (4), графічне зображення якого дається на рис.2.

Величина $\beta = \frac{R}{2L}$ називається коефіцієнтом згасання, який характеризує ступінь згасання коливань за одиницю часу.

Вираз $U_t = U_0 \cdot e^{-\beta t}$ визначає амплітуду, яка збігається з часом за експоненціальним законом. Це зображено на рис.2 пунктирною лінією.

Формула $\omega = \sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}$ виражає собою циклічну частоту згасаючих електромагнітних коливань. Якщо ж омичний опір кола $R = 0$, то одержуємо частоту коливань в ідеальному контурі $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$.

Знаючи частоту, можемо визначити період коливань для реального контуру:

$$T = \frac{2\pi}{\omega} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}}, \quad (12)$$

а також для ідеального контуру одержати формулу Томсона:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi\sqrt{LC}. \quad (13)$$

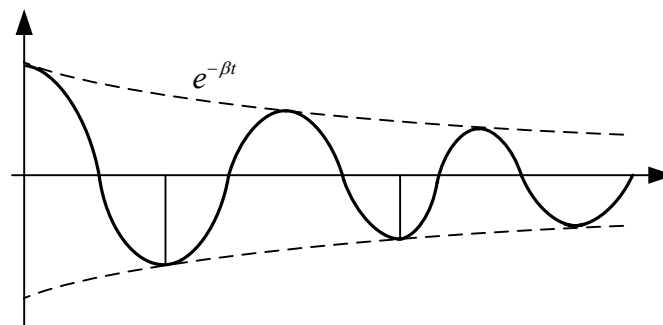


Рис. 2

Зіставляючи формули (12) і (13) між собою, робимо висновок, що згасаючі коливання уповільнюються (частота зменшується, а період зростає) із збільшенням опору (відповідно збільшується при цьому також коефіцієнт згасання). У випадку виконання рівності

$$\frac{1}{LC} = \frac{R^2}{4L^2}, \quad (14)$$

маємо $\omega \rightarrow 0, T \rightarrow \infty$. У цьому випадку процеси, які відбуваються в контурі при розрядці конденсатора, уже не мають періодичного характеру, а стають аперіодичними. Опір, при якому настає такий процес, називається критичним. Величину критичного опору можна визначити за допомогою співвідношення (14):

$$R_{кр} = 2\sqrt{\frac{L}{C}}. \quad (15)$$

При аперіодичному процесі напруга на конденсаторі не здійснює коливань, а змінюється як показано на рис.3.

Для характеристики згасаючих коливань, крім коефіцієнта згасання, часто користуються поняттям логарифмічного декременту згасання, який дорівнює натуральному логарифмові відношення двох сусідніх амплітудних значень напруги (струму чи заряду) в реальному коливальному контурі (див. рис. 2)

$$\delta = \ln \frac{U_m}{U_{m+1}}. \quad (16)$$

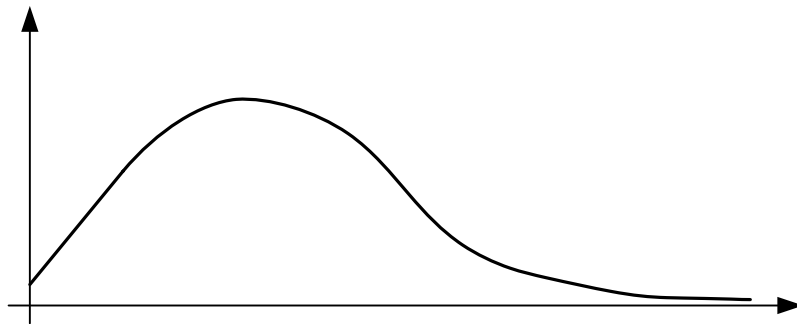


Рис. 3

Підставивши в останню формулу значення амплітуд напруги, які відрізняються в часі на один період, одержимо співвідношення:

$$\delta = \ln \frac{U_m}{U_{m+1}} = \frac{U_0 e^{-\beta t}}{U_0 e^{-\beta(t+T)}} = \beta T. \quad (17)$$

Отже, логарифмічний декремент затухання характеризує ступінь згасання коливань за один період. Його можна визначити через параметри коливальної системи:

$$\delta = \beta T = \frac{R}{2L} \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \left(\frac{R}{2L}\right)^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4L}{R^2 C} - 1}}. \quad (18)$$

У випадку малих значень активного опору контуру останню формулу можна спростити:

$$\delta = \pi R \sqrt{\frac{C}{L}}. \quad (19)$$

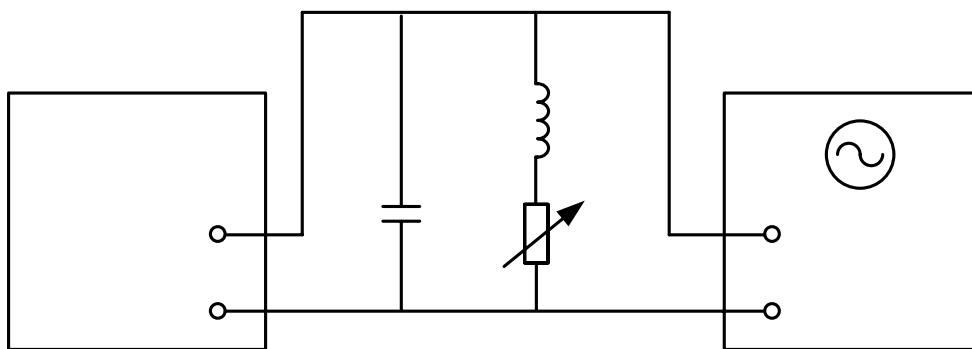


Рис. 4

На рис.4 зображена блок-схема установки даної лабораторної роботи. Ємність C та індуктивність L з омичним опором R створюють коливальний контур, ввімкнений на вхід осцилографа, на екрані якого спостерігаються згасаючі електромагнітні коливання.

Порядок виконання роботи

1. Скласти схему згідно з рис.4.
2. Після перевірки схеми викладачем чи лаборантом ввімкнути осцилограф та, користуючись інструкцією до нього, встановити світлу пляму в центрі координатної сітки.
3. Ввімкнути генератор імпульсів і одержати на екрані всю картину одного згасаючого коливання. При цьому всі ручки магазину опорів повинні бути виведені на нуль.
4. Підрахувати число повних коливань n , а також загальне число малих поділок N координатної сітки, що вміщують підраховану кількість коливань. Результати записати в таблицю.

ІМПУЛЬСІВ

C

5. Заміряти на екрані осцилографа значення двох сусідніх амплітуд напруги U_m і U_{m+1} (див. рис. 2). Результати занести в таблицю.

6. Користуючись магазином опорів, починаючи з найменшого множника, поступово збільшувати додатковий опір в контурі і спостерігати за зміною характеру згасання. Добитися аперіодичності розрядки конденсатора (див. рис. 3). Занести в таблицю значення додаткового опору R_{∂} .

7. Вимкнути схему. З панелі осцилографа виписати ціну однієї поділки в часі координатної сітки екрана осцилографа t_0 , а також відповідні значення опору котушки та з'єднувальних провідників R , індуктивності котушки L , ємності конденсатора C . Всі дані занести в таблицю.

n	N	U_m	U_{m+1}	R_{∂}	R	L	C	t_0

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. Знайти період електромагнітних коливань за формулою

$$T = \frac{N \cdot t_0}{n},$$

а також за точною формулою (12) та наближеною (13). Результати зіставити між собою і зробити висновок.

2. За формулами (16), (18) і (19) знайти значення логарифмічного декременту затухання. Результати зіставити між собою та зробити висновок.

3. За формулою (15) розрахувати теоретичне значення критичного опору та зіставити його з величиною, безпосередньо одержаною в роботі $R_{кр} = R_{\partial} + R$. Зробити висновки.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Що таке коливальний контур та як відбуваються на ньому гармонічні коливання.
3. Записати та пояснити диференціальне рівняння згасаючих коливань у коливальному контурі.
4. Записати та пояснити рівняння, яке є розв'язком диференціального рівняння згасаючих коливань.
5. Чому дорівнює амплітуда згасаючих коливань?

6. Як можна визначити циклічну частоту згасаючих коливань?
7. Чому дорівнює власна частота згасаючих коливань?
8. Як можна отримати формулу періоду власних коливань (формулу Томсона)?
9. Запишіть та охарактеризуйте формулу періоду згасаючих коливань.
10. Що таке логарифмічний декримент згасання?
11. Який опір коливального контуру буде критичним?
12. Які коливання називають аперіодичними?
13. Що таке добротність коливального контуру?

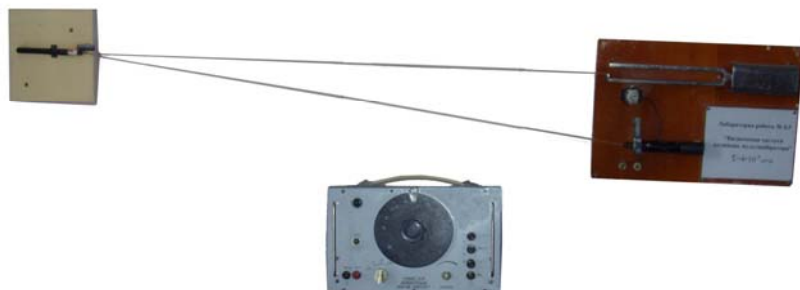
Контроль запитання для захисту лабораторної роботи

1. Яким способом було одержано точне значення періоду згасаючих коливань?
2. Як наближено можна одержати період згасаючих коливань?
3. Як практично було виміряно коефіцієнт згасання і логарифмічний декримент згасання в цій лабораторній роботі?
4. Яке значення добротності коливальної системи було одержано в цій роботі?
5. Наведіть приклади суттєвих втрат енергії в коливальній системі?
6. Як можна розрахувати відносну та абсолютну похибки вимірювання періоду коливань в цій роботі?

Лабораторна робота № 4.5 Визначення частоти коливань мультівібратора

Мета роботи: вивчити стоячі хвилі в натягнутій струні та визначити частоту коливань мультівібратора.

Прилади і матеріали: мультівібратор (генератор імпульсів), електромагнітний збуджувач, струна, динамометр, лінійка, камертон, гвинт регулювання натягу струни, з'єднувальні провідники.



Теоретичні відомості

Рівняння плоскої біжучої хвилі, що поширюється в довільному середовищі зі швидкістю в додатному напрямку осі, має вигляд

$$y = A \cos \omega \left(t - \frac{x}{v} \right), \quad (1)$$

де y - зміщення коливної точки з координатою x в момент часу t , A - амплітуда зміщення, ω - циклічна частота коливань.

Рівняння будь-якої хвилі є розв'язком диференціального рівняння, що називається хвильовим. Щоб знайти вигляд хвильового рівняння, зіставимо другі частинні похідні за координатою x та часом t від функції (1):

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = -\frac{\omega^2}{v^2} y; \quad \frac{\partial^2 y}{\partial t^2} = \omega^2 y. \quad (2)$$

Прирівнюючи праві частини рівнянь (2), легко отримуємо шукане хвильове рівняння:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{1}{v^2} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad (3)$$

яке описує хвилю, що поширюється в напрямку осі ox зі швидкістю v .

Розглянемо тепер коливання гнучкої однорідної струни. Вважатимемо, що струна здійснює малі поперечні коливання, тобто рух її точок відбувається біля положення стійкої рівноваги. Виділимо елемент струни довжиною Δl , показаний на рис.1. Проекція на вісь ou сили натягу струни T , що діє на елемент Δl в точці з координатою x , для малих кутів α може бути записана:

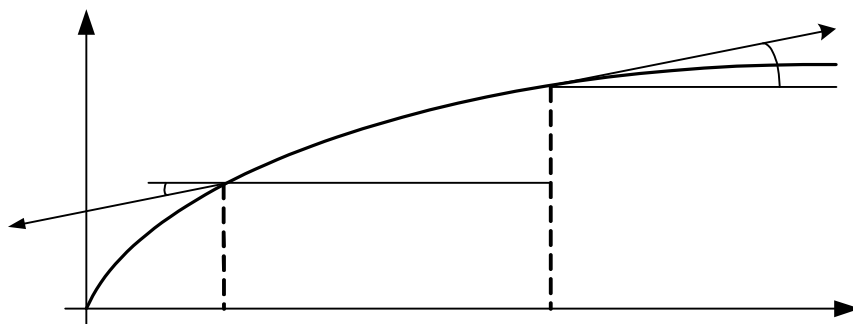


Рис. 1

$$-T \sin \alpha(x) \approx -T \cdot \operatorname{tg} \alpha(x) \approx -T \frac{\partial y}{\partial x} \Big|_x = -T \cdot \varepsilon(x), \quad (4)$$

Аналогічно для точки струни з координатою $x + \Delta x$ маємо:

$$T \sin \alpha(x + \Delta x) \approx T \frac{\partial y}{\partial x} \Big|_{x + \Delta x} = T \cdot \varepsilon(x + \Delta x). \quad (5)$$

Сума проєкцій (4) і (5) є тією силою, що приводить в рух елемент Δl вздовж осі oy . При малих коливаннях $\Delta y \ll \Delta x$ (рис.1) і довжина елемента струни $\Delta x \approx \Delta l$, а його маса $\Delta m = \tau \Delta x$, де τ - лінійна густина струни. За другим законом Ньютона

$$T[\varepsilon(x + \Delta x) - \varepsilon(x)] = \tau \Delta x \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}, \quad (6)$$

де $\frac{\partial^2 y}{\partial t^2}$ - прискорення елемента струни. Очевидно, вираз (6) можна переписати у вигляді

$$\Delta \varepsilon = \frac{\tau}{T} \Delta x \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}. \quad (7)$$

Розділивши (7) на Δx , перейдемо до границі при $\Delta x \rightarrow 0$:

$$\lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta x} = \frac{\partial \varepsilon}{\partial x} = \frac{\tau}{T} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}. \quad (8)$$

Повертаючись у (8) до явного вигляду відносної деформації струни $\varepsilon = \frac{\partial y}{\partial x}$ остаточно матимемо:

$$\frac{\partial^2 y}{\partial x^2} = \frac{\tau}{T} \cdot \frac{\partial^2 y}{\partial t^2}. \quad (9)$$

Рівність (9) є диференціальним рівнянням коливань струни. Прирівнюючи вирази (9) і (3), бачимо, що швидкість поширення хвилі в струні визначається формулою

$$v = \sqrt{\frac{T}{\tau}}. \quad (10)$$

Як відомо, при додаванні когерентних хвиль виникає явище інтерференції, що полягає у посиленні коливань в одних точках і послабленні – в інших, особливий випадок інтерференції спостерігається

при накладанні двох зустрічних плоских хвиль з однаковою амплітудою. Коливальний процес, що виникає при цьому, називається **стоячою хвилею**. Розглянемо виникнення стоячих хвиль у натягнутій струні.

Нехай вздовж струни в додатному напрямку осі поширюється поперечна хвиля (див. рис.1)

$$y_1 = A \cos(\omega t - kx),$$

де $k = \frac{\omega}{v}$ - хвильове число. При відбитті даної хвилі від кінця струни утворюється зустрічна хвиля

$$y_2 = A \cos(\omega t + kx),$$

що поширюється у від'ємному напрямку осі ox . Якщо відбиття повне, тобто амплітуди падаючої і відбитої хвиль однакові, від накладання таких хвиль утворюється стояча хвиля.

Скориставшись тригонометричною формулою додавання косинусів

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2},$$

отримаємо рівняння стоячої хвилі:

$$y = y_1 + y_2 = 2A \cos kx \cos \omega t. \quad (11)$$

Згідно з (11), кожна точка струни, що визначається координатою x , здійснює гармонічне коливання з циклічною частотою ω та амплітудою $A_{cm} = |2A \cos kx|$.

Точки, яким відповідає нульова амплітуда, називаються **вузлами**.

Очевидно, для вузлів $\cos kx_{\text{вуз}} = 0$, звідки $kx_{\text{вуз}} = (2n + 1) \frac{\pi}{2}$,
 $n = 0; \pm 1; \pm 2 \dots$

Виразивши хвильове число через довжину хвилі λ , знайдемо координати вузлів:

$$x_{\text{вуз}} = (2n + 1) \frac{\lambda}{4}. \quad (12)$$

Точки, що коливаються з максимальною амплітудою, називаються **пучностями**. Для пучностей

$$|\cos kx_{\text{пуч}}| = 1, \quad kx_{\text{пуч}} = n\pi, \quad n = 0; \pm 1; \pm 2; \dots$$

Координати пучностей рівні

$$x_{пуч} = n \frac{\lambda}{2} = 2n \frac{\lambda}{4}. \quad (13)$$

З рівностей (12) і (13) випливає, що відстань між сусідніми вузлом та пучністю дорівнює чверті довжини хвилі $\frac{\lambda}{4}$, а між двома сусідніми вузлами та пучностями — половині довжини хвилі $\frac{\lambda}{2}$.

Всі точки між двома сусідніми вузлами коливаються в однакових фазах. Вони одночасно проходять через положення рівноваги і одночасно досягають максимумів зміщень. При переході через вузол знак y змінюється на протилежний. Це означає, що при цьому фаза коливання стрибком змінюється на π . Однак це не призводить до порушення неперервності коливального процесу, оскільки стрибок фази відбувається при переході через точку з нульовою амплітудою.

Картина коливань в стоячій хвилі показана на рис.2. Лінії 1, 2, 3 зображають положення точок струни при коливаннях відповідно в моменти часу t ; $t + \frac{T}{4}$; $t + \frac{T}{2}$, де T - період коливань струни, причому положення 1 і 3 є амплітудними. Стрілками показано напрямок руху, який виникає із зображених положень. Вузли немов би поділяють струну на автономні області, в яких здійснюються незалежні гармонічні коливання. Ніякої передачі руху від однієї області до іншої не відбувається, а отже, перенесення енергії через вузли не виникає. Саме тому таку хвилю називають стоячою.

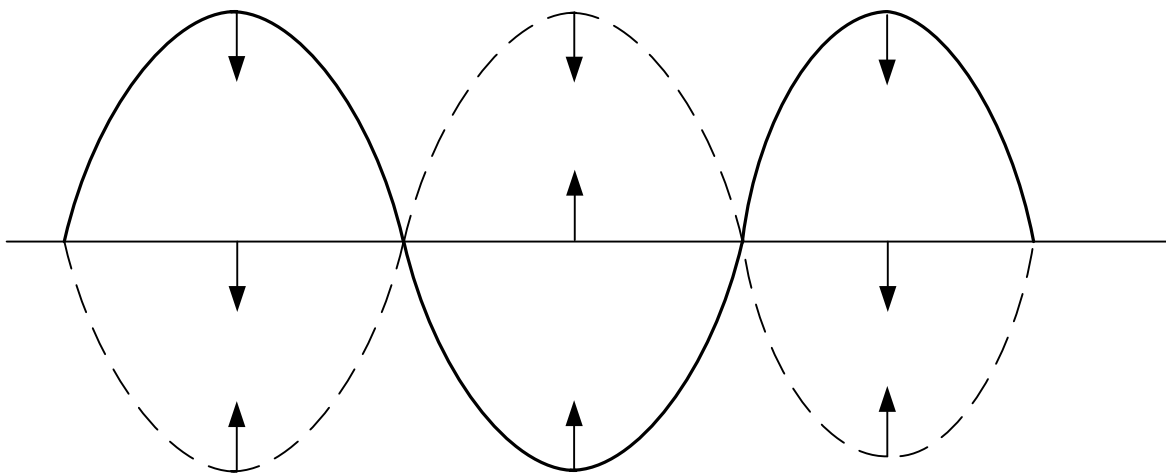


Рис.2

Зауважимо також, що оскільки швидкість точок струни, яка коливається в моменти часу, зображені на рис. 2 кривими 1 та 3, є найменшою, наше око завдяки інерції зору найчіткіше фіксує саме ці положення струни, що сприймаються при невеликих періодах коливань як одночасні.

Нехай розглянута вище струна закріплена з обох боків. В такому випадку на її кінцях можуть утворюватись лише вузли. Це означає, що на довжині струни l повинно вкладатись ціле число n півхвиль:

$$l = n \frac{\lambda}{2}. \quad (14)$$

Врахувавши формулу швидкості (10) та визначивши довжину хвилі з (14), отримаємо вираз для частоти коливань струни

$$\nu = \frac{v}{\lambda} = \frac{n}{2l} \sqrt{\frac{T}{\tau}}, \quad n=1,2,3... \quad (15)$$

Опис установки

Установка для проведення експерименту (рис.3) складається з досліджуваної струни 1, що прикріплена з одного боку до камертона 2, який збуджується електромагнітом 3 при подачі на нього електричних коливань з мултивібратора 4. З іншого боку струна 1 зв'язана з динамометром 5, призначеним для вимірювання сили її натягу. За допомогою нитки 6, що утворює деякий кут зі струною 1, динамометр 5 зв'язаний з гвинтом регулювання натягу 7. Лінійка 8 служить для вимірювання зміни довжини Δl струни 1.

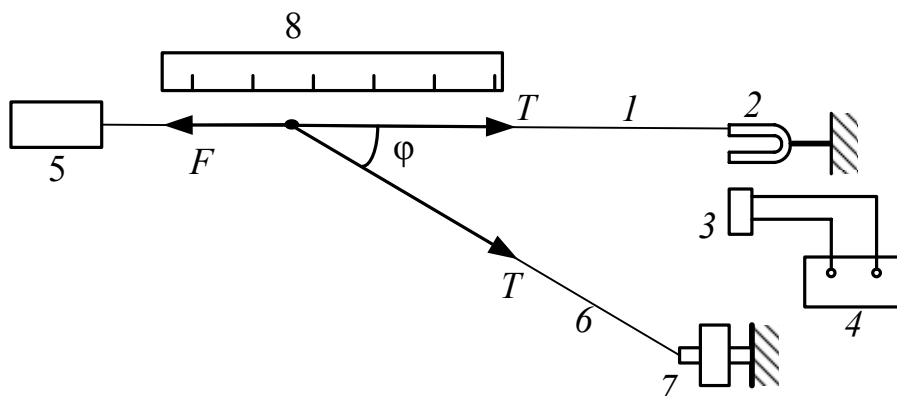


Рис. 3

Знайдемо робочі вирази для довжини струни l та сили її натягу T . Очевидно, $\Delta l = l_0 - l$, де l_0 та l - відповідно довжина вільної та натягнутої

струни; тому $l = l_0 - \Delta l$. З рис.3 видно, що показ динамометра F та сила натягу струни T пов'язані рівністю $F = T + T \cos \varphi$, звідки $T = \frac{F}{1 + \cos \varphi}$.

Таким чином, робоча формула для вимірювання частоти мультивібратора матиме вигляд:

$$\nu = \frac{n}{2(l_0 - \Delta l)} \sqrt{\frac{F}{\tau(1 + \cos \varphi)}}. \quad (16)$$

Хід роботи

1. Скласти установку згідно з рис. 3.
2. Після перевірки лаборантом правильності складання схеми послабити натяг струни до нульового, зафіксувати координати r кінця струни, з'єднаного з динамометром, виміряти початкову довжину струни l_0 .
3. Включити генератор і ручкою регулювання виставити частоту, позначену міткою на шкалі.
4. Змінюючи натяг струни за допомогою регулюючого гвинта, домогтися утворення стійкої картини стоячої хвилі.
5. Зафіксувати координату r_2 кінця струни, зняти показання динамометра та визначити кількість n пучностей стоячої хвилі.
6. Довільним способом обчислити $\cos \varphi$.
7. Не змінюючи частоту, виконати експеримент з іншими значеннями F та n (пп. 4-6) Результати вимірювань записати в таблицю

Номер п/п	l_0 , м	τ , кг/м	r , м	r_2 , м	F_2 , Н	N	$\cos \varphi$	$\Delta l = r_2 - r_1$, м	ν , Гц
1									
2									
3									
4									

Обробка результатів експерименту

1. За різницею координат кінця струни визначити зміну її довжини

$$\Delta l = r_2 - r_1.$$

2. Для кожного випадку обчислити частоту ν коливань мультивібратора за виразом (16).

3. Знайти середнє значення частоти та обчислити відносну й абсолютну похибки (методом логарифмування та диференціювання).

Додаткове завдання

Користуючись рівністю (15), експериментально встановити співвідношення між n і T для $v = \text{const}$. Перевірити, чи відповідають експериментальні значення натягу струни встановленому співвідношенню.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Записати і дати характеристику рівнянню плоскої біжучої хвилі.
3. Що таке хвильове рівняння та яке відношення до нього має рівняння плоскої хвилі?
4. Як можна одержати хвильове рівняння коливання гнучкої однорідної струни?
5. Як визначається швидкість поширення хвилі в гнучкій струні?
6. Як виникає в струні стояча хвиля?
7. Як можна одержати рівняння стоячої хвилі в струні?
8. Які точки в струні називають вузлами, а які пучностями?
9. Чи змінюється фаза коливань точок струни між двома сусідніми вузлами?
10. Чи передається енергія коливань по струні, в якій встановилась стояча хвиля? Дайте аргументоване пояснення?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

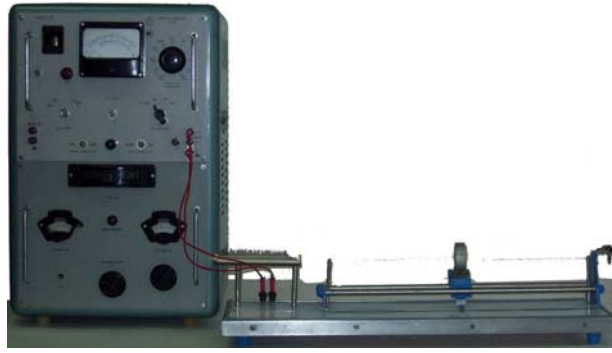
1. Як визначалася зміна довжини струни при виконанні лабораторної роботи?
2. Як практично визначалася частота ν коливань мультівібратора?
3. Як можна оцінити відносну та абсолютну похибки частоти коливань мультівібратора?
4. Чи відповідають експериментальні значення натягу струни встановленому в роботі співвідношенню?

