Міністерство освіти і науки України
Луцький національний технічний університет

ФІЗИКА

методичні вказівки до лабораторних робіт
для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти
спеціальності G5 Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка денної та заочної форм навчання

ЛУЦЬК 2026

УДК 539.1
Ф 50

До друку
Голова вченої ради факультету робототехніки та штучного інтелекту ЛНТУ _____ А. ТКАЧУК

Електронна копія друкованого видання передана для внесення в репозиторій ЛНТУ
Директор бібліотеки _____ Н. ПОЛІЩУК

Затверджено вченою радою факультету робототехніки та штучного інтелекту ЛНТУ,
протокол № ___ від «___»_____2026 р.

Розглянуто і схвалено на засіданні кафедри електроніки, фізики та СМАРТ-систем ЛНТУ,
протокол № ___ від «___»_____2026 р.

Завідувач кафедри електроніки, фізики та СМАРТ-систем ЛНТУ
_____ В. ЗАБЛОЦЬКИЙ

Укладачі: _____ Д. ЗАХАРЧУК, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри електроніки, фізики та СМАРТ-систем ЛНТУ
_____ Л. ЯЩИНСЬКИЙ, кандидат фізико-математичних наук, доцент кафедри електроніки, фізики та СМАРТ-систем ЛНТУ

Рецензент: _____ С. ЛУНЬОВ, доктор фізико-математичних наук, професор кафедри електроніки, фізики та СМАРТ-систем ЛНТУ

Відповідальний за випуск: _____ В. ЗАБЛОЦЬКИЙ, кандидат технічних наук, доцент, завідувач кафедри електроніки, фізики та СМАРТ-систем ЛНТУ

Ф 50 Фізика. Методичні вказівки до лабораторних робіт для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти спеціальності G5 Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка денної та заочної форм навчання / уклад. Д.А. Захарчук, Л.В. Ящинський, Луцьк: ЛНТУ, 2026. 122 с.

Методичне видання складене відповідно до силабуса з ОК «Фізика». Рекомендоване для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти G5 Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка денної та заочної форм навчання.

Захарчук Д.А., Ящинський Л.В., 2026

Зміст

ПЕРЕДМОВА	4
1. ВИМІРЮВАННЯ ЛІНІЙНИХ РОЗМІРІВ ТІЛ	5
2. ВИВЧЕННЯ РУХУ ТІЛ НА ПОХИЛІЙ ПЛОЩИНІ	10
3. ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕРТЯ КОВЗАННЯ	13
4. ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ОБЕРТАЛЬНОГО РУХУ ТВЕРДОГО ТІЛА	17
5. ПЕРЕВІРКА ТЕОРЕМИ ШТЕЙНЕРА ТА ПРАВИЛА ДОДАВАННЯ МОМЕНТІВ ІНЕРЦІЇ	21
6. ВИЗНАЧЕННЯ ПРИСКОРЕННЯ ВІЛЬНОГО ПАДІННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ МАЯТНИКА	24
7. ВИЗНАЧЕННЯ УНІВЕРСАЛЬНОЇ ГАЗОВОЇ СТАЛОЇ	27
8. ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНЬОЇ ДОВЖИНИ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ ТА ЕФЕКТИВНОГО ДІАМЕТРА МОЛЕКУЛ ПОВІТРЯ	30
9. ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ ЗА МЕТОДОМ СТОКСА	34
10. ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ	38
11. ВИМІРЮВАННЯ ОПОРІВ ЗА ДОПОМОГОЮ МІСТКА УЇТСТОНА	41
12. ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ЯВИЩ	44
13. НАГРІВАННЯ РЕЧОВИН ЕЛЕКТРИЧНИМ СТРУМОМ	47
14. ВИЗНАЧЕННЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОЇ СКЛАДОВОЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛІ	50
15. ВИЗНАЧЕННЯ ТОЧКИ КЮРІ ФЕРОМАГНЕТИКА	54
16. ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА	58
17. ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНОЇ ПРОНИКНОСТІ РЕЧОВИНИ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНДУКТОРА	62
18. ВИЗНАЧЕННЯ ДЕКРИМЕНТА ЗГАСАННЯ КОЛИВНОЇ СИСТЕМИ	66
19. ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ПОШИРЕННЯ ЗВУКУ МЕТОДОМ СТОЯЧИХ ХВИЛЬ	70
20. ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ ОМА ДЛЯ КІЛ ЗМІННОГО СТРУМУ	74
21. ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛА ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОСКОПА	78
22. ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ	81
23. ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	85
24. ДОСЛІДЖЕННЯ ВОЛЬТ–АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДІОДА	89
25. ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ОПОРУ МЕТАЛЕВИХ ЗРАЗКІВ ТА ТЕРМІСТОРІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ	93
26. ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ВИПРОСТУВАЧА	96
27. ВИВЧЕННЯ СТАТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРА	100
28. ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМІЧНОЇ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ НАПІВПРОВІДНИКІВ	104
29. ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ТА РУХЛИВОСТІ НОСІЇВ СТРУМУ В РЕЧОВИНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕФЕКТУ ХОЛЛА	108