Лабораторна робота № 4.6

Вивчення поперечних коливань струни

Мета роботи: виміряти власні частоти поперечних коливань струни із закріпленими кінцями.

Прилади і матеріали: установка з натягнутою струною, генератор імпульсів, постійний магніт, динамометр, мікрометр, з'єднувальні провідники.



Теоретичні відомості

1. Опрацювати теоретичні відомості до лабораторної роботи № 4.5 "Визначення частоти коливань мультівібратора".

2. Як відомо, натягнута і закріплена з обох кінців струна може здійснювати коливання, що мають характер стоячої хвилі. Частотний спектр таких коливань є дискретним. Замінивши у виразі для частоти коливань струни (лабораторна робота N 4.5, формула (15)) лінійну густину τ об'ємною густиною ρ струни:

$$\tau = \frac{\pi d^2}{4} \rho,$$

отримаємо:

$$\nu = \frac{n}{ld} \sqrt{\frac{T}{n\rho}}, \quad n=1,2,3, \dots \quad (1)$$

де l , d , T - відповідно довжина, діаметр, натяг струни;

n - кількість пучностей стоячої хвилі.

Частоти (1) називаються власними частотами, а самі коливання – власними або нормальними коливаннями. Коливання з найменшою частотою ν_1 називається основним тоном; коливання з більш високими частотами називаються обертонами. Обертони, частоти яких в ціле число разів більші за частоту ν_1 , називаються **гармоніками**.

Отже, гармоніки мають частоти, кратні частоті основного тону:

$$\nu_n = n \nu_1, \quad (2)$$

де $n=1,2,3,\dots$ – номер гармоніки.

Опис установки

Установка для вивчення коливань струни (рис. 1) складається із струни 1, натягнутої між двома виступами корпусу 2, один кінець якої зв'язаний гвинтом натягу 3, а інший – динамометром 4, призначеним для

вимірювання сили натягу. Центр струни 1 знаходиться в полі постійного магніту 5. Через струну протікає змінний струм, джерелом якого є генератор 6; частота струму вимірюється за шкалою генератора.

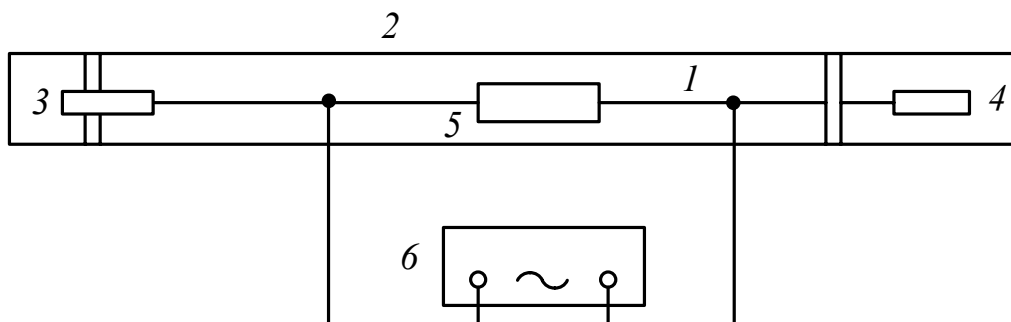


Рис. 1

Внаслідок дії сили Ампера, обумовленої взаємодією струму з полем постійного магніту, струна починає коливатись. Змінюючи частоту генератора, домагаються найбільшої інтенсивності коливного руху струни. У цьому випадку частота генератора збігатиметься з однією з власних частот струни (явище резонансу).

Хід роботи

1. Після перевірки готовності схеми встановити певний натяг струни та визначити силу натягу T , знявши показання динамометра. Виміряти (в кількох місцях) мікрометром діаметр струни d , а лінійкою - її довжину l між точками закріплення.

2. Оцінити за формулою (1) частоту ν_1 та визначити необхідний діапазон частот генератора $\nu_1 \dots \nu_5$.

3. Перемістити постійний магніт в центр струни, включити генератор і, плавно змінюючи частоту, отримати чітку картину коливань, що відповідає першій гармоніці. Дослід повторити кілька разів, фіксуючи кожного разу частоту f_1 генератора.

4. Виконати експеримент з третьою та п'ятою гармоніками (п. 3).

5. Повторити вимірювання (пп. 2...4) для інших декількох значень сили натягу струни. Дані записати в таблицю:

Номер п/п	ρ , кг/м ³	$10^3 \cdot d$, м	l , м	N	F , Н	f , Гц	ν , Гц

Обробка результатів експерименту

1. За результатами пп. 3-4 вимірювань з формули (1) визначити частоту першої ν_1 , третьої ν_3 , та п'ятої ν_5 гармонік. Методом логарифмування і диференціювання визначити відносну та абсолютну похибки.

2. Для кожної гармоніки ν_n знайти середнє значення частоти генератора f_n та порівняти їх. Перевірити виконання рівності (2) для частот ν_n і f_n . Зробити висновок.

3. Знайти частоти (1) для інших значень сили натягу згідно з п.5 вимірювань.

Додаткове завдання

Дослідити вплив положення постійного магніту відносно струни на характер коливань в струні.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Записати та охарактеризувати рівняння стоячої хвилі.
3. Як можна створити стоячу хвилю в гнучкій струні в даній лабораторній роботі?
4. Що таке основний тон коливання струни та в якому випадку виникають обертони?
5. Які обертони називають гармоніками?
6. Яка роль сили Ампера при утворенні стоячої хвилі в гнучкій струні?
7. В яких випадках частота генератора збігатиметься з однією із власних частот струни?

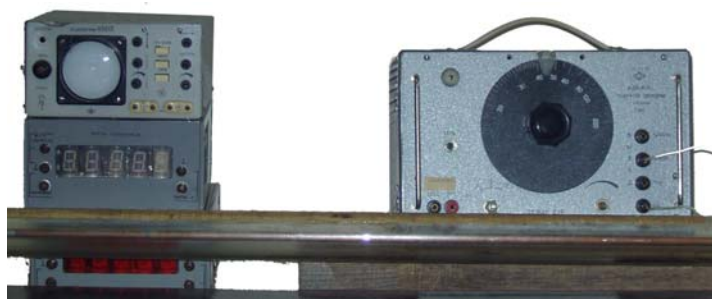
Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Яким чином визначається сила натягу струни в цій лабораторній роботі?
2. В якому випадку можна отримати основний тон або першу гармоніку коливань струни?
3. Як отримують більш високі гармоніки коливань гнучкої струни?
4. Як можна визначити відносну та абсолютну похибки вимірювання частот окремих гармонік?
5. Чи використовувалось в цій роботі явище механічного резонансу?

Лабораторна робота № 4.7
**Визначення швидкості звуку
в повітрі методом резонансу**

Мета роботи: вивчити методику вивчення швидкості звуку в повітрі; дослідити залежність величини швидкості поширення звукових хвиль від частоти.

Прилади і матеріали: установка для вимірювання швидкості звуку, звуковий генератор, підсилювач низької частоти, осцилограф, провідники.



Теоретичні відомості

Звукові хвилі в повітрі – це послідовність стиснень та розріджень повітря, що чергуються в часі і поширюються з певною швидкістю U , яка залежить від пружних властивостей середовища. Відстань між двома сусідніми стисненнями чи розрідженнями називається довжиною хвилі λ . Звукові хвилі в повітрі є поздовжніми, оскільки газ не чинить опору деформаціям зсуву і коливання частинок можуть відбуватись лише в напрямку розповсюдження хвилі.

Рівняння плоскої біжучої хвилі, яка поширюється в додатному напрямку осі ox , має вигляд:

$$u_1 = A \cos(\omega t - kx), \quad (1)$$

де u_1 - зміщення коливної точки;

A - амплітуда, ω - циклічна частота;

$k = \frac{\omega}{v} = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число.

Якщо на шляху хвилі (1) трапляється перешкода, хвиля відбивається від неї і утворюється зустрічна хвиля:

$$u_2 = A \cos(\omega t + kx). \quad (2)$$

Оскільки пряма і відбита хвилі є когерентними, вони інтерферують між собою, в результаті чого виникає **стояча хвиля**. Скориставшись тригонометричною рівністю

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha - \beta}{2} \cos \frac{\alpha + \beta}{2},$$

виходячи з рівнянь (1) і (2), знайдемо рівняння стоячої хвилі:

$$u = u_1 + u_2 = 2A \cos kx \cos \omega t. \quad (3)$$

Величина $|2A \cos kx|$ є амплітудою стоячої хвилі.

При виведенні рівності (3) ми припустили, що відбиття хвилі є повним. Розглянемо більш загальний випадок. Нехай маємо деяку трубу, в середині якої може переміщуватися поршень з пружною стінкою (рис.1). Збудимо коливання біля відкритого кінця труби, викликавши появу в ній хвилі (1). Дійшовши до поршня, хвиля відбиватиметься від його пружної стінки, породжуючи зустрічну хвилю. У випадку часткового відбиття амплітуда відбитої хвилі $B < A$; крім того, відбита хвиля зазнає стрибка фази коливань, що залежить від властивостей пружної стінки поршня. Отже, відбита хвиля буде описуватись рівнянням

$$u_2 = B \cos(\omega t + kx + \delta), \quad (4)$$

а рівняння результуючої хвилі матиме вигляд

$$u_{\text{хв}} = u_1 + u_2 = A \cos(\omega t - kx) + B \cos(\omega t + kx + \delta). \quad (5)$$

У рівностях (4) і (5) δ - початкова фаза відбитої хвилі, що залежить від довжини труби, а також від властивостей пружної стінки поршня. Розгорнувши косинуси за формулами

$$\cos(\alpha \pm \beta) = \cos \alpha \cos \beta \pm \sin \alpha \sin \beta$$

та згрупувавши відповідні члени, рівність (5) легко звести до вигляду

$$u_{\text{хв}} = [A \cos kx + B \cos(kx + \delta)] \cos \omega t + [A \sin kx - B \sin(kx + \delta)] \sin \omega t. \quad (6)$$

Прирівнюючи отриманий результат (6) з формулою (3), робимо висновок, що хвиля, яка поширюється в трубі, є суперпозицією двох стоячих хвиль частоти ω з амплітудами, фази коливань яких в кожній точці зміщені на $\frac{\pi}{2}$ одна відносно одної.

$$\begin{aligned} u_{cm.1} &= |A \cos kx + B \cos(kx + \delta)|, \\ u_{cm.2} &= |A \sin kx - B \sin(kx + \delta)|, \end{aligned} \quad (7)$$

Скористуємось методом векторних діаграм і виразимо амплітуду результуючої хвилі:

$$u_{x\delta} = \sqrt{u_{cm.1}^2 + u_{cm.2}^2}. \quad (8)$$

Підставивши в рівність (8) значення $u_{cm.1}$ та $u_{cm.2}$ з (7), знайдемо амплітуду хвилі на стінці поршня, тобто в точці $x = l$, де l - довжина труби:

$$u_{x\delta} = \sqrt{A^2 + B^2 + 2AB \cos(2kl + \delta)}. \quad (9)$$

Отже, як видно з формули (9), при переміщенні поршня вздовж труби амплітуда хвилі на стінці поршня буде періодично змінюватись від найменшого до найбільшого її значення. Максимум амплітуди досягатиметься, коли частота збуджуваних коливань збігатиметься з однією з власних частот коливань повітря в трубі, тобто при настанні явища резонансу. Очевидно, в цьому випадку початкова фаза δ не залежатиме від довжини труби l , а визначатиметься лише властивостями пружної стінки поршня, тобто буде величиною сталою:

$$\delta = \delta_0.$$

Максимуми амплітуди (9) виникатимуть при умові $\cos(2kl + \delta_0) = 1$ або $2kl + \delta_0 = 2n\pi$, $n = 1, 2, 3, \dots$, звідки довжина труби при настанні резонансу дорівнюватиме

$$l = \left(n - \frac{\delta_0}{2\pi} \right) \frac{\lambda}{2}. \quad (10)$$

Переміщення

$$l_m - l_{m-1} = \left[\left(m - \frac{\delta_0}{2\pi} \right) - \left(m - 1 - \frac{\delta_0}{2\pi} \right) \right] \frac{\lambda}{2} = \frac{\lambda}{2}. \quad (11)$$

Виразивши λ через $2(l_m - l_{m-1})$ швидкість звуку буде дорівнювати

$$v = \lambda \nu = 2(l_m - l_{m-1}) \nu, \quad (12)$$

де ν – частота генератора;

m – довільний резонансний стан (максимум);

l_m – відповідна довжина труби.

Очевидно, результат експерименту не зміниться при заміні максимумів амплітуди звукової хвилі мінімумами.

Опис установки

Установка для вимірювання швидкості звуку в повітрі (рис. 1) складається зі скляної труби 1, біля кінця якої знаходиться телефон 2, гучність і тон звучання якого задаються звуковим генератором 3. З мікрофону 4, який можна переміщувати вздовж труби 1, за допомогою підсилювача 5 сигнал подається на осцилограф 6. При русі мікрофону 4 вздовж труби 1 максимумам звучання сигналу відповідають найдовші світні лінії на екрані осцилографа 6, фіксуючи які, визначають довжину труби 1 при настанні резонансу, за допомогою лінійки 7.

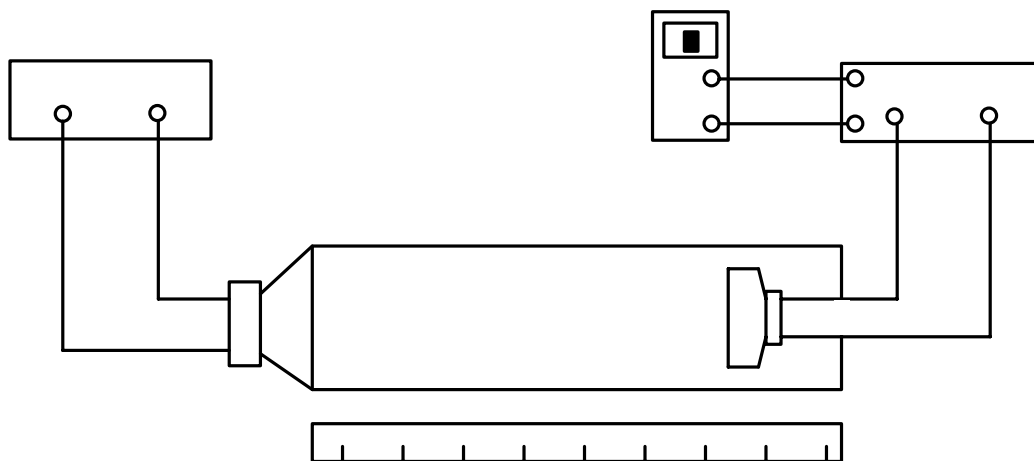


Рис. 1

Хід роботи

1. Скласти установку згідно з рис.1 та після перевірки готовності вімкнути прилади в мережу.

2. Встановити певну частоту генератора з діапазону 500...1000 Гц та відрегулювати прийняту гучність звучання.

3. Віддаляючи мікрофон від телефону вздовж труби, послідовно знайти можливі резонансні стани за максимумами сигналу на екрані осцилографа, вимірюючи кожного разу довжину труби $l_1, l_2 \dots$

4. Виконати експеримент з мінімумами амплітуди звукової хвилі.

5. Повторити вимірювання для інших частот вище вказаного діапазону (пп. 2...4).

6. Виміряти температуру в лабораторії.

7. Дані занести в таблицю

Номер п/п	ν , Гц	l_1 , м	l_2 , м	l_3 , м	l_4 , м	T , К	ν , м/с	$\nu_{теор}$, м/с

Обробка результатів експерименту

1. Для кожного значення частоти вимірювань визначити величини швидкості звуку за формулою (12) відповідно до числа знайдених максимумів, мінімумів. Отримані результати усереднити.

2. Знайти середнє значення швидкості звуку в повітрі для всього частотного діапазону. Методом логарифмування та диференціювання обчислити похибки експерименту.

3. Визначити теоретичне значення швидкості звуку за формулою:

$$\nu_{теор} = \sqrt{\frac{\gamma RT}{\mu}},$$

де $\gamma = 1.4$ - показник адіабати для повітря;

$R = 8,31 \frac{Дж}{моль \cdot К}$ – універсальна газова стала;

$\mu = 0,029$ кг/моль – молярна маса повітря;

T - абсолютна температура повітря.

4. Порівняти експериментальне значення швидкості звуку з теоретичним. Зробити висновок.

Додаткове завдання

Дослідити залежність експериментально визначених значень швидкості звуку від частоти та порівняти з даними теорії. Функцію $\nu = f(\gamma)$ зобразити графічно. Результати пояснити.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Як практично утворюється механічна хвиля в пружному середовищі?
3. Що таке довжина хвилі?
4. Які хвилі називають повздовжніми та в яких пружних середовищах вони утворюються?

5. Які хвилі називають поперечними та в яких пружних середовищах вони утворюються?
6. Записати та охарактеризувати рівняння плоскої біжучої хвилі.
7. Що таке фаза хвилі, циклічна частота, хвильове число?
8. В яких випадках при накладанні плоских біжучих хвиль виникає стояча хвиля? Що таке амплітуда стоячої хвилі?
9. Як залежить швидкість звукових хвиль від частоти й довжини хвилі?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Як практично виявляють координати пучностей в цій лабораторній роботі?
2. Чому недоцільно проводити необхідні вимірювання за допомогою вузлів стоячої хвилі?
3. Як визначалась швидкість звуку в повітрі за результатами вимірювання координат пучностей в цій лабораторній роботі?
4. Як теоретично можна визначити швидкість звуку в повітрі?
5. Порівняйте експериментальне значення швидкості звуку в повітрі з теоретичним значенням.
6. Яким методом були визначені відносна та абсолютна похибки в цій роботі?

Лабораторна робота № 4.8 Визначення швидкості звуку в повітрі методом інтерференції

Мета роботи: вивчити методи визначення швидкості звуку в повітрі методом інтерференції.

Прилади і матеріали: генератор звукових коливань, телефон, прилад Квінке.

Теоретичні відомості

1. Рівняння біжучої хвилі.

Розглянемо процес розповсюдження коливань, джерелом якого є точка O (рис.1), яка коливається за гармонічним законом

$$y = y(0, t) = y_0 \cos \omega t. \quad (1)$$

Нехай коливання точки почалось в момент $t = 0$. Сусідні точки почнуть коливання з тією самою амплітудою та частотою ω , що і точка O , але з деяким запізненням. Початок коливань точки B , яка знаходиться на

відстані x від джерела, запізниться від початку коливань точки O на час $\tau = \frac{x}{v}$, де v — швидкість хвилі в даному середовищі.

Якщо величина відхилення точки O від положення рівноваги в момент t дорівнює $y(0, t) = y_0 \cos \omega t$, то внаслідок запізнення відхилення точки B в той же момент t буде таке, яке було відхилення точки O раніше на час τ , тобто,

$$\begin{aligned} y(x, t) &= y(0, t - \tau) = y_0 \cos \omega(t - \tau); \\ y(x, t) &= y_0 \cos \omega\left(t - \frac{x}{v}\right). \end{aligned} \quad (2)$$

Рівняння (2) називається рівнянням біжучої хвилі. Таким чином, з рівняння (2) виходить, що зміщення довільної точки залежить від двох змінних - відстані x від точки до джерела та часу спостереження t .

Відстань, на яку розповсюджуються коливання за один період, називається довжиною хвилі λ :

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

де T - період коливань.

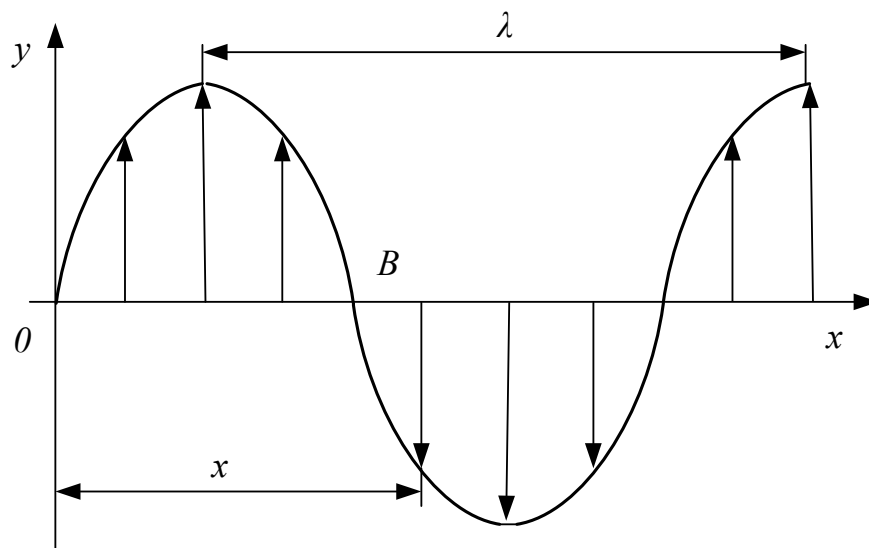


Рис. 1

Оскільки $\omega = \frac{2\pi}{T}$, то рівняння біжучої хвилі можна записати у вигляді:

$$y(x, t) = y_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi x}{vT}\right) = y_0 \cos\left(\omega t - \frac{2\pi x}{\lambda}\right). \quad (4)$$

Якщо порівняти останній вираз з рівняння (1), то можна побачити, що коливання точки з координатою x зсунуті по фазі відносно коливань у точці 0 на $\frac{2\pi x}{\lambda}$.

Швидкість розповсюдження коливань можна подати у вигляді

$$v = \frac{\lambda}{T} = \lambda \nu, \quad (5)$$

де $\nu = \frac{1}{T}$ – частота коливань.

2. Інтерференція хвиль. Поняття про когерентність.

Розглянемо додавання двох синусоїдальних хвиль одного періоду (частоти), які виникають в однорідному та ізотропному середовищі від точкових джерел S_1 та S_2 , циклічні частоти гармонічних коливань яких дорівнюють ω_1 та ω_2 , а початкові фази відповідно α_1 та α_2 . Нехай коливання, які спричиняються ними в довільній точці M однаково направлені та задовольняють рівняння

$$U(r, t)_1 = A_1 \cos(\omega_1 t - k_1 r_1 + \alpha_1) = A_1 \cos \varphi_1;$$

$$U(r, t)_2 = A_2 \cos(\omega_2 t - k_2 r_2 + \alpha_2) = A_2 \cos \varphi_2.$$

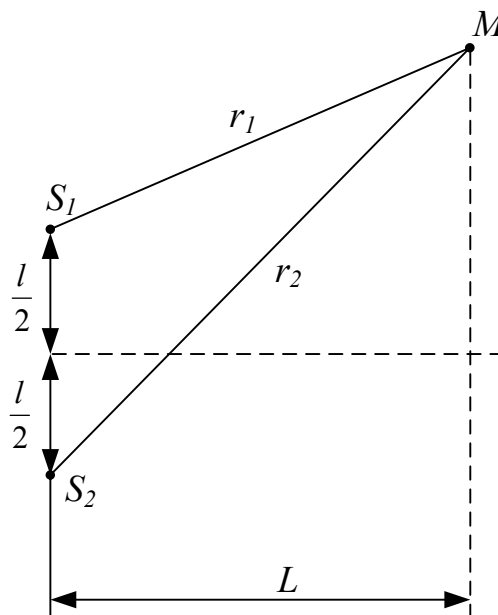


Рис. 2

За принципом суперпозиції, результуюче коливання в точці M буде описуватись формулою

$$U(r, t) = U(r, t)_1 + U(r, t)_2 = A \sin \varphi.$$

Для знаходження результуючих амплітуди A та фази φ скористаємося методом векторних діаграм (рис.3). З рисунка бачимо:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\varphi_1 - \varphi_2), \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{A_1 \sin \varphi_1 + A_2 \sin \varphi_2}{A_1 \cos \varphi_1 + A_2 \cos \varphi_2}.$$

Оскільки $k = \frac{\omega}{v}$ де v - фазова швидкість хвилі, то

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (\omega_2 - \omega_1)t - \left(\frac{\omega_2 r_2}{v_2} - \frac{\omega_1 r_1}{v_1} \right) + (\alpha_2 - \alpha_1). \quad (7)$$

З формули (6) бачимо, що при накладанні синусоїдальних хвиль, для яких $\omega_1 \neq \omega_2$, амплітуда A результуючого коливання в довільній точці середовища залежить від часу, тобто результуючі коливання будуть негармонічними.

Амплітуда A буде змінюватись в межах від $|A_1 - A_2|$ до $A_1 + A_2$, та циклічна частота коливань амплітуди збігається з циклічною частотою зміни фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ і дорівнює $\omega_1 - \omega_2$.

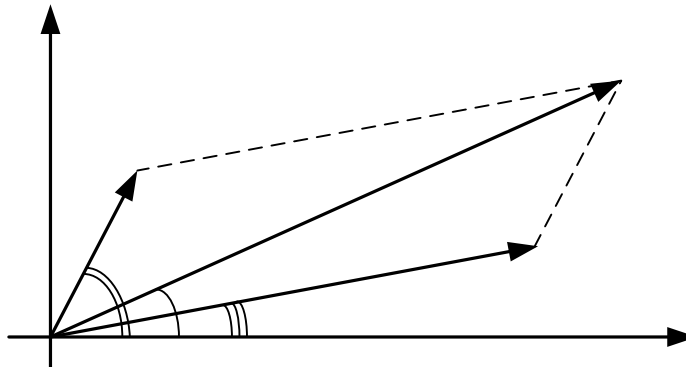


Рис. 3

Якщо ця частота досить велика, то прилад реєстрації не буде встигати реагувати на зміни величини A і буде показувати лише деяке середнє значення.

Знайдемо середнє значення $\langle A^2 \rangle$ квадрата амплітуди за час, що дорівнює періоду τ її зміни:

$$\langle A^2 \rangle = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau A^2 dt = \frac{1}{\tau} \int_0^\tau [A_1^2 + A_2^2 + 2 A_1 A_2 \cos(\varphi_2 - \varphi_1)] dt,$$

$$\langle A^2 \rangle = A_1^2 + A_2^2 + \frac{2 A_1 A_2}{\tau} \int_0^\tau \cos(\varphi_2 - \varphi_1) dt.$$

Оскільки за час τ різниця $\varphi_2 - \varphi_1$ змінюється на 2π , то

$$\int_0^\tau \cos(\varphi_2 - \varphi_1) dt = 0 \quad \text{та} \quad \langle A^2 \rangle = A_1^2 + A_2^2. \quad (8)$$

Таким чином, при накладанні так званих некогерентних синусоїдальних хвиль, для яких $\omega_2 \neq \omega_1$ середнє значення квадрата амплітуди результуючої хвилі дорівнює сумі квадратів амплітуд вихідних хвиль.

Розглянемо тепер накладання когерентних хвиль.

Когерентними називаються хвилі, які характеризуються однаковою частотою ω та різниця фаз $\Delta\varphi$ яких не залежить від часу. Тобто, якщо $\omega_2 = \omega_1$ та враховуючи, що при цьому в однорідному ізотропному середовищі $v_1 = v_2 = v$, отримуємо:

$$\varphi_2 - \varphi_1 = -\frac{\omega(r_2 - r_1)}{v} + (\alpha_2 - \alpha_1) = -k(r_2 - r_1) + (\alpha_2 - \alpha_1).$$

Тому формулу (6) можна переписати:

$$A^2 = A_1^2 + A_2^2 + 2A_1 A_2 \cos[k\Delta r - (\alpha_2 - \alpha_1)]. \quad (9)$$

Величина $\Delta r = r_2 - r_1$, називається геометричною різницею ходу хвиль (від їх джерел S_1 та S_2 до довільної точки M).

Оскільки $\alpha_2 - \alpha_1 = \text{const}$ та $k = \text{const}$, то бачимо, що різниця фаз $\varphi_2 - \varphi_1$ та амплітуда A не залежать від часу.

Амплітуда результуючого коливання максимальна ($A = A_1 + A_2$) в усіх точках M , для яких аргумент косинуса дорівнює парному числу n :

$$k\Delta r + (\alpha_1 - \alpha_2) = \pm 2m\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots) \quad (10)$$

чи, замінивши k на $\frac{2\pi}{\lambda}$, одержимо

$$\Delta r = \pm m\lambda + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2\pi} \lambda.$$

Якщо $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$, то

$$\Delta r = \pm m\lambda.$$

Очевидно, що амплітуда результуючого коливання мінімальна ($A = |A_1 - A_2|$) в усіх точках M , для яких

$$k\Delta r + (\alpha_1 - \alpha_2) = \pm(2m - 1)\pi \quad (m = 0, 1, 2, \dots), \quad (11)$$

або

$$\Delta r = \pm(2m - 1)\frac{\lambda}{2} + \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2\pi}\lambda.$$

Якщо $\alpha_2 - \alpha_1 = 0$, то умова мінімуму амплітуди запишеться так

$$\Delta r = \pm(2m - 1)\frac{\lambda}{2}.$$

При накладанні когерентних хвиль квадрат амплітуди та енергія результуючої хвилі відрізняються від суми відповідно квадратів амплітуд та енергій вихідних хвиль. Так, в усіх точках M , які задовольняють умову (10)

$$A_{\max}^2 = (A_1 + A_2)^2 > (A_2^2 + A_1^2),$$

а в точках M , які задовольняють умову (11)

$$A_{\min}^2 = (A_1 + A_2)^2 < (A_2^2 + A_1^2)$$

Явище накладання хвиль, при якому виникає стійке в часі їх взаємне підсилення в одних точках простору та послаблення в інших, в залежності від співвідношення між фазами цих хвиль, називається інтерференцією.

Інтерферувати можуть тільки когерентні хвилі, якщо їм відповідають коливання, які проходять вздовж одного і того чи близьких напрямів.

Отже, якщо в різниці ходу когерентних хвиль вкладається парне число півхвиль, то в результаті їх накладання отримаємо максимальну амплітуду результуючого коливання, тобто в точці спостереження будемо спостерігати максимум інтерференції. Якщо ж в різниці ходу вкладається непарне число півхвиль, то отримаємо мінімальну амплітуду, тобто спостерігаємо мінімум інтерференції.

Розглянемо явище інтерференції на прикладі розповсюдження звукових хвиль від одного джерела T вздовж труби K (рис.4).

Нехай довжина шляху вздовж труби 1 до довільної точки дорівнює x , а вздовж труби 2 - $x + d$.

Очевидно, правіше цієї точки обидві хвилі розповсюджуються з постійною різницею ходу, яка дорівнює d . Запишемо рівняння хвиль, які виходять з труб 1 та 2:

$$y_1 = y_0 \sin \omega \left(t - \frac{x}{v} \right); \quad (12)$$

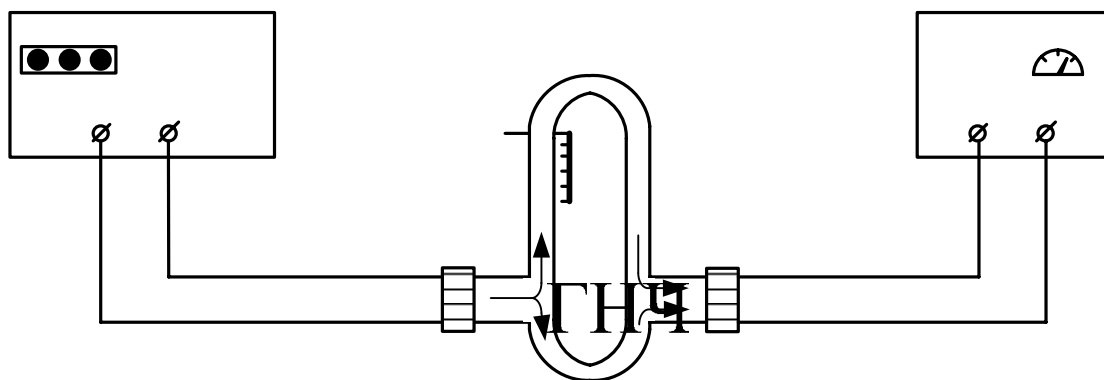


Рис. 4

C

$$\begin{aligned}
 y_2 &= y_0 \sin \omega \left(t - \frac{x+d}{v} \right) = y_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) - \frac{\omega d}{v} \right] = \\
 &= y_0 \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) - \frac{2\pi}{\lambda} d \right].
 \end{aligned}
 \tag{13}$$

K

Якщо порівняти рівняння (12) та (13), можна побачити, що постійна різниця ходу d спричиняє постійну різницю фаз $\frac{2\pi d}{\lambda}$. Результуюче коливання в точці P буде дорівнювати сумі коливань y_1 та y_2 :

O

$$y = y_1 + y_2 = 2y_0 \cos \frac{\pi}{\lambda} d \sin \left[\omega \left(t - \frac{x}{v} \right) - \frac{\pi}{\lambda} d \right].
 \tag{14}$$

Останнє рівняння описує біжучу хвилю, амплітуда якої дорівнює $2y_0 \cos \frac{\pi}{\lambda} d$. Якщо $\cos \frac{\pi}{\lambda} d = 0$, то амплітуда коливань рівна нулю, оскільки хвилі повністю гасять одна одну (якщо амплітуда коливань y_1 та y_2 різні, то в таких випадках одержимо мінімум коливань). Очевидно, умова мінімумів має вигляд:

$$\frac{\pi d}{\lambda} = (2n+1) \frac{\pi}{2},$$

тобто

$$d = (2n+1) \frac{\lambda}{2}, \quad (n = 0, 1, 2, \dots).
 \tag{15}$$

Якщо $\cos \frac{\pi}{\lambda} d = 1$, то амплітуда коливань буде максимальна, тобто будемо спостерігати підсилення хвиль. Отже, умова максимумів має вигляд

$$\frac{\pi d}{\lambda} = n\pi,$$

тобто

$$d = n\lambda = 2n\frac{\lambda}{2}. \quad (16)$$

Таким чином, максимум інтерференції одержимо тоді, коли перша труба довша другої на парне число півхвиль.

Опис установки

Схема установки для визначення швидкості звуку методом інтерференції зображена на рис.4. До стіни нерухомо прикріплена вигнута труба *B*, в яку зверху входить подібна їй труба *C* меншого діаметра. Трубу *C* можна всувати в трубу *B* та висувати. В лівому коліні труби зроблено отвір *O*, через який вона з'єднується за допомогою гумової трубки *K* з телефоном *T*, який підключено до звукового генератора ГНЧ. Цей генератор являє собою електронний прилад, що збуджує синусоїдальний змінний струм, частоту останнього можна змінювати в межах від 500... 1500 Гц. На лицьовій панелі звукового генератора знаходяться три рукоятки:

Z_1 - перемикач діапазонів частот,

Z_2 - рукоятка для регулювання гучності звуку (амплітуди коливань),

Z_3 - рукоятка плавного настроювання на частоту.

Змінний струм, що збуджується генератором, проходить через котушки телефону *T*, внаслідок чого його мембрана почне коливатись.

Звукові хвилі, які розповсюджуються вздовж труби, попадають у прилад Квінке та розгалужуються: частина їх розповсюджується вздовж коротшого коліна, частина - вздовж довшого. Далі ці хвилі знов сходяться біля отвору *P*. Для того, щоб збільшити точність вимірів, установка обладнана мікрофоном, що розташований в точці збігу звукових хвиль *P*. Мікрофон з'єднаний з входом підсилювача. На лицьовій панелі підсилювача розташований стрілковий прилад, покази якого дозволяють чітко спостерігати максимуми та мінімуми інтерференції.

Оскільки звукові хвилі утворилися одним джерелом, то вони будуть когерентними. Тому внаслідок інтерференції в отворі *P* в залежності від різниці ходу розповсюдження хвиль за допомогою індикатора будемо спостерігати максимум та мінімум інтерференції.

Якщо ми будемо всувати чи висувати трубу *C*, то можна добитися того, щоб різниця ходу хвиль була рівна парному числу півхвиль, тоді в отворі *P* отримаємо максимум інтерференції. При цьому на індикаторі ми спостерігаємо максимальне відхилення стрілки від нуля. При непарному числі півхвиль отримаємо мінімум інтерференції. Таким чином, можемо визначити довжину λ звукової хвилі, якщо будемо знати на скільки

перемістився покажчик на трубці при переході від одного максимуму до другого.

Позначимо через d відстань, на яку перемістився покажчик при переході від одного максимуму до другого. Тоді для першого максимуму(16)

$$d_1 = 2n \frac{\lambda}{2},$$

а для другого

$$d_2 = 2(n+1) \frac{\lambda}{2}.$$

Оскільки при зміщенні покажчика N на величину l довжина шляху по верхній трубці збільшилась на $2l$, то $d_2 = d_1 + 2l$, звідки

$$l = \frac{\alpha_2 - \alpha_1}{2} = \frac{\left[2(n+1) \frac{\lambda}{2} - 2n \frac{\lambda}{2} \right]}{2} = \frac{\lambda}{2}.$$

Отже, $\lambda = 2l$.

Якщо підставимо значення λ в формулу (5), одержимо вираз для визначення швидкості звуку в повітрі:

$$v = 2lv. \quad (17)$$

Хід роботи

1. Ввімкнути генератор ГНЧ тумблером "Сеть".
2. Заглибити кнопку "x10" та ручкою "Частота Гц" встановити частоту звуку 1000 Гц.
3. Ввімкнути підсилювач тумблером "ВКЛ", що розташований на лицьовій панелі підсилювача. Ручкою "Чувствительность" стрілку приладу виставити в середнє положення.
4. Переміщувати трубу C , визначити за положенням стрілки та покажчика n точне положення максимумів та мінімумів інтерференції. Записати поділку шкали, проти якої при цьому стоїть покажчик n .
5. Записати положення всіх максимумів.
6. Вимірювання повторити для частот 800 і 1200 Гц.

Обробка результатів експерименту

1. Розрахувати значення l_i , які дорівнюють $l_1 = n_2 - n_1$, $l_2 = n_3 - n_2, \dots$
2. За формулою (17) визначити швидкість звуку для даної температури.

3. Визначити середнє значення v_{cp} .
4. Оцініть точність вимірювання.

Додаткові завдання

1. Дослідити залежність швидкості звуку в повітрі від частоти задаючого генератора.
2. Порівняти одержаний результат з теоретичними виразами для швидкості звуку в адіабатичному наближенні $v_{36} = \sqrt{\gamma \frac{RT}{\mu}}$ та в ізотермічному наближенні $v_{36} = \sqrt{\frac{RT}{\mu}}$ та проаналізувати одержані результати.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Як можна одержати рівняння біжучої хвилі? Охарактеризуйте всі фізичні величини, які входять в це рівняння.
3. Що таке період коливань хвилі, довжина хвилі?
4. Як визначається швидкість поширення в пружному середовищі?
5. Що таке інтерференція хвиль? Які хвилі здатні інтерферувати?
6. Назвіть умови творення максимумів і мінімумів інтерференції хвиль? Запишіть вираз для різниці ходу двох хвиль при утворенні максимумів та мінімумів інтерференції.

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Як практично створювались в лабораторній роботі умови виникнення максимумів інтерференції.
2. Як виявлялись в лабораторній установці випадки створення максимумів інтерференції?
3. Як практично вимірювалась довжина хвилі для заданої в лабораторній роботі частоти?
4. Як було визначено в цій лабораторній роботі швидкість поширення звукових хвиль в повітрі?
5. Як можна визначити середню швидкість поширення звукових хвиль в повітрі?
6. Запропонуйте формулу для розрахунку швидкості звукових хвиль в повітрі в адіабатичному наближенні. Які фізичні величини входять в цю формулу?

7. Як були оцінені абсолютна та відносна похибки вимірювання швидкості звуку в лабораторній роботі?

Лабораторна робота № 4.9 Вивчення резонансу напруг і струмів

Мета роботи: дослідження вимушених електричних коливань в найпростіших колах, які містять реактивні і активні опори; спостереження резонансу напруг і струмів.

Прилади і матеріали: амперметри, вольтметри, батарея конденсаторів, котушки змінної індуктивності, понижувальний трансформатор, реостат, з'єднувальні провідники.

Теоретичні відомості

В електричних колах, до складу яких поряд з омичним опором входять реактивні елементи, а саме: конденсатори, котушки індуктивності можливе виникнення коливань сили струму, напруги. Ці коливання обумовлені тим, що в колі відбуваються періодичні перетворення енергії: енергія магнітного поля котушки індуктивності перетворюється в енергію електричного поля конденсатора і навпаки. Наявність активного опору приводить до необоротних втрат енергії на нагрівання провідників внаслідок чого коливання врешті решт затухають. Якщо в коло ввімкнути джерело змінної напруги, то поряд з власними будуть відбуватися також коливання, частота яких збігається з частотою зовнішньої ЕРС, тобто так звані вимушені коливання. Оскільки власні коливання згасають, а втрати енергії вимушених коливань компенсуються за рахунок зовнішнього джерела, то після згасання власних коливань в колі здійснюватимуться лише вимушені коливання, які можуть супроводитися резонансними явищами. Характер і особливості резонансу суттєво залежать від способу з'єднання реактивного і омичного опорів.

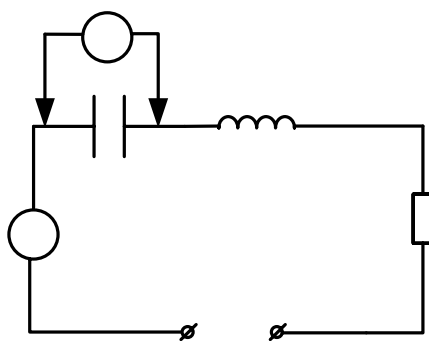


Рис. 1

В нерозгалуженому колі, яке зображене на рис.1, тобто при послідовному з'єднанні котушки індуктивністю L , конденсатора ємністю C і спостерігається резонанс напруг.

Нехай зовнішня напруга, яка і забезпечує вимушені коливання, змінюється за гармонічним законом з частотою ω і амплітудою U_0 , тобто:

$$U = U_0 \cos \omega t \quad (1)$$

Оскільки частота коливань збігається з частотою зовнішньої періодичної сили, то для сили струму можемо записати:

$$I = I_0 \cos(\omega t + \varphi), \quad (2)$$

де I_0 , φ – відповідно сила струму і зсув фаз між струмом і напругою в колі. Для знаходження I_0 і φ звернемося до закону Ома, за яким:

$$U_C + U_L = U + \varepsilon_i. \quad (3)$$

Тут U_C , U_L – напруга між обкладинками конденсатора, спад напруги на активному опорі, а ε_i – електрорушійна сила самоіндукції.

Оскільки

$$\varepsilon_i = -L \frac{dI}{dt}, \quad (4)$$

$$U_R = IR, \quad (5)$$

$$U_C = \frac{q}{C}, \quad (6)$$

то підстановкою (4)...(6) в (3) одержуємо

$$L \frac{dI}{dt} + IR + \frac{q}{C} = U_0 \cos \omega t. \quad (7)$$

Зауваживши, що

$$q = \int I dt \quad (8)$$

та врахувавши залежність сили струму від часу (2) для зарядження обкладинок конденсатора, знаходимо:

$$q = I_0 \int \cos(\omega t + \varphi) dt = \frac{I_0}{\omega} \sin(\omega t + \varphi) = \frac{I_0}{\omega} \cos\left(\omega t + \varphi - \frac{\pi}{2}\right). \quad (9)$$

Вважаючи, що співвідношення (2) є розв'язком рівняння вимушених коливань (7) після підстановки (2) і (9) в (7) повинні отримати тотожність. Ця підстановка дає:

$$\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)I_0 \cos\left(\omega t + \varphi + \frac{\pi}{2}\right) + I_0 R \cos(\omega t + \varphi) = U_0 \cos \omega t. \quad (10)$$

Отже, підбравши I_0 і φ так, щоб рівність (10) виконувалась тотожно, ми переконаємось, що вимушені коливання в даному колі справді описуються рівнянням (2). Згідно з (10) ліва частина – сума гармонічних коливань з рівними частотами. А тому для складання коливань зручно використати діаграми. Враховуючи, що різниця фаз між першим і другим доданком складає $\frac{\pi}{2}$, одержуємо, векторну діаграму (рис.2).

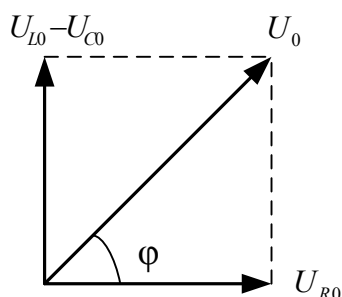


Рис. 2

Тут

$$U_{R0} = I_0 R, \quad U_{0L} - U_{0C} = I_0 \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right). \quad (11)$$

Очевидно, що

$$U_{0R}^2 + (U_{0L} - U_{0C})^2 = U_0^2, \quad \operatorname{tg} \varphi = \frac{U_{0C} - U_{0L}}{U_{0R}}. \quad (12)$$

Підстановкою (11) в (12) одержуємо:

$$I_0 = \frac{U_0}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}}, \quad (13)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\frac{1}{\omega C} - \omega L}{R}. \quad (14)$$

Із співвідношення (13) випливає, що при зростанні частоти амплітуда сили струми спочатку зростає, проходить через максимум, після чого

зменшується, прямуючи до нуля. Максимальне значення амплітуди досягається, якщо частота

$$\omega = \frac{1}{\sqrt{LC}}. \quad (15)$$

Зростання амплітуди сили струму в нерозгалуженому колі при частоті, яка визначається умовою (15) називається резонансом напруг.

З векторної діаграми (рис.2) бачимо, що при резонансі напруг $\operatorname{tg}\varphi=0$ і $U_{0L}=U_{0C}$. В силу того, що напруги U_L і U_C змінюються в протилежних фазах, то спад напруги $U_{0L} + U_{0C}$ на реактивних елементах схеми (рис.1) при резонансі дорівнює нулю. Застосовуючи закон Ома для ділянки, яка містить L і C , переконуємось, що виконання умови (15) забезпечує рівність нулю реактивного опору цієї ділянки. В цьому і полягає причина резонансу напруг. Легко переконатись, що при певних співвідношеннях між L , C і R , амплітуди U_{0L} і U_{0C} можуть перевищувати U_0 . Саме з цією обставиною пов'язана як назва резонансу в послідовному з'єднанні L , C і R , так і обширна область застосування резонансу напруг в радіотехніці і електротехніці.

Якісно інший характер резонансу в колі з паралельним з'єднанням котушки індуктивності і конденсатора, яке зображене на рис.3.

Як і в попередньому випадку потрібно знайти амплітуду сили струму і зсув фаз між струмом і напругою. Перш за все зауважимо, що при паралельному з'єднанні $U_L = U_C$. Врахувавши зв'язок між амплітудами напруг і струмів:

$$I_{0L}\omega L = U_{0L}; \quad \frac{I_{0C}}{\omega C} = U_{0C}, \quad (16)$$

одержуємо співвідношення між амплітудними значеннями струмів:

$$I_{0L}\omega L = \frac{I_{0C}}{\omega C}. \quad (17)$$

З рівності (17) випливає, що

$$I_{0C} = \omega^2 L C I_{0L}. \quad (18)$$

Застосуємо до вузла a перше правило Кірхгофа. При цьому приймемо до уваги, що струм через котушку індуктивності відстає, а струм через конденсатор випереджає напругу по фазі на $\frac{\pi}{2}$. Внаслідок цього струми I_L і I_C змінюються в протилежних фазах. А тому

$$I_0 = |I_{0L} - I_{0C}| = I_{0L} |1 - \omega^2 LC|, \quad (19)$$

де враховано співвідношення (18).

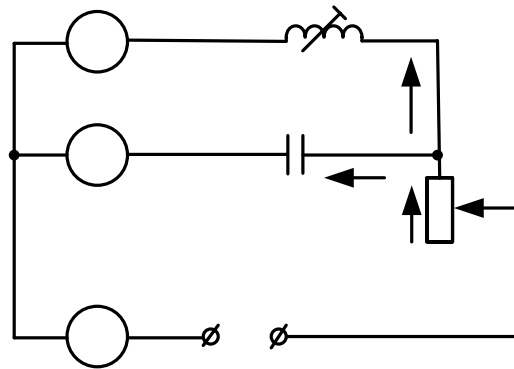


Рис. 3

A₁

Запишемо тепер для ділянки *RaLb* закон Ома

$$U_L + U_R = U, \quad (20)$$

Кожен з доданків у лівій частині (20) – гармонічне коливання частоти ω , а тому для їх додавання побудуємо відповідну діаграму (рис.4).

Тут $U_{0R} = RI_0$,

$$U_{0L} = \omega LI_{0L} = \frac{\omega L}{1 - \omega^2 LC} I_0. \quad (21)$$

де U_{0R}, U_{0L} – амплітуди напруг на активному опорі і котушці індуктивності.

З векторної діаграми маємо:

$$U_{0L}^2 + U_{0R}^2 = U_0^2. \quad (22)$$

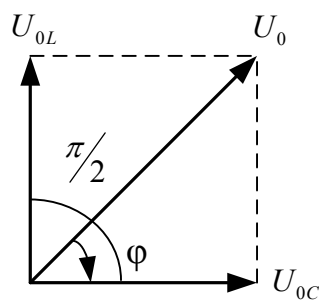


Рис. 4

Підстановка (21) в (22) після простих перетворень дає:

$$I_0 = \frac{U_0 - |1 - \omega^2 LC|}{\sqrt{R^2(1 - \omega^2 LC)^2 + \omega^2 L^2}}, \quad (23)$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{U_{0L}}{U_{0R}} = \frac{\omega L(\omega^2 LC - 1)}{R}. \quad (24)$$

Очевидно, що при збігу частоти зовнішнього джерела з резонансною, яка визначається рівністю (15), відбувається різке зменшення сили струму I_0 , причому згідно з (22) $I_0 = 0$. Із співвідношення (19) отримуємо, що амплітуди I_{0C} і I_{0R} при резонансі рівні між собою. Тому резонанс при паралельному з'єднанні L і C елементів називається резонансом струмів. Зменшення I_0 при резонансі струмів спричиняється тим, що на резонансній частоті реактивний опір кола досягає максимуму. Практичне використання резонансу струмів значною мірою обумовлене тим, що при певному співвідношенні між параметрами амплітудні значення I_L , I_C можуть набагато перевищувати I_0 .

Хід роботи

Завдання 1. Резонанс напруг.

1. Скласти схему згідно з рис. 1.
2. Ввімкнути реостат на повний опір.
3. Підібрати оптимальну величину ємності батареї конденсаторів.
4. Перемістити осердя котушки до упору.
5. Ввімкнути схему, висовуючи сердечник з котушки через кожні 5мм. Виміряти значення сили струму.
6. Побудувати графік залежності сили струму від переміщення осердя для трьох різних значень опору.
7. Обчислити індуктивність котушки, враховуючи, що $\omega = 2\pi\nu$, де ν - частота промислового струму.
8. Вимірюючи U_L , U_C , U , встановити співвідношення між амплітудами напруг.

Завдання 2. Резонанс струмів.

1. Скласти схему за рис.3.
2. Ввімкнути схему так, як і в завданні 1.
3. Переміщуючи осердя на 5 мм, виконати вимірювання струмів I , I_L , I_C .
4. Побудувати графіки залежності сили струму від переміщення осердя для трьох різних опорів.
5. Знайти індуктивність котушки за формулою (15).
6. Встановити співвідношення між I , I_L , I_C при резонансі.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. При яких умовах в коливальному контурі може виникнути резонанс?

3. Як можуть бути з'єднанні індуктивність та ємність в коливальному контурі для виникнення резонансу напруг?
4. Що таке резонансна частота? Запишіть вираз для резонансної частоти і поясніть цю формулу?
5. Що таке резонанс струмів? При яких умовах в коливальному контурі можливий резонанс струмів?
6. При резонансі струмів реактивний опір кола досягає максимуму чи мінімуму? Дайте аргументоване пояснення.

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Як практично був отриманий резонанс напруг в коливальному контурі?
2. Як практично був отриманий резонанс струмів в коливальному контурі?
3. Що таке параметричний резонанс? Наведіть приклади параметричного резонансу?

Оптика

Лабораторна робота № 5.1 Визначення головної фокусної віддалі оптичних систем

Мета роботи: оволодіти методикою визначення головної фокусної віддалі лінзи та оптичних систем.

Прилади і матеріали: оптична лава, набір лінз, екран, освітлювач.

Теоретичні відомості

Для точного визначення головної фокусної відстані збірної лінзи чи системи лінз користуються методом Гауса - Бесселя. Розглянемо формулу тонкої збірної лінзи:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{d} + \frac{1}{f}, \quad (1)$$

де d - відстань від предмета до оптичного центра лінзи;

f - відстань від оптичного центра лінзи до чіткого зображення його на екрані;

F - головна фокусна відстань лінзи.

Для цієї мети можна використати формулу (1). Однак величини d і f на практиці визначити точно неможливо, тому що у загальному випадку положення оптичного центра лінзи невідоме. Тому поступаємо таким чином. Спочатку відмітимо, що формула (1) не змінює свого вигляду, якщо d і f поміняти місцями. Це означає, що коли на місці чіткого зображення предмета помістити сам предмет, то його зображення одержимо в тому місці, де раніше знаходився предмет. Говорять, що відстань d і f самоспряжені.

В дійсності переміщувати предмет не обов'язково. Одержавши, наприклад, чітке обернене і збільшене зображення предмета на екрані $A'B'$, вимірюють відстань D від предмета до екрана, а потім, не змінюючи їх положення, переміщують лінзу L в положення L_1 так, щоб одержати чітке обернене й зменшене зображення предмета $A'B'$, що зображено на рис. 1.

Тобто, за допомогою лінзи можна одержати два чітких зображення. Одне з них, збільшене, що знаходиться на відстані f від лінзи, а друге, зменшене - на відстані d від неї.

Позначимо зміщення оптичного центра лінзи O через a . Величину a можна виміряти переміщенням будь-якої точки лінзи L , оскільки при її русі положення оптичного центра відносно лінзи не змінюється. Ця обставина дозволяє подолати відмічене вище утруднення, оскільки

переміщення самого оптичного центру лінзи можна замінити переміщенням будь-якої мітки на штативі цієї лінзи.

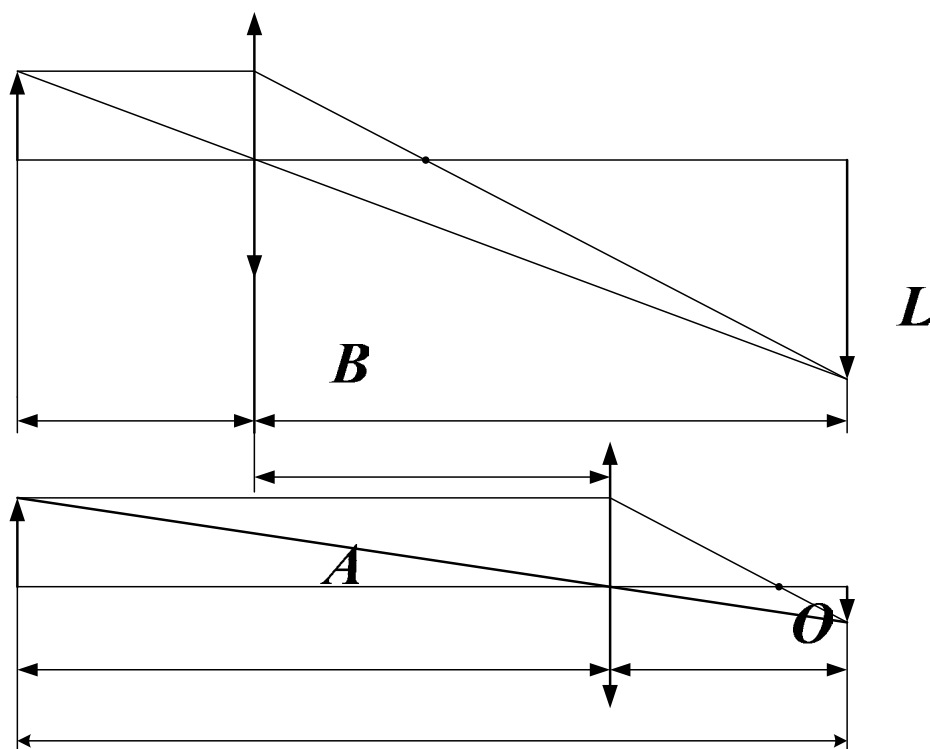


Рис. 1

З рис.1 випливає:

$$D = d + f, \quad a = f - d;$$

Звідси знаходимо:

$$f = \frac{D+a}{2}, \quad d = \frac{D-a}{2}.$$

Підставивши значення d і f в формулу (1), одержуємо:

$$F = \frac{D^2 - a^2}{4D}. \quad (2)$$

Установка для виконання роботи змонтована на оптичній лаві, де розташовані освітлений предмет, екран та рухомий штатив для закріплення лінз.

Хід роботи

Завдання 1. Визначення головної фокусної віддалі збиральної лінзи.

1. Закріпити досліджувану лінзу в штативі.
2. Ввімкнути освітлювач. Переміщуючи лінзу, добитись чіткого зображення предмета на екрані і зафіксувати положення мітки на штативі лінзи.

3. Переміщуючи лінзу в іншу сторону, добитись нового чіткого зображення предмета на екрані і зафіксувати це положення мітки.
4. Знайти віддалі D і a . Результати занести в таблицю.
5. Виконати пункти 1...4 для другої збірної лінзи.

Завдання 2. Визначення головної фокусної віддалі системи лінз та розсіювальної лінзи.

1. Скласти разом досліджувані в першому завданні дві збиральні лінзи, і закріпити їх в штативі.
2. Виконати пп. 1...4 завдання 1.
3. Скласти разом розсіювальну лінзу з такою збиральною лінзою, щоб одержана оптична система давала на екрані дійсне зображення.
4. Виконати пп. 1...4 завдання 1.

Обробка результатів експерименту

1. За формулою (2) знайти головні фокусні відстані обох досліджуваних збиральних лінз.
2. За формулою (2) знайти головну фокусну відстань оптичної системи двох збиральних лінз.
3. Переконайтесь, що при дотику двох тонких лінз загальна оптична сила системи дорівнює сумі оптичних сил обох лінз:

$$\frac{1}{F} = \frac{1}{F_1} + \frac{1}{F_2}. \quad (3)$$

4. За формулою (2) розрахувати головну фокусну відстань оптичної системи з розсіювальною лінзою.
5. Використовуючи співвідношення (3), вирахувати головну фокусну відстань розсіювальної лінзи.
6. Результати всіх розрахунків занести в таблицю; знайти похибки вимірювань; зробити висновки.

Дослід	$D \pm \Delta D$, см	$a \pm \Delta a$, см	$F \pm \Delta F$, см	ε , %
1 збиральна				
2 збиральна				
3 розсіювальна				
система 1 - 2				
система 1 – 3				

Дослідницьке завдання

1. Знайти світлосилу лінз.
2. Знайти збільшення лінз.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Охарактеризувати метод Гауса-Бесселя точного визначення фокусної відстані збиральної лінзи.
3. Що таке головна фокусна відстань лінзи?
4. Що таке оптична сила лінзи та в яких одиницях вона вимірюється?
5. Чому для визначення фокусної відстані розсіювальної лінзи експериментальним методом її беруть разом із збиральною лінзою?
6. Як пов'язані між собою оптичні сили двох або більше оптичних лінз?
7. Яка фокусна відстань називається головною?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Яке означення можна дати: тонкій лінзі, оптичному центру, оптичній осі; фокальній площині; головним фокусам та оптичній силі лінзи?
2. Побудувати зображення предмета в тонкій збиральній лінзі, розмітивши предмет перед фокусом лінзи і між фокусом та лінзою.
3. Побудувати зображення предмета в тонкій розсіювальній лінзі.
4. Чому можна визначити фокусну відстань лише одним способом?

Лабораторна робота № 5.3

Визначення показника заломлення скляної пластинки за допомогою мікроскопа

Мета роботи: освоїти методику визначення показника заломлення плоскопаралельних прозорих пластинок; визначити показник заломлення скла.

Прилади і матеріали: мікроскоп з мікрометричним гвинтом, мікрометр, набір скляних пластинок різної товщини з двома взаємно перпендикулярними штрихами на верхній та нижній поверхнях, освітлювач.

Теоретичні відомості

Промінь, що падає на границю двох прозорих середовищ оптичної густини, розділяється на два промені — відбитий і заломлений.

Синус кута падіння i відноситься до синуса кута заломлення r як швидкість світла в першому середовищі v_1 до швидкості світла в другому середовищі v_2

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_{12}}. \quad (1)$$

Із співвідношення (1) випливає, що швидкість світла неоднакова в різних середовищах і для променю деякої хвилі справедливій рівності:

$$\frac{\sin i}{\sin r} = \frac{v_1}{v_{12}} = n_{21} = \text{const}. \quad (2)$$

Величина n_{21} називається відносним показником заломлення другого середовища відносно першого. Якщо одним із середовищ є вакуум, то показник заломлення другого середовища називається абсолютним показником заломлення. Це записується як:

$$n = \frac{c}{v} = \frac{\sin i}{\sin r}, \quad (3)$$

де c і v - швидкості світла відповідно у вакуумі і в даному середовищі.

Показник заломлення залежить від довжини хвилі світла і від властивостей середовища. Абсолютні показники заломлення більші одиниці, тому що швидкість розповсюдження світла в будь-якому середовищі менша, ніж у вакуумі.

Якщо відомі абсолютні показники заломлення двох середовищ n_1 і n_2 , то їх відносний показник заломлення визначається за формулою:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\frac{c}{n_1}}{\frac{c}{n_2}} = \frac{n_2}{n_1}. \quad (4)$$

Оскільки швидкість світла в повітрі наближається до швидкості світла в вакуумі, то показник заломлення, що вимірюється відносно повітря, практично дорівнює абсолютному показнику.

Показник заломлення як оптична характеристика прозорих середовищ (твердих, рідких і газоподібних) має велике значення для практики. Наприклад, за значеннями показника заломлення можна визначити структуру складних молекул і встановити типи хімічного зв'язку між атомами, визначити з великою точністю (0,01 – 0,1 %) процентний склад газоподібних і рідинних сумішей, вимірювати їх густини і т.д.

Для визначення показників заломлення різних речовин відомі різні методи. Одним з них є метод визначення показників заломлення плоскопаралельних прозорих пластинок за допомогою мікроскопа.

В основі цього методу лежить явище уявного зменшення товщини пластинок внаслідок заломлення світових променів, що проходять крізь неї при розгляданні пластинки перпендикулярно до її поверхні.

Нехай точка A розглядається через плоскопаралельну пластину K (рис.1). Промені AB і AC , що йдуть з точки A після заломлення на границі скло-повітря будуть розповсюджуватись відповідно по напрямках BD і CE . Продовження цих променів перетинаються в точці A_1 . В цій же точці перетнуться також продовження всіх променів, що виходять з точки A . Таким чином, спостерігачеві здається, що промені виходять не з точки A , а з її уявного зображення A_1 , тобто точка A здається розміщеною ближче до спостерігача на величину $a = AA_1$.

Встановимо зв'язок між показником заломлення скла і товщиною пластинки K .

З $\triangle AFC$ і $\triangle A_1 FC$ маємо:

$$\frac{d}{f} = \operatorname{ctg} r, \quad (5)$$

$$\frac{f}{d-a} = \operatorname{tg} i. \quad (6)$$

Перемножуючи рівності (5) і (6), знайдемо:

$$\frac{f}{d-a} = \frac{\sin i \cos r}{\sin r \cos i}. \quad (7)$$

Враховуючи співвідношення

$$\frac{\sin i}{\sin r} = n,$$

Залежність (7) зводимо до вигляду:

$$\frac{d}{d-a} = \sqrt{\frac{n^2 - \sin^2 i}{1 - \sin^2 i}} \quad (8)$$

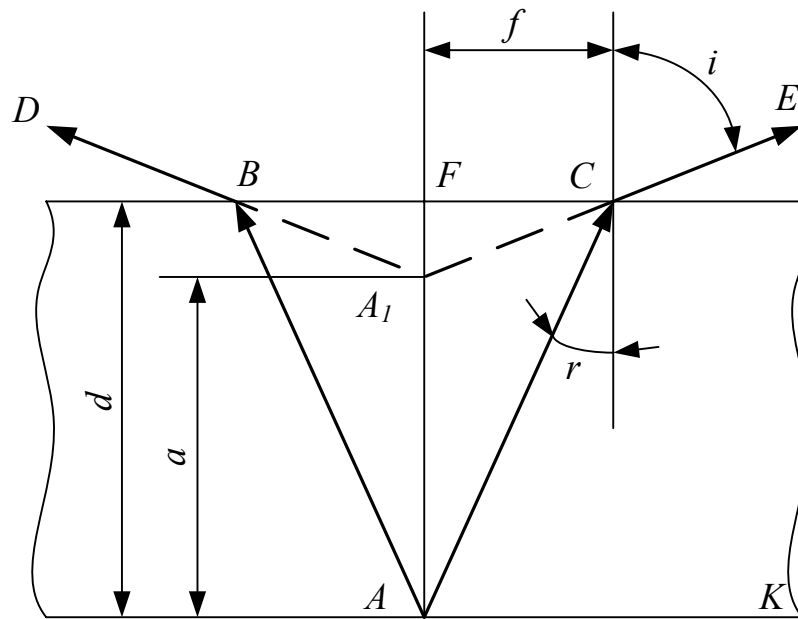


Рис. 1

При спостереженні вертикально зверху $i = 0$. Тому співвідношення (8) приймає вигляд:

$$n = \frac{d}{d - a}. \quad (9)$$

На рис. 2 показано загальний вигляд мікроскопа: O_k – окуляр, T -тубус, B_1 - кремальєра, B_2 - мікрометричний гвинт, O_b - об'єктив, C - предметний столик, K - конденсор, $Дз$ - дзеркало.

Хід роботи

1. За допомогою мікрометра заміряти товщину скляних пластинок в точці перетину штрихів.
2. Покласти скляну пластинку на предметний столик мікроскопа так, щоб точка перетину штрихів знаходилася у центрі поля зору.
3. Повертаючи рукоятку B_1 грубого фокусування проти годинникової стрілки та рукоятку B_2 механізму мікрометричного фокусування в тому ж напрямі до упору, підняти тубус мікроскопа в крайнє верхнє положення. Зняти показання на відліковому барабані механізму мікрометричної орієнтації і записати його, прийнявши за нульову поділку. Потім повільно повертаючи за годинниковою стрілкою рукоятку B_1 грубого фокусування, опускають тубус мікроскопа до тих пір, поки в полі зору не з'явиться найбільш чітке зображення штриха, нанесеного на верхню поверхню пластинки.

4. Повертаючи рукоятку B_2 механізму мікрометричного фокусування до тих пір, поки не з'явиться найбільш чітке зображення штриха, нанесеного на нижню поверхню, знову зняти показання на барабані. Знайти переміщення тубуса мікроскопа, яке рівне $d - a$.

5. Дані вимірювань занести в табл. 1.

6. Вказані вимірювання провести для всіх пластинок.

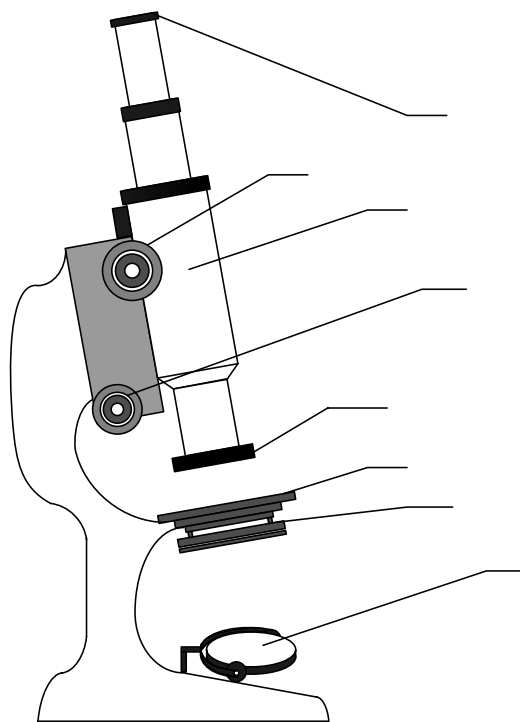


Рис.2

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. За формулою (9) обчислити значення показників заломлення кожної з пластинок.

2. Результати обчислень занести в табл. 1 .

3. Обчислити похибки вимірювань і також занести в табл. 1.

Таблиця 1

Номер пластинки	$d \pm \Delta d$	$d - a = h \pm \Delta h$	$n \pm \Delta n$	$\varepsilon, \%$
1.				
2.				

Дослідне завдання

Вивчити вплив товщини пластинки на точність визначення показника заломлення.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторних робіт

1. Мета роботи.
2. Як пов'язані між собою швидкості світла в різних середовищах?
3. Що таке відносний показник заломлення?
4. В якому випадку показник заломлення буде абсолютним?
5. Чому абсолютні показники заломлення світла в середовищах завжди більші за одиницю?
6. Яким методом визначають показник заломлення прозорих середовищ? Наведіть приклади.
7. Дайте пояснення методу визначення показника заломлення в цій роботі.

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Сформулювати основні закони геометричної оптики. Дати графічне пояснення цим законам.
2. Як практично були визначені абсолютні показники заломлення скляних пластинок в цій роботі?
3. Як можна оцінити похибки вимірювань в цій роботі?

Лабораторна робота № 5.4

Визначення довжини світлової хвилі за допомогою біпризми Френеля

Мета роботи: вивчити один із способів одержання інтерференційної картини - біпризму Френеля, засвоїти методику визначення довжини світлової хвилі за допомогою цього способу.

Прилади і матеріали: оптична лава, біпризма Френеля, джерело світла, конденсор, світлофільтри, мікроскоп з окулярним мікрометром, лінза з відомою фокусною відстанню, щілина.

Теоретичні відомості

Біпризма Френеля є оптичною системою, що складається з двох призм з дуже малими кутами заломлення ($\sim 30'$). Призми складені своїми основами (рис.1).

Якщо промені від джерела світла проходять через щілину S , що розміщена паралельно ребру біпризми Френеля, і падають на неї, то, внаслідок заломлення в останній, вони розділяються на два пучки променів, що перетинаються. Продовження цих променів перетинаються в точках S_1 і S_2 , які є уявними зображеннями щілини і служать когерентними

джерелами. В області перетину променів можна спостерігати інтерференційну картину у вигляді світлих та темних смуг, що чергуються.

Розглянемо інтерференцію світла від двох когерентних джерел S_1 і S_2 (рис.2). Нехай екран P паралельний уявним зображенням S_1 і S_2 щілини S і знаходиться від них на відстані $L \gg l$, де $l = S_1S_2$. Позначимо через y відстань MO_1 від довільної точки M екрана до площини OO_1 , перпендикулярної до екрана і що проходить через середину S_1S_2 . З прямокутних трикутників S_1MA і S_2MB маємо:

$$r_1^2 = L^2 + \left(y - \frac{l}{2}\right)^2;$$

$$r_2^2 = L^2 + \left(y + \frac{l}{2}\right)^2;$$

$$r_2^2 - r_1^2 = \left(y + \frac{l}{2}\right)^2 - \left(y - \frac{l}{2}\right)^2 = 2yl;$$

Замінивши $r_2^2 - r_1^2$ на $(r_2 - r_1)(r_2 + r_1)$ - одержимо рівність

$$r_2 - r_1 = \frac{2yl}{r_1 + r_2}.$$

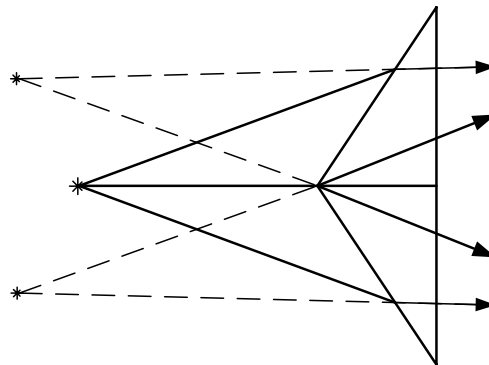


Рис. 1

Звичайно чітка інтерференційна картина спостерігається тільки біля середини екрана. Тому можна вважати, що $y \ll L$ і $r_2 + r_1 \approx 2L$. Тоді

$$r_2 - r_1 = \frac{yl}{L}. \quad (1)$$

Співвідношення (1) дозволяє знайти геометричну різницю ходу променів S_1M і S_2M . Тепер встановимо положення k -го мінімуму. Умова мінімуму при інтерференції має такий вигляд

$$r_2 - r_1 = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (2)$$

де λ - довжина хвилі світла.

Тоді

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

або

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

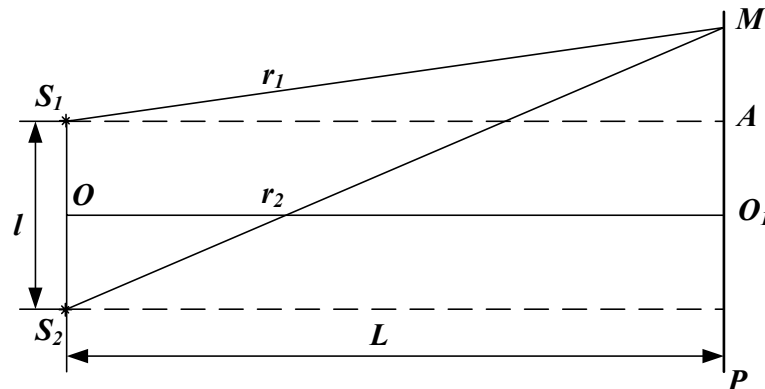


Рис.2

Аналогічно положення m -го мінімуму визначається за формулою

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

Відстань між k -ою і m -ою темними смугами

$$\Delta y = y_k - y_m = \frac{L}{l} (k - m) \lambda.$$

Звідси довжина хвилі

$$\lambda = \frac{\Delta y \cdot l}{L(k - m)}. \quad (3)$$

Можна переконатись, що такий же вираз одержимо і для визначення довжини хвилі λ , якщо знайти відстань між k -им і m -им максимумами.

Для визначення l і L використовується збірна лінза з відомою фокусною відстанню F , яка встановлюється між біпризмою Френеля і мікроскопом (рис.3).

Якщо спроектувати за допомогою цієї лінзи джерела S_1 і S_2 на площину окулярного мікрометра мікроскопа, то за шкалою мікрометра можна безпосередньо визначити відстань її між зображеннями S_1 і S_2 . Для знаходження справжньої відстані використаємо подібність $\triangle AKO$ і $\triangle KO_1B_1$.

Маємо

$$\frac{l}{l_1} = \frac{F}{x_1 - F}.$$

Звідси

$$l = l_1 \frac{F}{x_1 - F}. \quad (4)$$

З рис. 3 видно, що

$$\frac{l}{l_1} = \frac{x}{x_1}. \quad (5)$$

З виразів (4) і (5) після перетворень можна одержати:

$$\frac{x + x_1}{x_1} = \frac{x_1}{x_1 - F}.$$

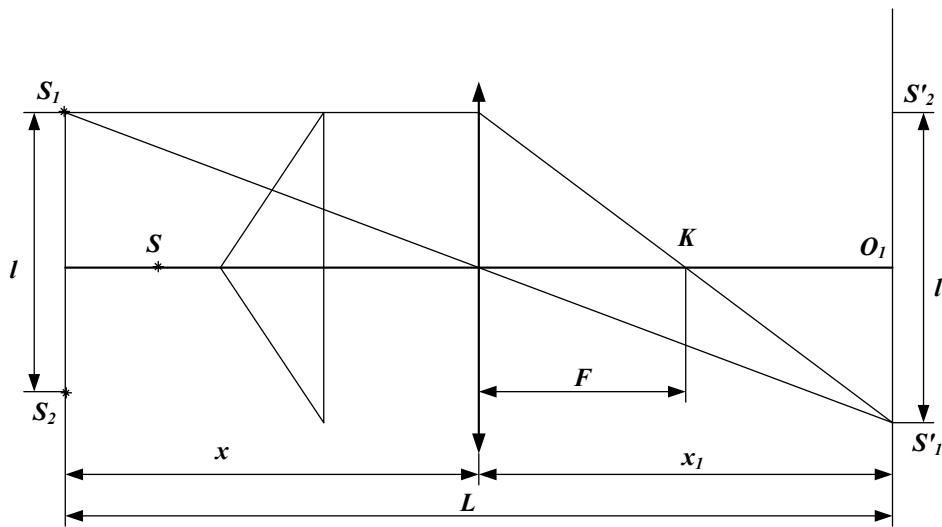


Рис. 3

Однак $x_1 + x_2 = L$ (рис. 3), тому

$$L = \frac{x_1^2}{x_1 - F}. \quad (6)$$

Підставивши значення l і L у формулу (3), одержимо кінцеву формулу для визначення довжини світлової хвилі:

$$\lambda = \frac{\Delta y}{k - m} \cdot \frac{l_1 F}{x_1^2}. \quad (7)$$

Хід роботи

1. Встановити всі прилади на однаковому рівні по вертикалі так, щоб оптичні осі біпризми Френеля і мікроскопа з окулярним мікрометром збігалися. Вибрати ширину щілини 1 мм і встановити її вертикально.

2. Біпризму Френеля встановити на відстані 70...80 см від щілини так, щоб ребро тупого кута біпризми було строго паралельне щілині. Цього можна домогтись поворотом біпризми і щілини навколо горизонтальної осі.

3. Мікроскоп з окулярним мікрометром встановити на відстані 40...50см від біпризми.

4. Провести остаточне установлення на паралельність щілини і ребра біпризми, досягнувши максимальної яскравості і чіткості інтерференційної картини, що спостерігається в полі зору мікроскопа. Цього можна досягнути зміною ширини щілини поворотами її і біпризми навколо горизонтальної осі, а також переміщенням біпризми і мікроскопа один відносно одного.

5. Користуючись окулярним мікрометром, ціна поділки якого вказана на приладі, знайти відстань між k -ою і m -ою темними смугами.

6. Визначити відстань l між уявними джерелами S_1 і S_2 . Для цього, не змінюючи положення приладів на оптичній лаві, розташувати між біпризмою і мікроскопом збірну лінзу, фокусна відстань якої вказана. Пересуваючи її вздовж оптичної лави, одержуємо в полі зору мікроскопа два зображення щілини S . За окулярним мікрометром знайти відстань l .

7. Не пересуваючи приладів, за шкалою оптичної лави визначити відстань x_l від лінзи до мікроскопа.

8. Дані вимірювань занести в таблицю, яку потрібно скласти з урахуванням формули (7). Вимірювання провести не менше трьох разів.

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. За формулою (7) обчислити довжину хвилі λ .
2. Результати обчислень занести в таблицю.
3. Обчислити похибки вимірювань λ і занести їх в таблицю.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Як побудована біпризма Френеля? Як за допомогою біпризми Френеля з одного точкового джерела світла можна одержати два когерентних джерела?
3. Як можна одержати геометричну різницю ходу двох променів в системі біпризма Френеля?

4. Що таке інтерференція світла? Запишіть та поясніть умови максимуму і мінімуму інтерференції світла?
5. Наведіть приклади одержання когерентних джерел світла. Як були отримані когерентні джерелі світла в даній роботі?
6. Яке практичне використання має явище інтерференції світла?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Запишіть і поясніть кінцеву формулу для визначення довжини світлової хвилі.
2. Як практично знаходиться відстань між інтерференційними мінімумами в цій роботі?
3. Як була виміряна відстань між уявними когерентними джерелами S_1 і S_2 ?
4. Як можна оцінити похибки вимірювань в даній лабораторній роботі?

Лабораторна робота № 5.5 Визначення довжини світлової хвилі за допомогою кілець Ньютона

Мета роботи: вивчити явище інтерференції світла на прикладі кілець Ньютона; освоїти методику вимірювання довжини світлових хвиль за допомогою цього методу .

Прилади і матеріали: установка для спостереження кілець Ньютона, що складена на базі інструментального мікроскопа, джерело світла, світлофільтр.



Теоретичні відомості

Кільця Ньютона мають форму кільцевих інтерференційних смуг, що виникають у повітряному шарі між плосковипуклою лінзою великого радіуса і плоскою скляною пластинкою. Якщо освітити систему монохроматичним світлом, світлові хвилі, що відбиваються від верхньої та нижньої границь повітряного шару, є когерентними. Внаслідок їх

інтерференції на поверхні шару у відбитому світлі спостерігається ряд світлих і темних кілець з центром у точці дотику лінзи і скляної пластинки (рис. 1).

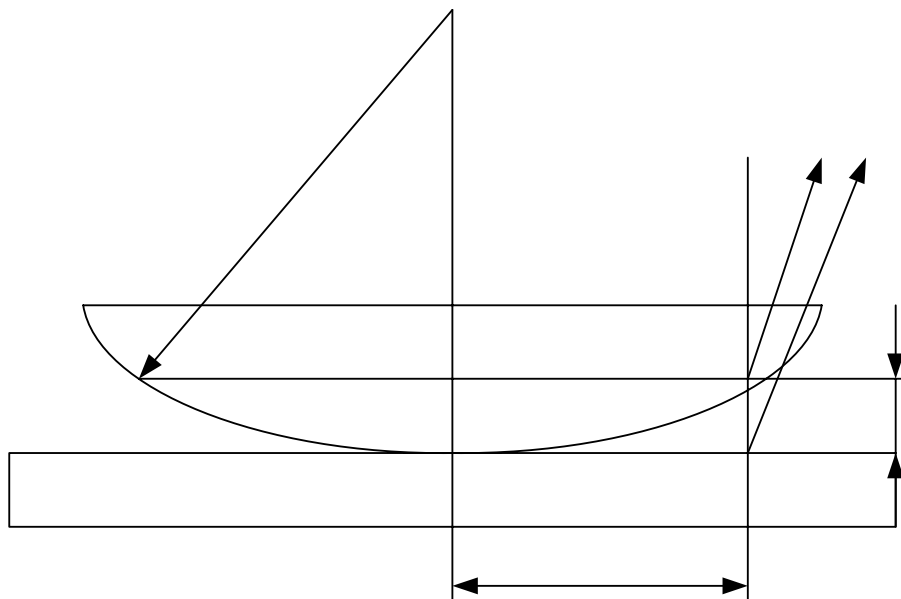


Рис. 1

При спостереженні кілець Ньютона у відбитому світлі центральна пляма буде темною, тому що в цьому випадку геометрична різниця ходу променів дорівнює нулю і втрачається півхвилі при відбитті від плоскої скляної пластинки. У світлі, що проходить, завжди виникає інтерференційна картина, що доповнює ту, яка з'являється у відбитому світлі.

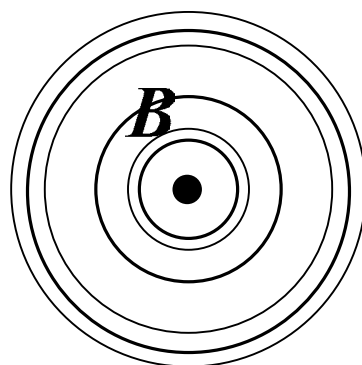


Рис. 2

При освітленні системи білим світлом спостерігаються райдужні кільця Ньютона. Різниця ходу променів, що утворюють k -те темне кільце Ньютона, дорівнює подвоєній товщині повітряного шару плюс $\frac{\lambda}{2}$ (при відбитті світла від скляної пластинки фаза хвилі змінюється на $\frac{\lambda}{2}$):

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

Умова мінімуму $\Delta = (2k + 1) \frac{\lambda}{2}.$

Таким чином, умова виникнення темних кілець Ньютона виражається рівнянням:

$$2d_k = k\lambda. \quad (2)$$

Виразимо d_k через радіус кривизни R лінзи і радіус темного кільця r_k . З $\triangle BOA$ маємо

$$R^2 = (R - d_k)^2 + r_k^2, \quad (3)$$

або

$$r_k^2 = 2Rd - d^2.$$

Якщо $R \gg d$, то

$$r_k^2 \approx 2Rd. \quad (4)$$

Зіставивши (2) і (4), одержимо

$$\lambda = \frac{r_k^2}{kR}. \quad (5)$$

Однак формула (5) не може бути використана для визначення довжини хвилі. Це пояснюється тим, що між лінзою і скляною пластинкою в дійсності є незначний проміжок товщиною α , який практично неможливо виміряти. Внаслідок цього виникає додаткова різниця ходу променів 2α .

Тому умова виникнення темних кілець, приймає вигляд:

$$2d_k + \frac{\lambda}{2} + 2\alpha = (2k + 1) \frac{\lambda}{2},$$

або

$$d_k = k \frac{\lambda}{2} - \alpha.$$

Підставивши вираз, що одержали в (4), знайдемо

$$r_k^2 = 2R_k \frac{\lambda}{2} - 2Ra. \quad (6)$$

Хоч величину α неможливо виміряти безпосередньо, її можна виключити таким чином. Радіус m -го темного кільця Ньютона відповідно (6) дорівнює

$$r_m^2 = 2R_m \frac{\lambda}{2} - 2Ra . \quad (7)$$

Віднімемо від виразу (7) вираз (6):

$$r_m^2 - r_k^2 = R(m - k)\lambda .$$

Звідси

$$\lambda = \frac{r_m^2 - r_k^2}{(m - k)R} ,$$

або

$$\lambda = \frac{(r_m - r_k)(r_m + r_k)}{(m - k)R} . \quad (8)$$

Отже, знаючи радіус кривизни лінзи і радіуси r_m і r_k темних інтерференційних кілець, можна обчислити довжину світлової хвилі λ .

Схема установки зображена на рис. 3.

S – джерело світла,

K – монохроматичний світлофільтр, що пропускає світло, довжина якого вимірюється,

L_1 – лінза, що направляє світло на напівпрозору пластинку M ,

E – скляна пластинка,

L – плоско-випукла лінза,

D – мікроскоп.

Хід роботи

1. Ввімкнути джерело світла. Одержати в полі зору окуляра мікроскопа чітке зображення інтерференційної картини.

2. Пересуваючи столик препаратопереміщувача, сумістити центр інтерференційної картини з візирною міткою окуляра.

3. Виміряти діаметри відповідно 5, 7 і 11 темних кілець. Вимірювання повторити 3 рази для кожного з кілець по взаємоперпендикулярних напрямках.

4. Результати вимірювання записати в таблицю.

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. Знайти середнє значення радіусів темних кілець Ньютона r_5, r_7, r_{11} .

2. Обчислити довжину хвилі за формулою (8).

3. Знайти похибки.

4. Результати обчислень занести в таблицю.

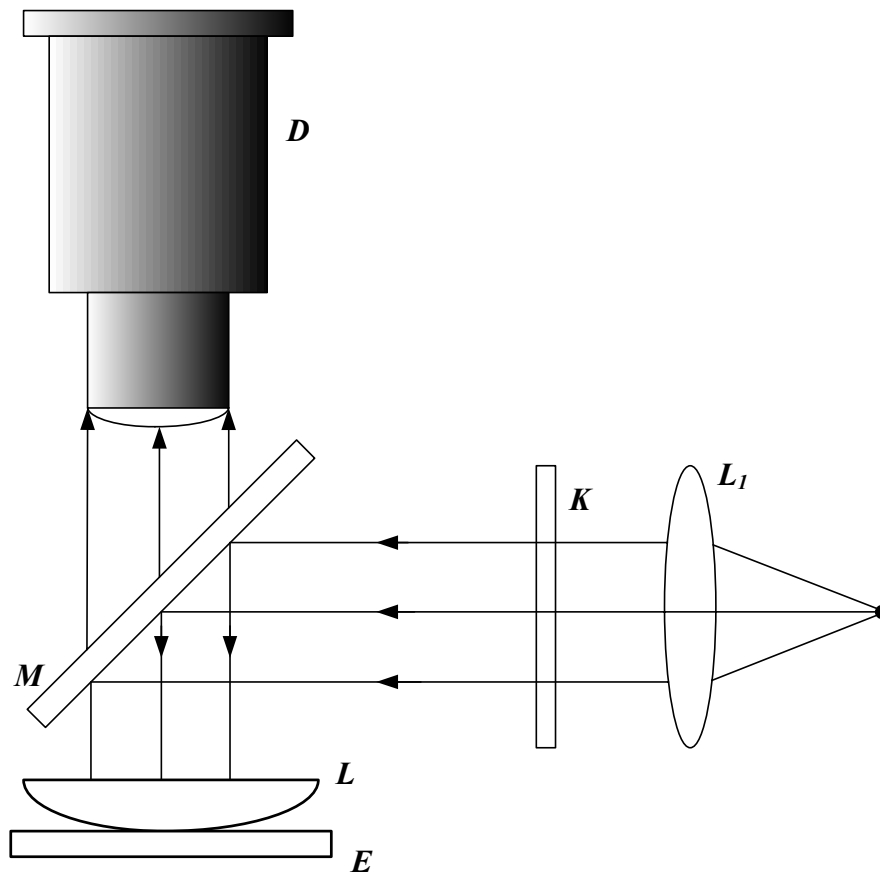


Рис. 3

Дослідницьке завдання

Розглянути інтерференційну картину, якщо проміжок між лінзою та пластиною заповнений рідиною.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Як практично в лабораторній роботі отримують кільця Ньютона?
3. Що таке інтерференція? Які промені інтерферують в системі кільця Ньютона?
4. Чи є різниця між відбитим променем на межі з оптично більш густим середовищем і відбитим променем на межі з оптично менш густим середовищем?
5. Проведіть виведення радіуса темного кільця Ньютона.
6. Проведіть виведення радіуса світлого кільця Ньютона.
7. Чи залежить радіус будь-якого кільця Ньютона від радіуса кривизни опуклої лінзи?
8. Чому для вимірювання радіуса кривизни кілець Ньютона слід використовувати світлофільтр?

9. Як пояснити той факт, що в центрі інтерференційної картини завжди спостерігається мінімум?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Чому для одержання задовільних результатів не слід вимірювати радіуси сусідніх кілець Ньютона?
2. Які фактори впливають на точність вимірювання довжини хвилі в даній лабораторній роботі?
3. Чи зміниться картина інтерференції, якщо простір між лінзою і скляною пластинкою заповнити водою?
4. Навести приклади практичного використання явища інтерференції світла?
5. Чому ширина кілець Ньютона зменшується із збільшенням їх радіуса?

Лабораторна робота № 5.6

Визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки

Мета роботи: вивчити явище дифракції на щілині і дифракційній решітці; освоїти методику визначення довжини світлової хвилі за допомогою дифракційної решітки.

Прилади і матеріали: гоніометр, дифракційна решітка, джерело світла.

Теоретичні відомості

Явище дифракції світла полягає у відхиленні світлових хвиль від прямолінійного напрямку при проходженні світла через малі отвори або біля малих перешкод. Дифракція світлових хвиль спостерігається, якщо розміри отворів або перешкод одного порядку з довжиною світлової хвилі, або якщо місце для спостереження дифракційної картини знаходиться на великій відстані від отвору або перешкоди.

Нехай паралельний пучок монохроматичного світла падає нормально на непрозорий екран, в якому є вузька щілина довжиною l і постійної ширини b , причому $b \ll l$ (рис. 1). Згідно з принципом Гюйгенса-Френеля точки щілини є джерелами вторинних хвиль. Фази цих хвиль будуть однакові, оскільки площина щілин збігається з фронтом хвилі, що падає.

Оскільки закон прямолінійного поширення світла порушується, у фокальній площині збиральної лінзи буде спостерігатися розподіл інтенсивності дифрагованих променів. У побічному фокусі F_ϕ цієї лінзи зберуться всі промені, кут дифракції яких дорівнює ϕ . Оптична різниця ходу крайніх променів AM і BN , що йдуть від щілини в цьому напрямі, а різниця фаз цих коливань

$$\Delta = BC = b \sin \varphi; \quad \Delta \varphi_0 = \frac{2\pi \Delta}{\lambda} = \frac{2\pi \sin \varphi}{\lambda}. \quad (1)$$

Знайдемо амплітуду результуючого коливання, що йде від щілини в точку F_φ . Для цього подумки розділимо щілину на велике число дуже вузьких прямокутних зон і графічно складемо вектори амплітуд коливань від кожної з цих зон. Всі зони будуть випромінювати в заданому напрямі зовсім однаково.

Тому вектори амплітуд будуть мати однакові значення, а різниця фаз двох коливань від сусідніх зон буде постійною. У ньому випадку одержуємо ламану лінію, яка є частиною правильного багатокутника. При нескінченному зростанні числа зон ця ламана переходить в частину дуги кола (рис.2).

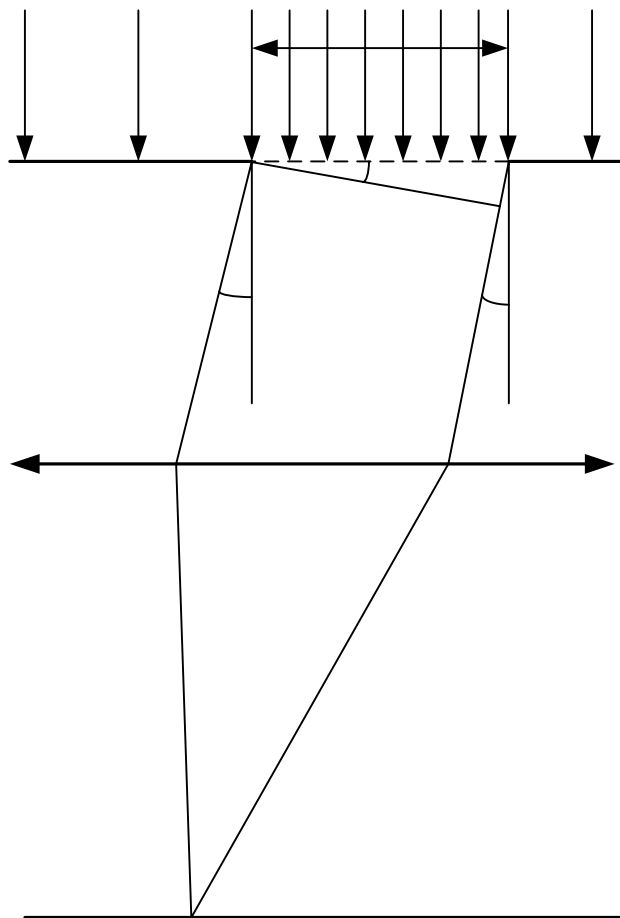


Рис. 1

З рис. 2 маємо:

$$A = 2R \sin \frac{\Delta \varphi_0}{2}; \quad R = \frac{BC}{\varphi_0}; \quad A = BC \frac{\sin \frac{\Delta \varphi_0}{2}}{\frac{\Delta \varphi_0}{2}}, \quad (2)$$

де BC – інтервал дуги.

При $\Delta\varphi_0 = 0$; $A_0 = BC$, тому співвідношення (2) можна записати у такому вигляді:

$$A = A_0 \frac{\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}}{\frac{\Delta\varphi_0}{2}}. \quad (3)$$

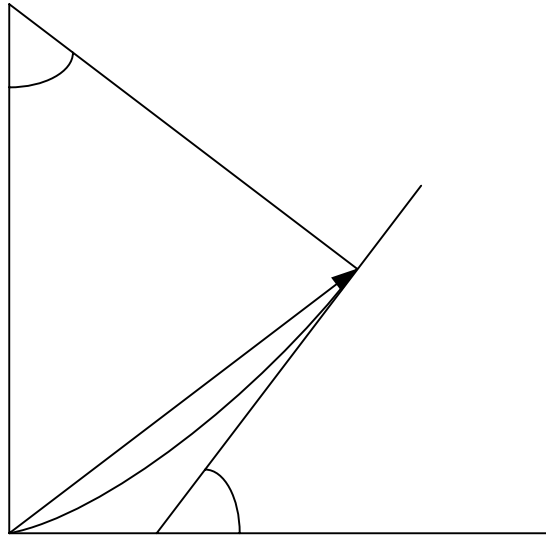


Рис. 2

Інтенсивність світлових хвиль можна визначити за формулою

$\Delta\varphi_0$

$$J = J_0 \left(\frac{\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}}{\frac{\Delta\varphi_0}{2}} \right)^2 = J_0 f(\Delta\varphi_0). \quad (4)$$

Функція $f(\Delta\varphi_0)$ носить назву фактора розсіювання і характеризує вплив щілини на дифракцію світлових променів.

Мінімум буде спостерігатися в тому випадку, коли $\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2} = 0$, але $\frac{\Delta\varphi_0}{2} \neq 0$.

Тоді $\frac{\Delta\varphi_0}{2} = \pm k\pi$;

$$\frac{2\pi b \sin \varphi}{2\lambda} = \pm k\pi;$$

або

$$b \sin \varphi = \pm k\lambda. \quad (5)$$

B

Максимуми будуть спостерігати там, де $\left| \sin \frac{\Delta\varphi_0}{2} \right| = 1$, а також при $\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2} = 0$ і при $\frac{\Delta\varphi_0}{2} = 0$ (центральный максимум).

$$\frac{\Delta\varphi_0}{2} = \pm(2k+1)\frac{\pi}{2};$$

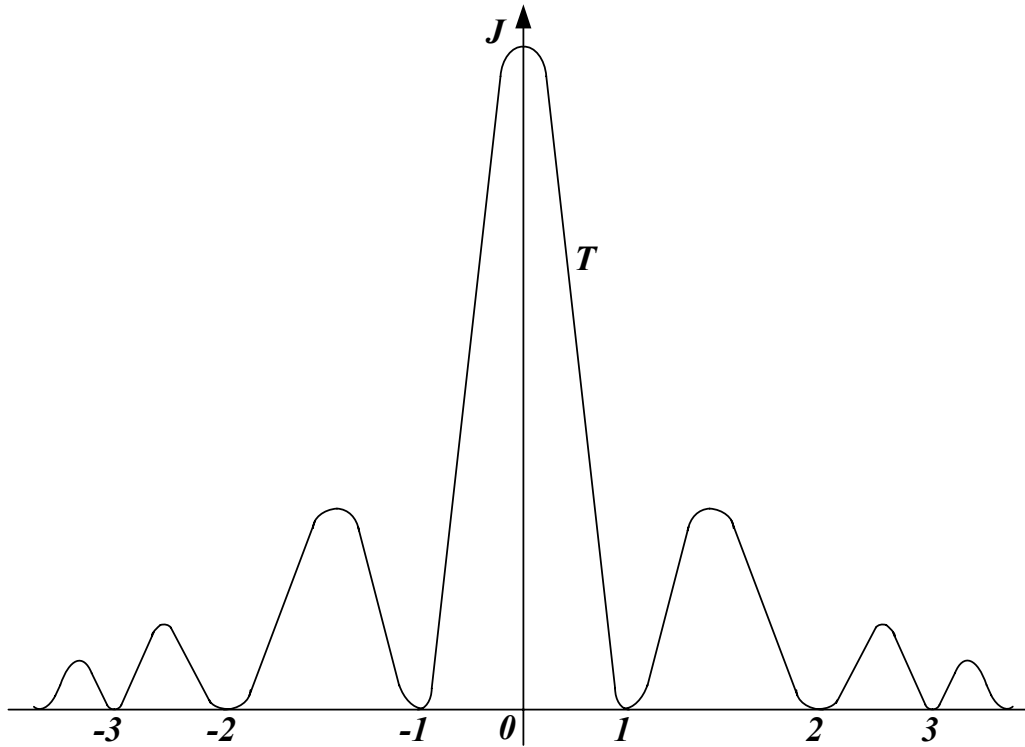


Рис. 3

Тому

$$\frac{2\pi \sin \varphi}{2\lambda} = \pm(2k+1)\frac{\pi}{2},$$

або

$$b \sin \varphi = \pm(2k+1)\frac{\lambda}{2}. \quad (6)$$

Формула (6) визначає положення побічних максимумів. Схематичне зображення розподілу інтенсивності світла в дифракційній картині на щілині (функція $f(\Delta\varphi_0)$) показано на рис. 3.

Розглянемо дифракцію на дифракційній решітці. Дифракційна решітка – це прозора пластинка, на якій за допомогою ділильної машини або фотографічним способом нанесені паралельно один одному штрихи і залишені вузькі непошкоджені смужки. Ті місця, де проведені штрихи, непрозорі і служать перешкодами для світлових хвиль.

Нехай ширина прозорої смужки a , а ширина штриха b . Величину $d = a + b$ прийнято називати періодом решітки або постійною решітки (рис.4).

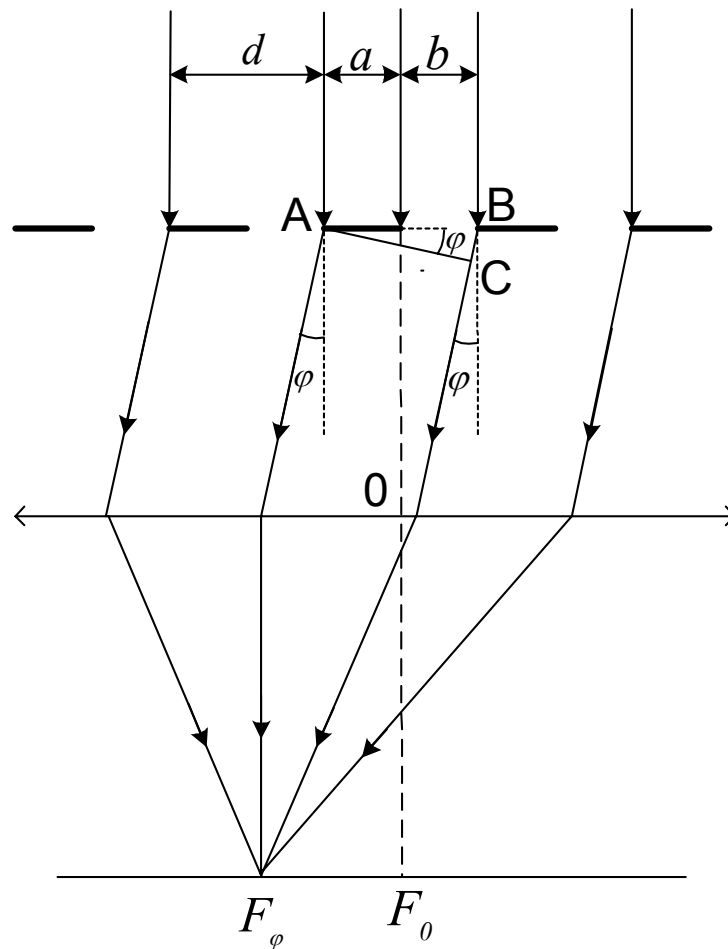


Рис.4

Знайдемо результуючу інтенсивність світлових хвиль в точці F_φ , в якій збираються промені від всіх щілин решітки, що падають на лінзу під кутом φ до її головної оптичної осі OF_0 . Скористаємося для цього векторною діаграмою додавання амплітуд:

$$\vec{A} = \sum_{i=1}^N \vec{A}_i, \quad (7)$$

де N - число щілин у решітці,

A_i - вектор амплітуди коливань, що викликаються у даній точці дією i -ї щілини.

У випадку оптичної однорідності середовища в одному і тому напрямі всі щілини випромінюють світло однаково.

Тому всі вектори A_i однакові за модулем $|\vec{A}_i| = A$. Зсув фаз $\Delta\varphi_0$ між векторами Δ визначається оптичною різницею ходу Δ від відповідних точок двох сусідніх щілин до точки F_φ . Тому

$$\Delta = BC = d \sin \varphi; \quad \Delta\varphi_0 = \frac{2\pi\Delta}{\lambda} = \frac{2\pi d \sin \varphi}{\lambda} \quad (8)$$

Таким чином, виникла задача додавання N хвиль, що описуються рівнянням

$$x_i = A \cos(\omega t + (i-1)\Delta\varphi_0). \quad (9)$$

Скористаємося графічним методом розрахунку. У результаті додавання векторів амплітуд $\vec{A}$, одержимо результат, показаний на рис. 5. Вершини цього багатокутника лежать на колі (переконатися в цьому самостійно). Знайдемо радіус кола. Нехай точка C є центром шуканого кола. Тоді $\angle OCB$ дорівнює різниці фаз $\Delta\varphi_0$.

Отже,

$$A^* = 2R \sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}. \quad (10)$$

Центральний кут α , на який опирається амплітуда A , дорівнює

$$\alpha = 2\pi - N\Delta\varphi_0.$$

З урахуванням цього кута амплітуда A буде дорівнювати:

$$A = 2R \sin \frac{\alpha}{2} = 2R \sin \frac{N\Delta\varphi_0}{2}. \quad (11)$$

Поділимо співвідношення (11) на (10), одержимо:

$$A = A^* \frac{\sin \frac{N\Delta\varphi_0}{2}}{\sin \frac{\Delta\varphi_0}{2}}, \quad (12)$$

а з урахуванням співвідношень (8) одержимо остаточно:

$$A = A^* \frac{\sin(\frac{\pi Nd}{\lambda} \sin \varphi)}{\sin(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi)}. \quad (13)$$

Проведемо дослідження одержаного виразу для амплітуди результуючих коливань.

Якщо $\Delta\varphi_0 = 0$, то
$$\frac{\sin(\frac{\pi Nd}{\lambda} \sin \varphi)}{\sin(\frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi)} = \frac{0}{0}.$$

Розкриваючи невизначеність за правилом Лопіталя, знайдемо

$$\frac{N \cos \frac{N\Delta\varphi_0}{2}}{\cos \frac{\Delta\varphi_0}{2}} = N,$$

тобто

$$A = NA^*.$$

Таким чином, у цьому випадку спостерігається максимум дифракційної картини. Його називають максимумом нульового порядку (або нульовим).

Знайдемо умову головних максимумів дифракційної решітки:

$$\frac{\Delta\varphi_0}{2} = \pm k\pi \quad (k = 0, 1, 2, \dots) \quad \frac{\pi d}{\lambda} \sin \varphi = \pm k\pi.$$

звідси

$$d \sin \varphi = \pm k\lambda. \quad (14)$$

формула (14) є умовою головних максимумів решітки.

Побічні мінімуми будуть спостерігатись, якщо $A=0$. Це можливо при умові, коли

$$\sin \frac{N\Delta\varphi_0}{2} = 0.$$

або

$$\Delta\varphi_0 = \pm 2k \frac{\pi}{N},$$

$$\frac{\pi d \sin \varphi}{\lambda} = \pm 2k \frac{\pi}{N}.$$

Звідси одержуємо

$$\frac{N\Delta\varphi}{2} = \pm k\pi,$$

або

$$d \sin \varphi = \pm k \frac{\lambda}{N} \quad \text{— побічні мінімуми,} \quad (15)$$

де k приймає довільні цілі значення, крім $0; N; 2N; 3N \dots$

З формули (14) видно, що положення дифракційних максимумів залежить від довжини хвиль. Іншими словами, дифракційна решітка є спектральним приладом.

Основними оптичними характеристиками дифракційної решітки є її роздільна здатність та кутова дисперсія.

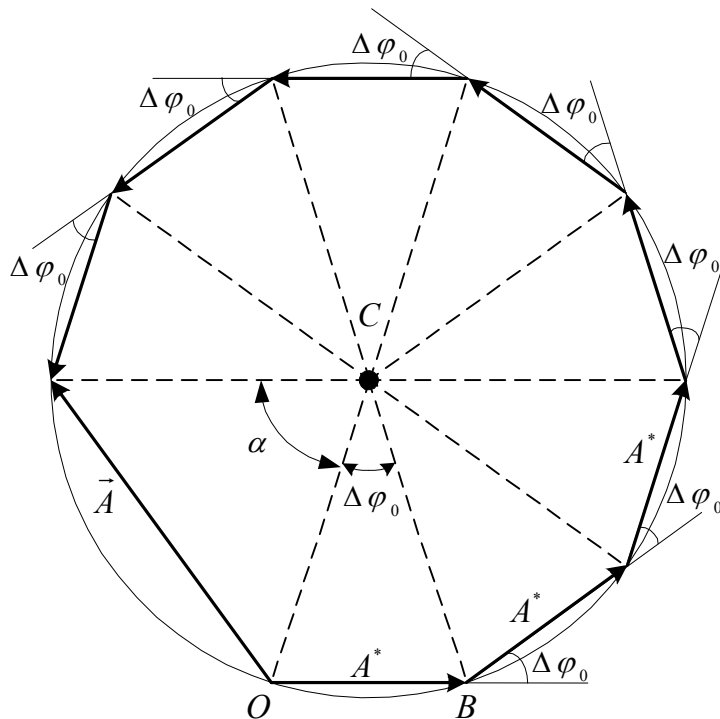


Рис. 5

Роздільна здатність дифракційної решітки визначається за формулою

$$R = \frac{\lambda}{\delta\lambda} = kN, \quad (16)$$

де $\delta\lambda$ - різниця довжин хвиль, дифракційні максимуми яких можна спостерігати роздільно;

N - загальна кількість штрихів решітки.

Кутова дисперсія решітки визначається за формулою

$$D = \frac{\kappa}{d \cos \varphi}. \quad (17)$$

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з технічним паспортом гоніометра Г5.
2. Перед щілиною коліматора встановити джерело світла.

3. Установити зорову трубу гоніометра так, щоб чітко було видно щілину коліматора.

4. Помістити в середині столика гоніометра дифракційну решітку перпендикулярно до осі коліматора.

5. Між джерелом світла і коліматором встановити жовтий світлофільтр. Установити, по-перше, чітке зображення щілини справа від нульового максимуму, а потім – зліва. Відмітити ці положення за допомогою шкали мікроскопа. Різниця цих відліків дає кут 2φ .

6. Аналогічні вимірювання виконати при встановленні зорової труби на максимумами 2-го, 3-го і т.д. порядків.

7. Замінити жовтий світлофільтр синім, а потім зеленим і повторити п.п.5...6.

8. Результати вимірювань занести в таблицю:

Номер п/п	$d \pm \Delta d$	$\varphi \pm \Delta \varphi$	$\lambda \pm \Delta \lambda$	$\varepsilon, \%$

Обробка результатів експериментів та їх аналіз

1. Використовуючи дані вимірювань, за формулою (14) визначити довжини хвиль жовтого, синього і зеленого світла.
2. Визначити похибки відповідних вимірювань.
3. Результати розрахунків занести в таблицю.

Дослідницьке завдання

Визначити максимальну роздільну здатність та кутову дисперсію дифракційної ґратки.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи
2. Дайте означення явища дифракції світла?
3. Сформулюйте основні положення принципу Гюйгенса-Френеля.
4. Як створити зони Френеля?
5. Що можна сказати про площу зон Френеля?

6. Як залежить результуюча амплітуда від кількості зон Френеля; умови максимуму та мінімуму дифракції?
7. Як можна визначити умови максимумів при дифракції паралельних променів світла на одній щілині?
8. Як знаходиться результуюча амплітуда променів світла при дифракції на одній щілині?
9. Як можна визначити інтенсивність світлових променів, якщо відома їх амплітуда?
10. Запропонуйте пояснення дифракції світла для променів, які не відхилились від свого попереднього напрямку?
11. Що таке дифракційна решітка? Як знаходиться результуюча амплітуда хвиль від всіх щілин решітки?
12. Як утворюються головні максимуми дифракції на дифракційній решітці?
13. Як утворюються побічні максимуми та побічні мінімуми дифракції?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Охарактеризуйте лабораторну установку для вивчення дифракції Фраунгофера на дифракційній решітці?
2. Як визначається довжина хвиль різного кольору в даній установці?
3. Як можна оцінити похибки вимірювань?

Лабораторна робота № 5.7 Вивчення дифракції Фраунгофера на дифракційній решітці

Мета роботи: ознайомлення з прозорою дифракційною решіткою; визначення довжини хвилі джерела світла, а також роздільної здатності дифракційної решітки та інтенсивності дифракційних максимумів.

Прилади і матеріали: джерело світла – гелій-неоновий лазер, дифракційна решітка, екран з шкалою (ціна поділки 1 мм), оптична лава.



Теоретичні відомості

Плоска прозора дифракційна решітка це - прозора пластинка з великою кількістю N (до 2400 на довжині 1мм) тонких паралельних щілин однакової ширини b та однакової відстані між їх серединами (або іншими відповідними точками). Щілини решітки утворюють упорядковану структуру. Ця структура має різний коефіцієнт пропускання світла через щілини та проміжки між ними, тому решітку такого типу називають амплітудною. Відстань d називається періодом (або сталою) дифракційної решітки. На рис. 1 зображено хід променів через дифракційну решітку згідно зі схемою дифракції Фраунгофера. Монохроматичне світло від лазера 1 попадає на дифракційну решітку 2 вузьким паралельним пучком.

Результуючий пучок дійде до дифракційної решітки 4 практично паралельним, тобто плоским пучком променів. Ці промені дифрагують при проходженні через решітку і створюють вторинні конкретні розбіжні пучки під кутами дифракції $\varphi_1; \varphi_2; \dots \varphi_k$. На екрані 3 спостерігається чітка картина дифракційних максимумів.

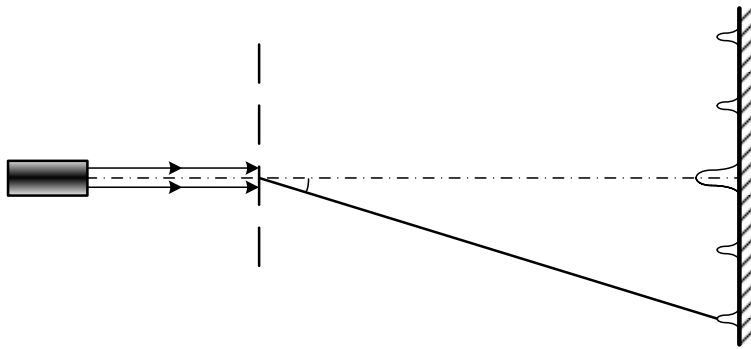


Рис. 1

У відповідності з принципом Гюйгенса-Френеля розподіл інтенсивності в дифракційній картині визначається суперпозицією хвиль, що прийшли в точку спостереження від різних щілин дифракційної решітки. При цьому амплітуди всіх інтерферуючих хвиль для певного кута φ практично однакові, а фази складають арифметичну прогресію. Нехай падаюча на решітку світлова хвиля розповсюджується перпендикулярно до її поверхні. Інтенсивність дифрагованого світла буде максимальна для тих кутів φ_k , для яких хвилі, що приходять в точку спостереження від всіх щілин решітки, мають однакові фази. Для таких напрямків справедливе співвідношення:

$$d \sin \varphi_m = m\lambda \quad (m - \text{ціле число}) \quad (1)$$

Лазер

φ_k

Точна теорія решітки враховує як інтерференцію хвиль, що приходять від різних щілин, так і дифракцію на кожній щілині. Розрахунки показують, що інтенсивність J світла, яке поширюється під кутом φ до нормалі, дорівнює

$$J = J_0(\varphi) \frac{\sin^2\left(\frac{Nkd}{2} \sin \varphi\right)}{\sin^2\left(\frac{kd}{2} \sin \varphi\right)}, \quad (2)$$

де $k=2\pi/\lambda$ – хвильове число,

$J_0(\varphi)$ – інтенсивність, створювана однією щілиною в напрямку φ .

Аналіз виразу (2) показує, що при великій кількості щілин N світло, пройшовши крізь решітку, поширюється тільки вздовж певних різко обмежених напрямків, які визначаються співвідношенням (1). Залежність інтенсивності світла від кута спостереження зображена на рис. 2.

Пунктирна крива зображає інтенсивність від однієї щілини, помножену на N^2 . Суцільна крива відповідає основним максимумам, а також додатковим максимумам та мінімумам.

Як впливає з (1) кути, при яких спостерігаються світлові максимуми, залежать від довжини хвилі λ . При $m=0$ максимуми інтенсивності для всіх довжин хвиль розташовуються при $\varphi=0$ і накладаються один на одного. Це – максимум нульового порядку. Максимуми першого, другого і т.д. порядків розміщуються симетрично відносно нульового.

У залежності від відстані джерела світла та точки спостереження від перешкоди (решітки) розрізняють дифракцію Френеля і дифракцію Фраунгофера. Якщо ці відстані досить великі, то промені, які падають на перешкоду, а також ті, які приходять в точку спостереження, можна вважати паралельними, і має місце дифракція Фраунгофера.

У даній лабораторній роботі джерелом світла є гелій-неоновий лазер. Його випромінювання характеризується високим ступенем монохроматичності — когерентності в часі, просторової когерентності, значною потужністю та малою кутовою розбіжністю.

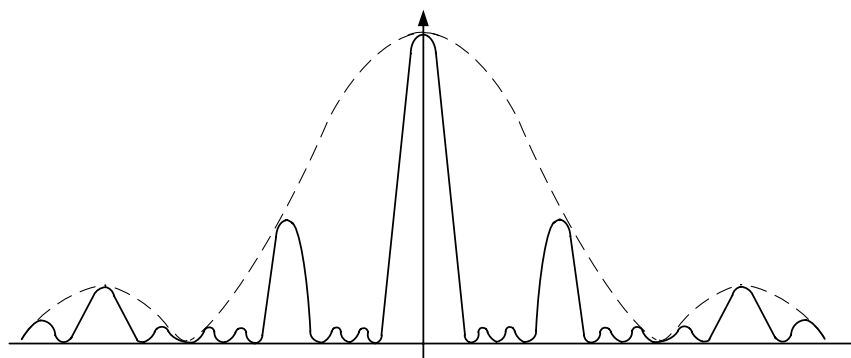


Рис. 2

Для виконання роботи використовується оптична лава 1, розміщення приладів на якій зображено на рис.3, 2 - оптичний квантовий генератор (лазер) з джерелом живлення; 3 - дифракційна решітка; 4 - екран.

З формули (1) можна визначити довжину хвилі λ , якщо відомі кут φ , порядок максимуму m та стала дифракційної решітки d :

$$\lambda = \frac{d}{m} \sin \varphi. \quad (3)$$

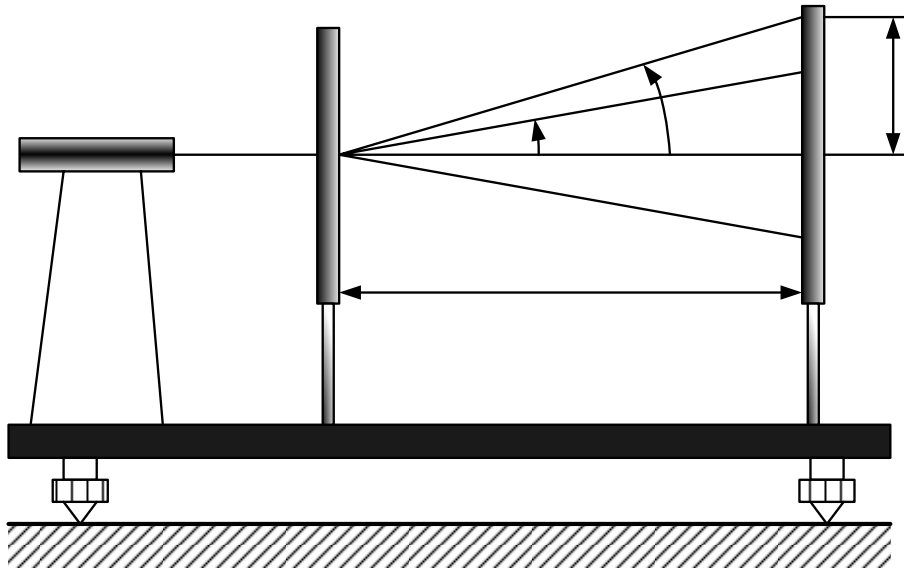


Рис. 3

З рисунка (3) видно, що $\sin \varphi$ дорівнює:

$$\sin \varphi = \frac{l_m}{\sqrt{l_m^2 + L^2}}, \quad (4)$$

таким чином

$$\lambda = \frac{d}{m} \frac{l_m}{\sqrt{l_m^2 + L^2}}, \quad (5)$$

де L - відстань від решітки до екрана;

l_m - відстань від центра дифракційної картини до m -того максимуму;

d - стала дифракційної решітки.

Звертаємо увагу на те, що **попадання в очі прямого лазерного пучка небезпечно для зору!** При роботі з лазером його світло можна спостерігати тільки після відбиття від розсіювальних поверхонь.

Порядок виконання роботи

1. Скласти установку за схемою рис. 3.
2. Ввімкнути лазер.
3. Регулюючи положення дифракційної решітки, одержати на екрані дифракційну картину. Добитися найбільшої чіткості картини.
4. Виміряти відстань від центра дифракційної картини до максимумів першого, другого та третього порядків - l_m .
5. Заміряти відстань від решітки до екрана - L .

Обробка результатів експерименту

1. За формулою (5) розрахувати довжину хвилі випромінювання лазера для максимумів 1-го, 2-го та 3-го порядків.
2. Розрахувати роздільну здатність R дифракційної решітки за формулою $R = mN$, де m - порядок максимуму; N - загальна кількість щілин решітки, через які проходить світловий пучок. Діаметр пучка лазера дорівнює 3 мм, а стала решітки $d = 10^{-5}$ м.
3. Зробити аналіз одержаних результатів обробки експериментальних даних.
4. Розрахувати абсолютну та відносну похибки знаходження довжини хвилі лазерного випромінювання.
5. Сформулювати основні висновки з результатів проведеної роботи.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи
2. Як побудована дифракційна решітка?
3. Яка решітка називається амплітудною?
4. Як формується принцип Гюйгенса-Френеля?
5. Запишіть та поясніть форму результуючої амплітуди та форму результуючої інтенсивності для інтерференції багатьох хвиль.
6. Як побудований дифракційний спектр від дифракційної решітки?
7. Як побудована лабораторна установка для вивчення дифракційних спектрів?
8. Запишіть та поясніть форму головних максимумів на дифракційній решітці?
9. Як можна визначити довжину хвилі лазерного випромінювання за допомогою дифракційної решітки?
10. Чому лазерне випромінювання небезпечне при необережному поводженні із ним?
11. Що таке роздільна здатність дифракційної решітки?

12. Як можна розрахувати роздільну здатність для решітки в лабораторній роботі?
13. Охарактеризуйте основні умови дифракції світла на одній щілині і на дифракційній решітці.

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Як практично визначався кут дифракції φ на установці лабораторної роботи?
2. Яке числове значення має стала дифракційної решітки в лабораторній роботі? Що фізично визначає стала решітки?
3. Що означає порядок максимуму на дифракційній решітці?
4. Від яких параметрів вимірювання на дифракційній решітці залежать відносна та абсолютна похибки?
5. В яких випадках дифракційний спектр решітки може давати побічні мінімуми та побічні максимуми?
6. Назвіть межі видимого для людини спектра, та покажіть на ньому місце лазерного випромінювання лабораторної установки.

Лабораторна робота № 5.8 Вивчення закону Малюса

Мета роботи: експериментально дослідити явище поляризації та перевірити закон Малюса.

Прилади і матеріали: поляроїди, джерело світла, фотоеlement, гальванометр, деполаризатор.



Теоретичні відомості

Будь-яке джерело світла є сукупністю дуже великого числа окремих незалежних випромінювачів світла (атомів, молекул або тих і інших одночасно). Згідно з електромагнітною теорією Максвелла світло є поперечною електромагнітною хвилею.

Результати експериментів щодо вивчення розповсюдження світла в різних середовищах дозволили встановити існування двох станів світла: природного та поляризованого.

Поляризованим є світло з переважним напрямком коливань: для одного з поперечних напрямків або для деякого напрямку повороту вектора напруженості електричного поля. Умовно розглядають тільки електричні коливання внаслідок більш важливої ролі електричного поля в більшості процесів, що відбуваються при взаємодії світла з речовиною.

Поляризоване світло наочно зображують за допомогою проекційної картини – проекції вектора E на площину, перпендикулярну до променя (рис.1). Якщо коливання вектора E відбуваються в деякій площині, то світло називається плоскополяризованим або лінійно-поляризованим (рис.1 а).

Лінійно-поляризоване світло має нескінченну множину форм з різними азимутами α . Якщо величина вектора E постійна в часі і його напрям змінюється так, що описує коло, то світло називається циркулярно-поляризованим (рис. 1б). Цей тип поляризації має дві форми, що відрізняються напрямом обертання вектора E .

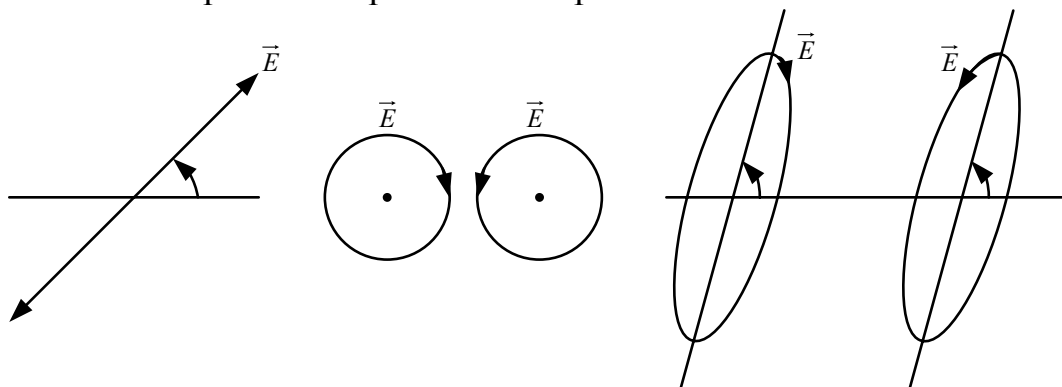


Рис. 1

Якщо величина вектора E змінюється за часом і кінець цього вектора описує еліпс, то світло називається еліптично-поляризованим (рис.1в). Воно має нескінченну множину форм, що відрізняються азимутом α , ексцентриситетом і напрямом обертання.

Поляризоване світло за своєю природою є елементарним: монохроматичний промінь поляризованого світла вже неможливо розкласти на більш прості складові.

Монохроматичне світло є поляризованим. Однак будь-який реальний промінь світла завжди має помітний діапазон частот. Тому в ньому одночасно можуть мати місце різні форми поляризації. Поки що не знайдений задовільний спосіб наочного опису природного світла. Умовно прийнято зображати природне світло у вигляді зірочки з великим числом векторів $\vec{E}$, але це зображення не відбиває найбільш важливих властивостей природного світла (рис. 2). Площина, в якій відбуваються коливання вектора $\vec{E}$, називається площиною коливань. Площина, перпендикулярна до площини коливань, називається площиною поляризації.

Фізіологічна дія поляризованого світла на сітківку ока нічим не відрізняється від дії природного світла. Тому для вивчення його властивостей необхідні пристрої для його одержання і дослідження.

Пристрій, що дає можливість одержувати поляризовані промені, називається поляризатором, а пристрій, що дозволяє виявити наявність поляризованого світла — аналізатором. Слід відмітити, що обидва ці пристрої взаємозамінюються.

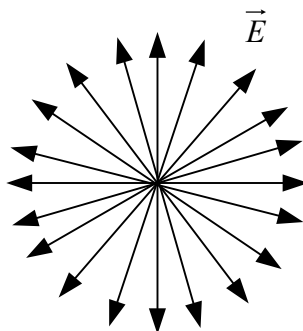


Рис.2

Особливістю поляризатора і аналізатора є те, що вони можуть пропускати світлові хвилі, електричний вектор напруженості яких коливається лише в строго визначеному напрямі. Такий напрям називається головним.

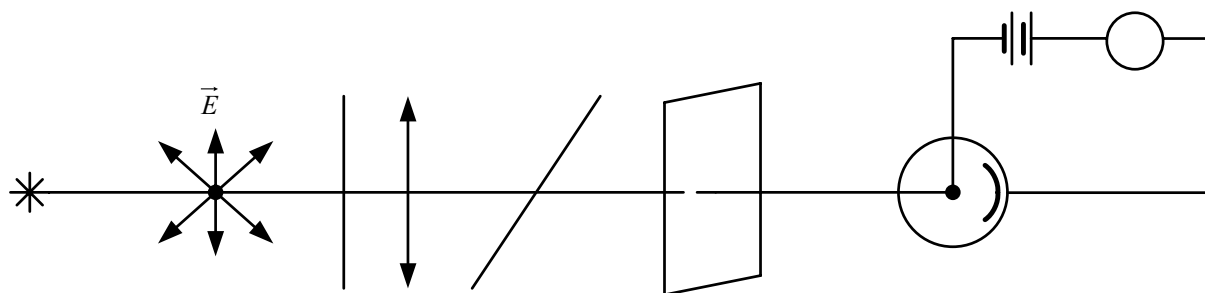


Рис. 3

Розглянемо установку (рис.3), що складається з джерела світла S , поляризатора $П$, аналізатора $А$, фотоелемента Φ , гальванометра G . Після проходження через поляризатор $П$ світло стає плоскополяризованим. Аналізатор може пропускати тільки ті коливання $\vec{E}$, які збігаються з його головним напрямком $АА$. Якщо головні напрямки поляризатора $ПП$ і аналізатора $АА$ збігаються, то інтенсивність світла, що проходить через аналізатор $А$, буде максимальною.

Коли головні напрямки поляризатора і аналізатора утворюють між собою деякий кут φ , інтенсивність світла, що проходить, буде мати проміжне значення. Встановимо зв'язок між інтенсивністю променя, що проходить, і кутом φ .

На рис. 4 вказані позначення: $\Pi\Pi$ - головний напрям поляризатора, AA — головний напрям аналізатора, E_n — амплітуда електричного вектора напруженості, що пропускається поляризатором.

Розкладемо амплітуду E_n на дві складові E_a і E , одна з яких збігається з головним напрямом AA аналізатора, а друга перпендикулярна до нього. Коливання, перпендикулярні до напрямку AA , не проходять через аналізатор. Отже, інтенсивність світла, що проходить, визначається складовою амплітуди E_A .

З рис. 4 видно, що

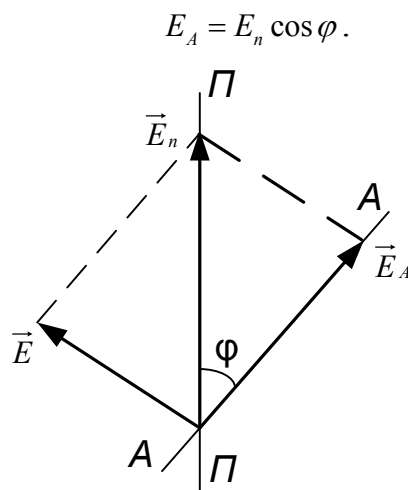


Рис.4

Враховуючи, що інтенсивність коливань пропорційна квадрату амплітуди, маємо:

$$I = I_0 \cos^2 \varphi.$$

Це співвідношення виражає закон Малюса.

Порядок виконання роботи

Завдання. Дослідити залежність $i=f(\varphi)$

1. Повертаючи аналізатор, домогтися максимального відхилення стрілки гальванометра. Записати поділки на лімбі аналізатора φ і показання гальванометра i .

2. Повернути аналізатор на 10° і записати покази гальванометра. Вимірювання провести через кожні 10° до 360° .

3. Дані вимірювань занести в таблицю.

$\varphi, (град)$	0	10	20	30	40	50	...	360
$\cos^2 \varphi$								
$i, (под)$								
$\frac{i_i}{i_{max}}$								

Обробка результатів експериментів та їх аналіз

На міліметровому папері побудувати графік залежності відносної інтенсивності сили фотоструму $\frac{i_i}{i_{\max}}$ від квадрата косинуса кута повороту:

$$\frac{i_i}{i_{\max}} = f(\cos^2 \varphi).$$

Побудувати також залежність:

$$\frac{i_i}{i_{\max}} = f(\varphi)$$

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи
2. Що ви знаєте про природу світла?
3. Яке світло називають поляризованим?
4. Назвіть причину того, що напрям поляризації світла визначається напрямом коливання вектора $\vec{E}$ в електромагнітній хвилі.
5. Яке світло є лінійно-поляризованим? В яких випадках світло буде мати еліптичну або колову поляризацію?
6. Чому поляризоване світло за своєю природою є елементарним?
7. Як практично на графіку зображують природне світло?
8. Яка площа називається площиною поляризації?
9. Чи є різниця в дії природного та поляризованого світла на сітківку ока?
10. Як можна отримати поляризоване світло?
11. Як практично виявити наявність поляризованого світла?
12. Які властивості твердих прозорих тіл спричиняють поляризацію світла?
13. Що таке площина головного перерізу кристала?
14. Сформулюйте та поясніть закон Брюстера.
15. Сформулюйте та поясніть закон Малюса.
16. Яку властивість анізотропних кристалів називають оптичним дихроїзмом?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Що таке поляроїдна плівка? Який промінь звичайний чи незвичайний проходить крізь поляроїдну плівку?

2. Яке співвідношення має поляризований промінь порівняно із падаючим природним променем?
3. Як залежить інтенсивність поляризованого променя після аналізатора від інтенсивності поляризованого світла після аналізатора?
4. У чому суть явища подвійного променезаломлення? Чи присутнє явище подвійного променезаломлення в поляроїдній плівці?
5. Що можна сказати про швидкості звичайного та незвичайного променя в анізотропній речовині?
6. Для яких цілей кристал ісландського шпату спочатку розрізають в напрямку оптичної осі кристалу, а потім склеюють?
7. Назвіть приклади використання поляризованого світла.
8. Поясніть одержані в лабораторній роботі графічні залежності інтенсивності від кута φ , $\cos^2 \varphi$.

Лабораторна робота № 5.9 Визначення сталої Стефана – Больцмана

Мета роботи: вивчити закони теплового випромінювання абсолютно чорного тіла, визначити сталу Стефана-Больцмана.

Прилади і матеріали: термоелектричний пірометр, автотрансформатор, амперметр, вольтметр, лампа розжарювання.

Теоретичні відомості

Випромінювання, причиною якого є збудження атомів і молекул внаслідок їх теплового руху, називається тепловим або температурним випромінюванням.

Теплове випромінювання характеризується енергетичною світністю або інтегральною випромінювальною здатністю R_e тіла і спектральною густиною енергетичної світності $r(\nu, T)$.

Енергетичною світністю R_e тіла називається величина, яка дорівнює потужності випромінювання з одиниці площі поверхні тіла в усьому інтервалі частот хвиль і в усіх напрямках випромінювання:

$$R_e = \frac{dW}{dSdt}, \quad (1)$$

де W - енергія випромінювання;

S – площа тіла;

t – час.

Розподіл енергії в спектрі випромінювання описується спектральною густиною енергетичної світності $r(\nu, T)$. Спектральна густина енергетичної

світності вимірюється потужністю, випромінюваною з одиниці площі поверхні тіла в інтервалі частот $(\nu, \nu + d\nu)$:

$$r(\nu, T) = \frac{dR_e}{d\nu}. \quad (2)$$

Нехай з усієї падаючої на тіло енергії dW монохроматичного світла в інтервалі частот $(\nu, \nu + d\nu)$ енергія dW_1 поглинається, а енергія dW_2 відбивається, тоді величину

$$a(\nu, T) = \frac{dW_1}{dW}, \quad (3)$$

називають коефіцієнтом монохроматичного поглинання або спектральною поглинальною здатністю тіла.

Тіло, для якого поглинальна здатність дорівнює одиниці, називається абсолютно чорним тілом. Це поняття є ідеалізацією. У природі відсутні тіла, властивості яких збігалися б з властивостями абсолютно чорних тіл. До таких тіл наближаються сажа і дрібнодисперсний порошок платини.

Розглянемо замкнуту систему тіл, яка не має теплообміну з навколишнім середовищем. Через деякий час тіла цієї системи перейдуть у стан рівноваги, тобто відбудеться вирівнювання температур всіх тіл системи. Але це не означає, що теплове випромінювання всередині системи припиниться. Якщо система досягла стану рівноваги, то в будь-який момент часу випромінювана енергія дорівнює поглинутій.

Г.Кірхгоф, виходячи з другого принципу термодинаміки, встановив, що відношення спектральної густини енергетичної світності до спектральної поглинальної здатності є сталою величиною для всіх тіл, для вузького діапазону частот випромінювання при даній температурі:

$$\frac{r(\nu, T)}{a(\nu, T)} = f(\nu, T). \quad (4)$$

Це твердження є формулюванням закону Кірхгофа для теплового випромінювання. З цього закону можна зробити висновок, що тіло, яке поглинає промені деяких частот, буде їх же випромінювати і навпаки.

З співвідношення (4) видно, що функція $f(\nu, T)$ є універсальною. Вона не залежить від природи тіл і є функцією тільки частоти хвиль і температури. Оскільки для абсолютно чорного тіла $a(\nu, T) = 1$, то $r(\nu, T) = f(\nu, T)$, тобто $f(\nu, T)$ є спектральною густиною енергетичної світності абсолютно чорного тіла.

Явний вираз функції $f(\nu, T)$ одержав М. Планк в 1900 р. Виходячи з гіпотези про квантову природу випромінювання методами статистичної фізики він довів, що

$$f(\nu, T) = \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{1}{e^{\frac{h\nu}{kT}} - 1}, \quad (5)$$

де h - стала Планка;

ν – частота коливань;

c - швидкість світла у вакуумі;

k - стала Больцмана;

T - термодинамічна температура.

Практичні дослідження привели до відкриття трьох загальних законів випромінювання абсолютно чорного тіла. Перший з цих законів називається законом Стефана-Больцмана: енергетична світність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертому степеню термодинамічної температури:

$$R_e = \sigma T^4, \quad (6)$$

де σ - стала Стефана-Больцмана.

Якщо середовище, яке оточує абсолютно чорне тіло, має деяку температуру T_C , то воно випромінює енергію, яку частково поглинає абсолютно чорне тіло. Припускаючи, що середовище також є абсолютно чорним тілом, то результуючу енергетичну світність абсолютно чорного тіла можна визначати за формулою:

$$R_e = \sigma(T^4 - T_C^4). \quad (7)$$

Другий закон теплового випромінювання (закон зміщення Віна) стверджує, що довжина світлової хвилі, на яку припадає максимум спектральної густини енергетичної світності, обернено пропорційна термодинамічній температурі:

$$\lambda_m = \frac{b}{T}, \quad (8)$$

де b - стала закону зміщення Віна.

Відповідно до цього закону, чим вища температура абсолютно чорного тіла, там на більш коротку хвилю припадає максимум його спектральної густини енергетичної світності (рис. 1).

Третій закон теплового випромінювання стверджує, що максимальна спектральна густина енергетичної світності абсолютно чорного тіла зростає пропорційно п'ятому степеню термодинамічної температури:

$$f(\nu, T)_{\max} = C' T^5, \quad (9)$$

де $C' = 1,3 \cdot 10^{-5} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^2$.

Після того, як М. Планку вдалось знайти вигляд функції (5), з'явилась можливість теоретичного доведення законів теплового випромінювання.

Закон Стефана-Больцмана можна одержати, використовуючи формулу Планка (5):

$$R_e = \int_0^{\infty} f(\nu, T) d\nu = \int_0^{\infty} \frac{2\pi h \nu^3}{c^2} \cdot \frac{d\nu}{e^{h\nu/kT} - 1}. \quad (10)$$

Введемо заміну

$$x = \frac{h\nu}{kT}.$$

Далі знаходимо:

$$\nu = \frac{kT}{h} x, \quad d\nu = \frac{kT}{h} dx.$$

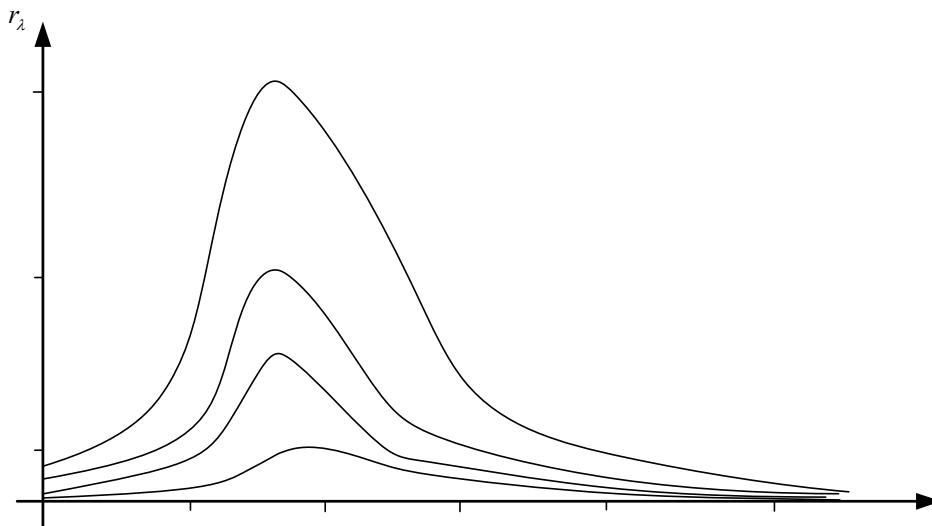


Рис.1

Формула (10) набуде такого вигляду

$$R_e = \frac{2\pi k^4 \nu^3}{c^2 h^3} T^4 \cdot \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \sigma T^4, \quad (11)$$

де

$$\sigma = \frac{2\pi k^4 \nu^3}{c^2 h^3} \cdot \int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{2\pi^5 k^4}{15 c^2 h^3},$$

а

$$\int_0^{\infty} \frac{x^3 dx}{e^x - 1} = \frac{\pi^4}{15} \text{ — табличний інтеграл.}$$

Закон зміщення Віна зручніше доводиться, якщо записати формулу Планка в такому вигляді:

$$\varphi_{(\lambda,T)} = \frac{2\pi h C^2}{\lambda^5} \cdot \frac{1}{e^{hc/kT\lambda} - 1}. \quad (12)$$

Для знаходження λ_m потрібно знайти похідну $\frac{d\varphi_{(\lambda,T)}}{d\lambda}$ і прирівняти її до нуля.

Максимум спектральної густини енергетичної світності знайдемо в результаті підстановки знайденого значення λ_m у формулу (11).

У даній роботі потрібно визначити сталу Стефана-Больцмана шляхом реєстрації випромінювання вольфрамової нитки лампи розжарювання.

Потужність, яка підводиться до випромінювальної поверхні площею S дорівнює:

$$R_e = \frac{IU}{S}, \quad (13)$$

де I – сила струму;

U – напруга на нитці розжарення;

S – поверхня випромінювання.

Зіставляючи формули (7) і (13), одержуємо:

$$\sigma = \frac{IU}{a(\nu, T) \cdot S(T^4 - T_c^4)}. \quad (14)$$

Для вольфраму в інтервалі температур 800 - 1400°C $a(\nu, T) = 0,8$.

Радіаційну температуру розжареної вольфрамової нитки в даній роботі визначають за допомогою термоелектричного пірометра. Істинну температуру розжареної вольфрамової нитки визначають за допомогою графіка, який розміщений на установці.

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути автотрансформатор в електричну мережу.
2. Ввімкнути в електричну мережу термоелектричний пірометр.
3. Виміряти силу струму, що протікає в нитці розжарення лампи.
4. Виміряти напругу, прикладену до нитки розжарення.
5. Виміряти радіаційну температуру нитки розжарення за допомогою термоелектричного пірометра.
6. За допомогою графіка визначити істинну температуру.
7. Повторити вимірювання п.п. 3...5 ще при двох значеннях напруги.
8. Всі дані вимірювань занести в таблицю.

Обробка результатів експерименту

1. За формулою (14) обчислити значення сталої Стефана-Больцмана.
2. Обчислити похибки вимірювань.
3. Результати обчислень величини σ і похибок занести в таблицю.
4. Зіставити знайдене значення σ з табличним її значенням і зробити відповідні висновки.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи
2. Яке випромінювання називається тепловим?
3. Що таке інтегральна випромінювальна здатність тіла або енергетична світність тіла?
4. Запишіть та дайте пояснення спектральній густині енергетичної світності тіла.
5. Що таке спектральна поглинальна здатність тіла?
6. Що таке спектральна випромінювальна здатність будь-якого тіла?
7. Запишіть та поясніть закон Кірхгофа.
8. Запишіть та поясніть формулу Планка.
9. Запишіть та поясніть закон Стефана Больцмана.
10. Запишіть та поясніть закон Віна.
11. Як залежить максимальна спектральна густина енергетичної світності абсолютно чорного тіла від термодинамічної температури?
12. Виведіть закон Стефана-Больцмана.
13. Як можна вивести закон Віна?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Чому в лабораторній роботі з визначення сталої Стефана-Больцмана використовується коефіцієнт сірості $\alpha(\nu, T)$?
2. Як практично в лабораторній роботі визначалась радіаційна температура нагрітого тіла?
3. Як практично в лабораторній роботі була визначена істинна температура нагрітого тіла?
4. Запишіть формулу для визначення сталої Стефана-Больцмана та дійте її пояснення.
5. Як були розраховані абсолютна та відносна похибки вимірювання сталої Стефана-Больцмана?
6. Які ще види випромінювання існують в природі?
7. Яке з відомих вам випромінювань є рівноважним?

Лабораторна робота № 5.10

Вивчення зовнішнього фотоефекту

Мета роботи: вивчити закони фотоефекту; зняти вольт-амперні характеристики фотоелемента і визначити його інтегральну чутливість.

Прилади і матеріали: фотоелемент типу СЦВ-3, випрямляч, оптична лава, мікромметр, реостат, лампочка розжарення.



Теоретичні відомості

Одним з явищ, що спостерігається при взаємодії світла з речовиною, є фотоелектричний ефект (фотоефект), що полягає у вивільненні з речовини електронів під дією світла. Фотоефект був відкритий Г.Герцем в 1887 році.

Вперше детальні дослідження фотоефекту були проведені О.Г. Столетовим в 1887 році, який встановив, що дія світла зводиться до вивільнення від'ємних зарядів. Якщо вивчення законів теплового випромінювання привело до народження квантової теорії, уявлень про квантовий характер випромінювання енергії нагрітими тілами, то вивчення законів фотоефекту сприяло формуванню уявлень про квантовий характер поглинання світла. У залежності від умов, в які потрапляє вирваний електрон, розрізняють три типи фотоефекту. Якщо електрони не покидають меж тіла, то фотоефект називають внутрішнім. Якщо фотоелектрони вилітають з тіла у вакуум або газ, то фотоефект називають зовнішнім. У тому випадку, коли фотоелектрони покидають межі тіла, переходячи через поверхню розділу в інше тіло (напівпровідник), то явище називається фотоефектом в запірному шарі (вентильним фотоефектом).

О.С.Столетов експериментально встановив такі закономірності зовнішнього фотоефекту:

1. Швидкість фотоелектронів є функцією частоти. Із збільшенням частоти швидкість електронів зростає. Частота ν_0 , починаючи з якої припиняється виліт фотоелектронів, називається червоною границею фотоефекту.

2. Швидкість фотоелектронів не залежить від інтенсивності випромінювання.

3. Фотострум насичення для даного фотокатода прямо пропорційний потужності випромінювання при незмінному спектральному складі:

$$I_H = \gamma \Phi, \quad (1)$$

де γ — інтегральна чутливість фотокатода.

4. Фотострум насичення для даного фотокатода при постійній потужності випромінювання зростає зі збільшенням частоти.

Це пояснюється тим, що імовірність одночасного поглинання одним електроном двох фотонів мала. Тому кожний електрон, що вилетів, повністю поглинає енергію у одного фотона. Однак не кожний поглинутий фотон вивільняє електрон. Зі збільшенням частоти збільшується енергія фотонів, тому зростає число фотоелектронів. Перераховані закони фотоефекту були пояснені А. Ейнштейном у 1905 р.

Рівняння Ейнштейна для фотоефекту стверджує, що при фотоефекті енергія кванта світла, поглинутого електроном в металі, йде на надання електрону кінетичної енергії і на роботу A виходу електрона з металу:

$$h\nu = A + \frac{mV^2}{2}. \quad (2)$$

Рівняння (2) виражає закон збереження енергії при фотоефекті. Воно було підтверджене дослідями Міллікена, Йоффе, Лукирського і Прилежаєва. На сьогоднішній день фотоефект широко застосовується у телебаченні, автоматичі, звуковому кіно, фотометрії та в багатьох інших областях науки і техніки.

У даній роботі вивчається вакуумний сурм'яно-цезієвий фотоелемент типу СЦВ-3. Він складається зі скляного балона, на внутрішній стінці якого нанесений тонкий шар сурми, а потім тонкий шар цезію. Фотокатодом служить сполука Cs_3Sb , що при цьому одержується. Такий катод має малу роботу виходу, і червона границя фотоефекту для даного фотоелемента знаходиться у видимій частині спектра. Другий електрод значно менших розмірів розташовується в центрі балона і служить анодом (рис. 1). У балоні створюється вакуум при тискові $\sim 10^{-7}$ мм рт. ст.

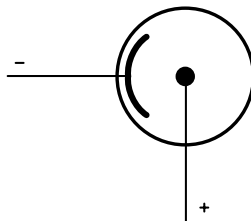


Рис. 1

Якщо на фотокатод спрямувати промінь світла і створити між катодом і анодом різницю потенціалів, то виникне фотострум. Струм, що виникає,

залежить від освітленості та напруги. Залежність фотоструму від напруги графічно зображують за допомогою кривої, яка називається вольт-амперною характеристикою фотоелемента.

Розрізняють вакуумні та газонаповнені фотоелементи. Останні відрізняються від вакуумних тим, що вони наповнені інертним газом. На рис. 2 показані вольт-амперні характеристики вакуумного (1) і газонаповненого (2) фотоелементів.

Для більшості вакуумних фотоелементів робоча напруга дорівнює приблизно 250 В. Вакуумні фотоелементи практично безінерційні.

Газонаповнені фотоелементи працюють при напругах до 90 В і мають велику інерційність.

При постійній напрузі величина фотоструму пропорційна потоку світлової енергії, що падає на фотокатод:

$$i = \gamma \Phi. \quad (3)$$

Величина інтегральної чутливості γ різних вакуумних фотоелементів має значення від декількох мікроампер на люмен до 100 мкА/лм. Потік світлової енергії:

$$\Phi = \frac{IS}{l^2}, \quad (4)$$

де I – сила світла джерела;

S - площа фотокатода;

l - відстань від джерела світла до фотокатода.

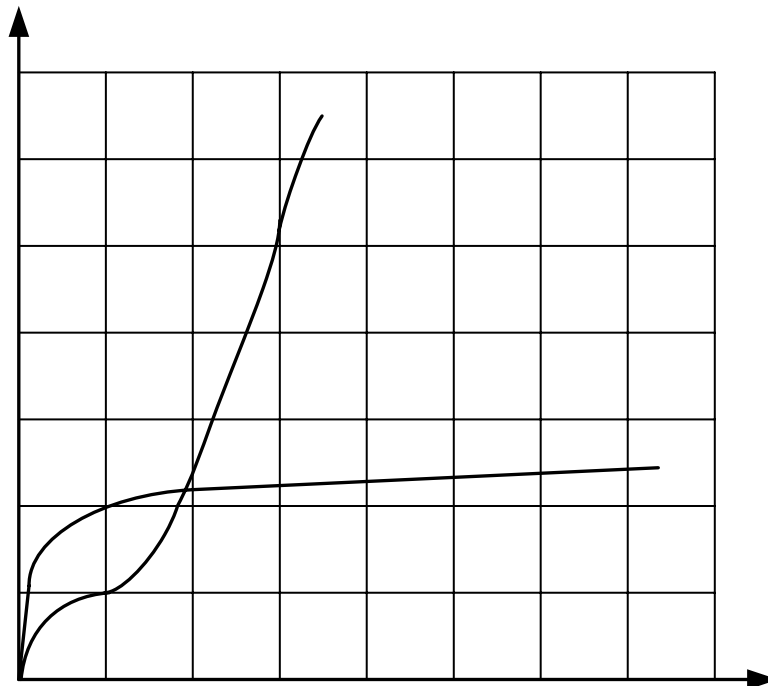


Рис. 2

Фотоелемент СЦВ-3, який використовується у лабораторній роботі, має площу $S = 4,0 \text{ см}^2$. На основі формул (3) і (4) одержуємо:

$$\gamma = \frac{il^2}{IS}. \quad (5)$$

Схема для дослідження фотоелемента зображена на рис. 3.

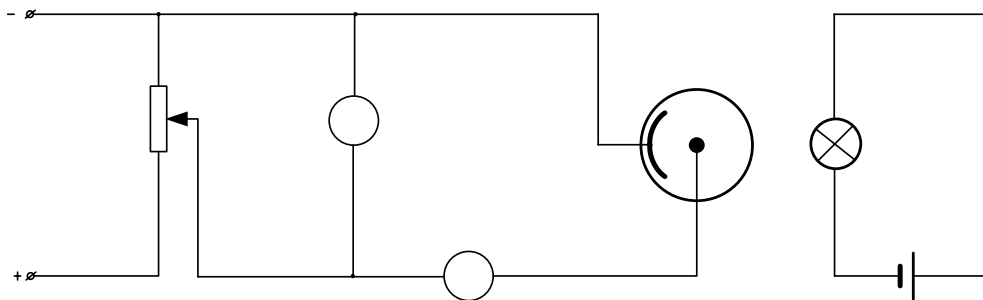


Рис. 3

Порядок виконання роботи

1. Зняти вольт-амперні характеристики фотоелемента для трьох різних положень лампочки.
2. Дані експерименту занести в таблицю.

Обробка результатів експерименту

1. Побудувати вольт-амперні характеристики, використовуючи дані експерименту.
2. Обчислити за формулою (5) інтегральну чутливість фотоелемента.
3. Результати обчислень занести в таблицю.

Дослідницьке завдання

Запропонувати методику визначення постійної Планка h , основу на використанні явища фотоефекту.

А

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи
2. Що таке фотоефект?
3. Коли був відкритий фотоефект?
4. Що таке зовнішній фотоефект?
5. Що таке внутрішній фотоефект?
6. Який фотоефект називається вентильним?

7. Яка роль Ейнштейна при поясненні законів фотоефекту?
8. Запишіть та поясніть рівняння Ейнштейна для фотоефекту.
9. Як побудований сурм'яно-цезієвий фотоелемент?
10. Як виглядає вольт-амперна характеристика фотоелемента?
11. Як можна визначити інтегральну чутливість γ у вакуумного фотоелемента?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

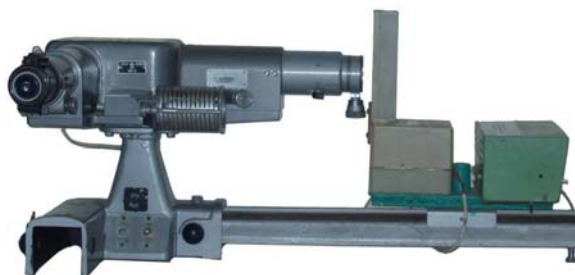
1. Як була одержана вольт-амперна характеристика вакуумного фотоелемента?
2. Як можна визначити сталу Планка при вивченні явища зовнішнього фотоефекту?
3. Сформулюйте та поясніть закони Столетова зовнішнього фотоефекту.
4. Де практично використовується явище зовнішнього фотоефекту?
5. Де використовується вентильний фотоефект?

Лабораторна робота № 5.11

Вивчення спектральних закономірностей атома водню та визначення сталої Ридберга

Мета роботи: вивчення спектральних закономірностей у видимій області спектра атома водню за допомогою монохроматора УМ-2.

Прилади і матеріали: монохроматор УМ-2, спектральні трубки з воднем і гелієм.



Теоретичні відомості

Сpektри ізолюваних атомів мають лінійчастий характер, тобто складаються з окремих ліній, інтенсивність і розміщення яких на шкалі частот характерна лише для атомів даного елемента.

Деякі закономірності, а саме, частоти спектральних ліній спектра атома водню одержали пояснення в теорії Бора, успіхи якої сприяли становленню квантової механіки. Однак поряд з певними успіхами в теорії Бора із самого початку проявилися істотні недоліки. Найголовнішим з них була внутрішня суперечність теорії. Грунтуючись на механічному поєднанні

Розглянемо рух електрона в кулонівському полі ядра із зарядом Z_e , тобто задачу про електрон, що має потенціальну енергію

де r - відстань між електроном і ядром.

$$\Delta\psi + \frac{2m}{\hbar^2}(W - U(r))\psi = 0, \quad (1)$$

Ψ - хвильова функція;

W - значення повної енергії електрона в атомі.

$$L_\rho = \hbar \sqrt{l(l+1)}, \quad (2)$$

Далі, з рівняння (1) випливає, що при $W < 0$, тобто в умовах, коли електрон "зв'язаний" в атомі, його рухи мають бути періодичними, а значення W - повної енергії в атомі - квантованими. Значення енергії, які може мати електрон в атомі, визначаються виразом:

112

де n — головне квантове число, яке визначає енергію стаціонарних станів і набуває значень: $1, 2, 3, \dots, n$.

Стан електрона в атомі водню однозначно визначається набором з трьох квантових чисел, що відповідає трьом ступеням вільності. Ця трійка квантових чисел поряд з головним і орбітальним містить також магнітне квантове число m .

Магнітне квантове число m визначає проекцію механічного моменту на напрям осі z :

$$L_z = m \cdot \hbar \quad (4)$$

і набуває одного з $(2l + 1)$ значень: $-l, -l + 1, \dots, -1, 0, 1, 2, \dots, l$.

Енергії стаціонарних станів воднеподібних атомів показані на енергетичній діаграмі (рис. 1). На цій діаграмі показані лише переходи, які дозволяються правилами добору.

Найбільш фундаментальні особливості лінійчастого спектра водню були встановлені Бальмером, який шляхом підбору виявив, що видимі лінії із видимої частини спектра описуються співвідношенням

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{n^2} \right), \quad (5)$$

де n набуває значень $3, 4, 5, \dots$,

R — стала Рідберга.

Групи ліній, які при $\lambda \rightarrow \infty$ зводяться до однієї і тієї ж лінії, утворюють спектральну серію. Якщо граничною лінією є $\lambda_{cp} = 2^2/R$, то ця серія називається серією Бальмера.

В ультрафіолетовій і інфрачервоній областях спектра спостерігаються серії Лаймана, Пашена, Брекета, Пфунда, довжини хвиль яких визначаються співвідношеннями:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{1^2} - \frac{1}{n^2} \right), & n &= 2, 3, 4, \dots \text{ Лаймана,} \\ \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{3^2} - \frac{1}{n^2} \right), & n &= 3, 4, 5, \dots \text{ Пашена,} \\ \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{4^2} - \frac{1}{n^2} \right), & n &= 4, 5, 6, \dots \text{ Брекета,} \\ \frac{1}{\lambda} &= R \left(\frac{1}{5^2} - \frac{1}{n^2} \right), & n &= 5, 6, 7, \dots \text{ Пфунда.} \end{aligned} \quad (6)$$

Можна перекоонатись, що закономірності, які визначаються формулами (5), (6) - природний наслідок квантово-механічного результату (3). Дійсно,

нехай електрон із стану з енергією W_n переходить в стан з енергією W_k .. Якщо $W_n > W_k$ то такий перехід може супроводжуватись випромінюванням фотона, частота якого ν згідно із законом збереження енергії, знаходиться із умови:

$$h\nu = W_n - W_k. \quad (7)$$

Звідки

$$\nu = \frac{W_n - W_k}{h}. \quad (8)$$

Підстановкою (3) в (8) з урахуванням того, що $1/\lambda = \nu/c$, одержимо:

$$\frac{1}{\lambda} = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \cdot \left(\frac{1}{k^2} - \frac{1}{n^2} \right). \quad (9)$$

Підставляючи в (9) послідовно $k = 1, k = 2, k = 3$ і т.д., 5 наділяючи відповідними значеннями n , одержимо співвідношення (5) і (6). Відповідні серії випромінювання для атома водню показані на рис.1.

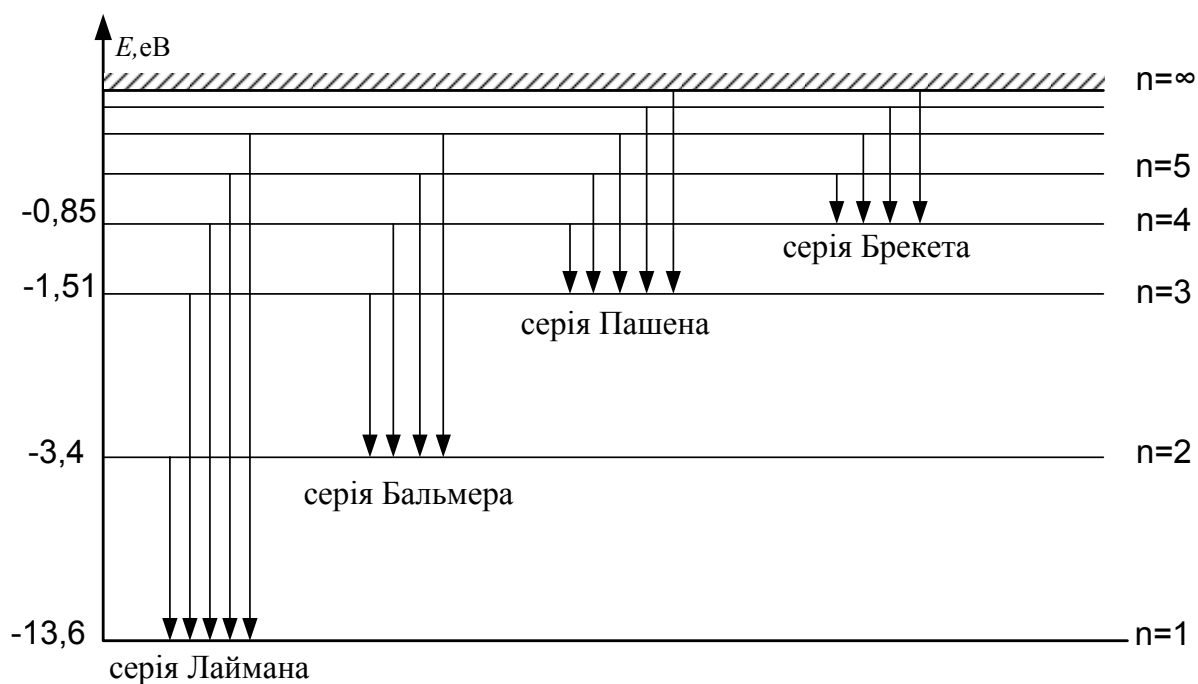


Рис. 1

У формулі (9) вираз

$$R = \frac{me^4}{8\varepsilon_0^2 h^3 c} \quad (10)$$

називається сталою Рідберга і визначається через універсальні константи і параметри електрона.

У співвідношенні (9):

m - маса електрона;

e - заряд електрона;

ϵ_0 - діелектрична стала;

h - стала Планка;

c - швидкість світла.

Порядок виконання роботи

1. Вивчення спектральних закономірностей у спектрі атома водню проводять за допомогою монохроматора УМ-2, у високовольтну приставку якого по чергову ставлять газорозрядні трубки, заповнені гелієм і воднем.

2. Градування монохроматора здійснюють за допомогою найбільш інтенсивних ліній спектра атома гелію. Спектр від газорозрядної трубки з гелієм розглядають в окуляр монохроматора. Градувальним барабаном суміщають стрілковий показник монохроматора з відповідною спектральною лінзою атома гелію. Відліки градувального барабана заносять до табл.1. Аналогічні дослідження проводять з газорозрядною трубкою заповненою воднем.

Таблиця 1.

Речовина	Лінія спектра	Інтенсивність	Довжина хвилі, нм	Відліки градувального барабана
Гелій	Червона	1000	706,5	
	Червона	100	667,5	
	Жовта	3000	587,6	
	Жовто-зелена	50	541,2	
	Зелена	100	501,6	
	Зелена	60	492,2	
	Голуба	300	468,5	
	Синя	400	447,1	
	Фіолетова	70	402,6	
	Фіолетова	50	396,5	
Водень	Червона			
	Голуба			
	Синя			
	Фіолетова			

Обробка результатів експерименту та їх аналіз

1. Побудувати градувальний графік, по осі у якого відкласти довжини хвиль спектра гелію (нм), а по осі x - відліки градувального барабана монохроматора, які відповідають цим лініям.
2. Користуючись градувальним графіком, визначити довжини хвиль спектра атома водню. Значення цих довжин хвиль занести до таблиці.
3. Користуючись формулою (3), визначити сталу Рідберга.
4. Одержані експериментальні значення сталої Рідберга порівняти з теоретичним значенням за формулою (10).

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи
2. В якому випадку атоми випромінюють лінійчасті спектри?
3. Які успіхи мала теорія Бора в поясненні будови атома водню?
4. Які суперечності супроводжували теорію будови атома водню?
5. Записати та дати пояснення потенціальної енергії кулонівського поля ядра.
6. Записати та дати пояснення рівняння Шредінгера стаціонарних станів.
7. Як квантується момент імпульсу електрона в атомі водню?
8. Яких значень може набувати орбітальне квантове число?
9. Запишіть та поясніть формулу повної енергії електрона в атомі водню.
10. Що квантує головне квантове число?
11. Що квантує магнітне квантове число?
12. Як утворюються окремі серії випромінювання атома водню?
13. Запишіть та поясніть формулу Пальмера. Що таке стала Рідберга та яких значень вона набуває?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Як побудувати монохроматор УМ-2?
2. За яким принципом градуують шкалу монохроматора?
3. Як визначають довжини хвиль випромінювання атома водню?
4. Сформулювати та пояснити постулати Бора будови атома водню.
5. Як була визначена в лабораторній роботі стала Рідберга?

Лабораторна робота № 5.12
Дослідження співвідношення
невизначеностей Гейзенберга для фотонів

Мета роботи: якісно експериментально перевірити справедливність співвідношень невизначеностей.

Прилади і матеріали: лазер ЛГН-105, щілина з мікрометричним гвинтом, екран, лінійка.



Теоретичні відомості

Спостереження, а також експериментальне і теоретичне дослідження дифракції, інтерференції, поляризації переконливо доводять хвильову природу світла. Однак закономірності ряду інших явищ, зокрема, фотоефекту, теплового випромінювання, ефекту Комптона можна пояснити, припустивши, що світло має корпускулярні властивості. Частинки світла, поняття про які ввів А.Ейнштейн (1905 р.), називаються фотонами. Таким чином, світло має одночасно як хвильові, так і корпускулярні властивості. Нові ідеї потрібні були і для розв'язання принципових труднощів класичної фізики при обґрунтовані стійкості атомів, лінійності спектрів випромінювання і поглинання. У цьому відношенні істинно революційною, як показав досвід створення квантової механіки, була гіпотеза Луї де Бройля (1924 р.), що мікрочастинки, поряд з корпускулярними, мають також хвильові властивості. Таким чином, матерія як у вигляді поля, так і у вигляді речовини має корпускулярні і хвильові властивості. У цій єдності полягає суть корпускулярно-хвильового дуалізму матерії. З корпускулярної точки зору динамічний стан частинки визначається її імпульсом p , в той час як хвильові властивості описуються довжиною хвилі λ . Єдність цих та інших властивостей виражається формулою де Бройля, яка пов'язує імпульс p і довжину хвилі де Бройля λ :

$$\lambda = \frac{h}{p}. \quad (1)$$

Корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії накладає обмеження на можливість описування руху частинок за допомогою класичних понять, зокрема, понять траєкторії. Коли мова йде про траєкторію, припускається, що в довільний момент часу як завгодно точно одночасно визначені

координати та імпульс частинки. Розглянемо з цієї точки зору вимірювання координати x частинки (наприклад, фотона), яка рухається з імпульсом p паралельно осі y . Для визначення координати частинки перпендикулярно до осі y розташуємо діафрагму (щілину) шириною Δx і екран (рис. 1). Проходження частинки через щілину супроводжується появою свічення в якійсь точці екрана. Спостерігаючи свічення, можна стверджувати, що в момент проходження щілини координата частинки дорівнює x і визначена з похибкою Δx . Для збільшення точності вимірювання потрібно зменшити Δx . Якщо частинка має хвильові властивості, то при $\Delta x \approx \lambda$ повинна спостерігатись дифракція. Розподіл дифракційних максимумів на екрані схематично показаний на рис.1. Корпускулярні властивості проявляються в тому, що частинка проходить через щілину і рухається до екрана як ціле, не розділяючись на будь-які частини.

Хвильові властивості проявляються в тому, що частинка попадає переважно в ті точки екрана, для яких виконується умова максимуму для дифракції на щілині. Попадання частинки в точку екрана свідчить про те, що вона має складову Δp_x , паралельну осі x . До щілини $\Delta p_x = 0$, тобто p_x було відомо точно. Величина Δp_x називається невизначеністю імпульсу. Оскільки кут φ , під яким частинка попадає в довільну точку екрана, що відповідає дифракційним максимумам вищих порядків, задовольняє умову

$$\varphi \geq \varphi_1, \quad (2)$$

де φ_1 визначає напрям на перший дифракційний мінімум, то як видно з рис.1:

$$\frac{\Delta p_x}{p_x} \geq \operatorname{tg} \varphi_1 \quad (3)$$

При малих кутах $\operatorname{tg} \varphi_1 = \sin \varphi_1 = \varphi_1$. Використовуючи умову спостереження першого дифракційного мінімуму

$$\Delta x \sin \varphi_1 = \lambda, \quad (4)$$

з формул (3) і (4) одержуємо:

$$\frac{\Delta p_x}{p_x} \geq \frac{\lambda}{\Delta x}. \quad (5)$$

Виключивши з (1) і (5) довжину хвилі де Бройля λ , знаходимо:

$$\Delta x \Delta p_x \geq h. \quad (6)$$

Нерівність (6) - співвідношення невизначеностей Гейзенберга. Згідно з співвідношенням (6) для як завгодно точного визначення координати і відповідної єдності корпускулярних і хвильових властивостей не існує точних значень спряжених координат і імпульсу. Отже, по суті співвідношення невизначеностей зводиться до неможливості описати рух частинок за допомогою поняття траєкторії.

Мета роботи саме і полягає в якісній перевірці співвідношення (6) для фотонів.

Фотони, які випромінюються лазером ЛГН-105, проходять через щілину, ширину якої Δx можна змінювати за допомогою мікрометричного гвинта. На екрані, розташованому на відстані L від щілини, спостерігається система дифракційних максимумів. Позначимо відстань між максимумами, які розташовані симетрично відносно головного максимуму, через d .

З рис. 1 маємо:

$$\operatorname{tg} \varphi_1 = \frac{d}{L}. \quad (7)$$

Тоді

$$\frac{\Delta p_x}{p} \geq \frac{d}{L}. \quad (8)$$

Отже

$$\Delta p_x \geq \frac{pd}{\lambda}. \quad (9)$$

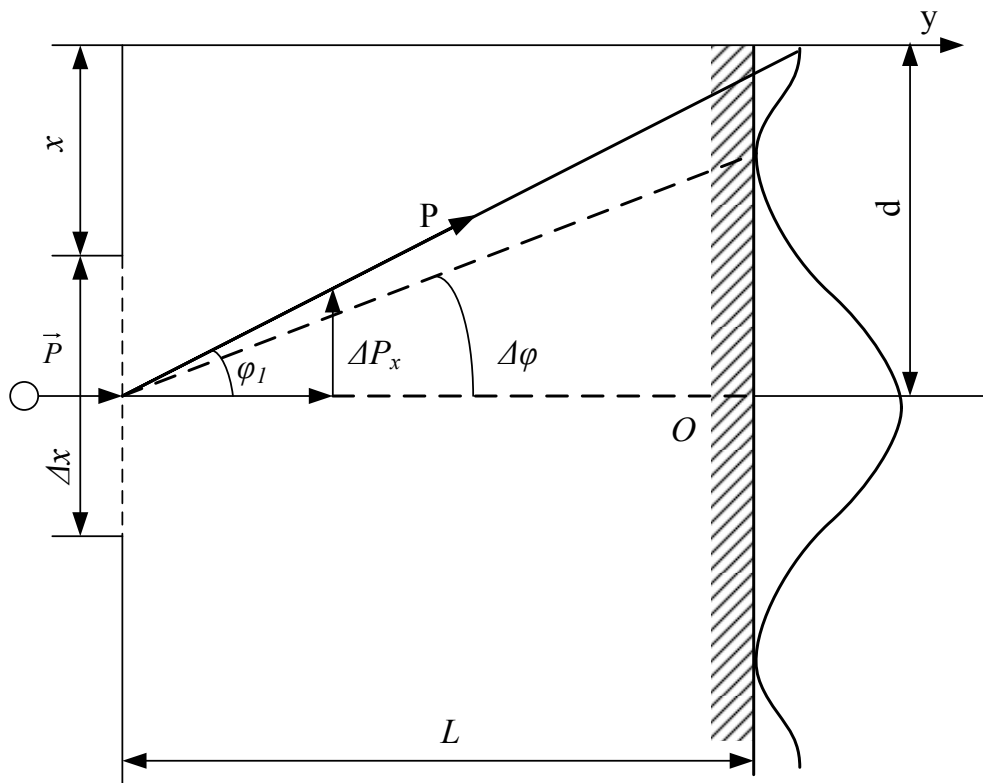


Рис. 1

Підставимо значення імпульсу з формули (1) і домножимо ліву і праву частину на Δx , одержимо

$$\Delta x \Delta p_x \geq \frac{h \Delta x d}{\lambda L}. \quad (10)$$

Зіставивши (10) з співвідношенням (6), переконуємося, що для виконання співвідношення невизначеностей необхідно, щоб виконувалась умова

$$\frac{\Delta x d}{L} \geq \lambda. \quad (11)$$

Таким чином, при виконанні умови (11) виконується також і умова (6). До перевірки нерівності (11) і зводиться дана робота.

Порядок виконання роботи

1. Розмістити щілину на осі пучка лазерного випромінювання.
2. Поставити перпендикулярно до пучка екран на відстані 0,4...0,5 м від щілини.
3. Змінюючи ширину щілини від 0,01 до 0,06 мм, виміряти значення d , що відповідають кожному значенню Δx .
4. Результати вимірювань занести в таблицю.

$L =$	Δx , мм				
	d , мм				
H	$\Delta x d / L \lambda$				

Обробка результатів експерименту

1. За даними кожного вимірювання розрахувати величину $H = \frac{\Delta x d}{L \lambda}$ і записати її в таблицю.
2. Порівняти одержані значення H з одиницею і зробити висновки про справедливість співвідношення невизначеностей.

Контрольні запитання для допуску до виконання лабораторної роботи

1. Мета роботи.
2. Які фізичні явища дають пояснення корпускулярних властивостей світла?
3. Як формулюється гіпотеза де-Бройля?

4. Чим викликані обмеження на можливість описувати рух частинок за допомогою класичних понять?
5. Провести виведення та пояснити співвідношення невизначеностей Гейзенберга.
6. Що таке фотони? Що таке імпульс тіла? Чому дорівнює маса фотона?
7. Запишіть та поясніть всі відомі співвідношення Гейзенберга.
8. Яким чином на досліді підтверджено корпускулярно-хвильовий дуалізм матерії?

Контрольні запитання для захисту лабораторної роботи

1. Запишіть та поясніть робочі формули в даній лабораторній роботі.
2. Як практично випромінювались відстані між максимумами дифракції в лабораторній роботі?
3. З якою похибкою випромінювалась ширина щілини в кожному окремому досліді?
4. Чи має фізичний зміст хвильова функція?

Навчальне видання

Сергій Григорович Авдєєв
Тодор Ілліч Бабюк
Павло Васильович Гель
Олександр Станіславович Камінський

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ З ФІЗИКИ

частина 2
(коливання і хвилі, оптика)

Лабораторний практикум

Оригінал-макет підготовлено Авдєєвим С.Г.
Редактор В.О. Дружиніна
Коректор З.В. Поліщук

Науково-методичний відділ ВНТУ
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК №746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ

Підписано до друку
Формат 29,7 x 42 ¹/₄
Друк різнографічний

Гарнітура Times New Roman
Папір офсетний
Ум. друк. арк.

Тираж 100 прим.
Зам. №

Віддруковано в комп'ютерному інформаційно-видавничому центрі
Вінницького національного технічного університету
Свідоцтво Держкомінформу України
серія ДК №746 від 25.12.2001
21021, м. Вінниця, Хмельницьке шосе, 95, ВНТУ