30. ВИВЧЕННЯ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФОТОРЕЗИСТОРІВ	112
31. ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ВЕНТИЛЬНИХ ФОТОЕЛЕМЕНТІВ	116
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	120

Передмова

Дані методичні вказівки укладено на основі методичних вказівок до виконання окремих лабораторних робіт з фізики, а також підручників та посібників наведених в списку рекомендованої літератури. Представлені лабораторні роботи охоплюють всі розділи курсу загальної фізики. Кожна лабораторна робота містить теоретичні відомості, опис установки в цілому та окремих приладів, порядок виконання роботи та перелік контрольних запитань.

Без глибокого знання фізики і, зокрема, методики фізичного експерименту неможливо досконало оволодіти будь якою технікою, а тим більше створювати нову. Перспективи науково-технічного прогресу в теперішній час визначаються перш за все досягненнями основних напрямків фізичної науки.

Метою даного методичного видання є: поглиблення теоретичних знань з основних фізичних законів і явищ; одержання навичок вимірювання числових значень фізичних величин і правильного їх застосування для відповідних розрахунків; ознайомлення з сучасними технічними засобами і методами дослідження. У фізичній лабораторії студент самостійно вирішує ряд експериментальних задач. При цьому він вчиться самостійно відтворювати та аналізувати основні фізичні явища, одержувати при цьому навики роботи у фізичній лабораторії.

1. ВИМІРЮВАННЯ ЛІНІЙНИХ РОЗМІРІВ ТІЛ

МЕТА РОБОТИ: освоїти методику вимірювання розмірів тіл мікрометром, штангенциркулем та вимірювальним мікроскопом.

ОБЛАДНАННЯ: 1) штангенциркуль; 2) мікрометр; 3) вимірювальний мікроскоп; 4) зразки тіл для вимірювань.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Лінійні розміри – одна з основних характеристик тіл. Для вимірювання довжини розроблено ряд приладів, які дозволяють порівнювати відстані між точками в просторі з еталоном довжини. В системі СІ одиницею довжини є метр (як державний стандарт введено в 1958 році). Вимірювальні прилади періодично *повіряють* з еталоном. Останній зберігається в метрологічних лабораторіях.

Таблиця 1.

Префікс			
назва	Позначення		множник
	кир.	лат.	
тера	Т	T	10^{12}
гіга	Г	G	10^{2}
мега	М	M	10^{6}
кіло	к	k	10^{3}
гекто	г	h	10^{2}
дека	да	da	10^{1}
деци	д	d	10^{-1}
санти	с	c	10^{-2}
мілі	м	m	10^{-3}
мікро	мк	μ	10^{-6}
нано	н	n	10^{-9}
піко	п	p	10^{-12}

Поряд з еталоном використовують його дольні чи кратні величини. У таблиці 1 наведено стандартні множники, префікси та їх найменування для утворення десяткових кратних і дольних одиниць.

Варіант запису: 1Мм=10^{6}м, 1мм=10^{-3}м

Не скрізь у світі еталоном довжини є метр. В англомовних країнах досі використовують *дюйм* та кратні йому одиниці (як державний стандарт Великої Британії дюйм введено 1897 р.):

1 (yard) ярд = 3 фути
1 (foot) фут = 12 дюймів
1 (inch) дюйм = 12 ліній
1 (line) лінія = 6 пунктів.

Приклад запису довжини в англійській системі мір: $L = 3'7''$ або $L = 3\,ft\,7in$.

Співвідношення між метричною та дюймовою мірами наведено в таблиці 2.

Таблиця 2.

1 ярд (1 yd)	0.9144м
1 фут (1 ft = 1')	0.3048м
1 дюйм (1 in = 1")	0.0254м
1 лінія (1 ln)	0.0021м
1 пункт (1 pt)	0.351мм

Шкала вимірювального приладу. У вимірювальних приладах поділки (шкалу) наносять на лінійку, виготовлену з речовин, розміри яких мало залежать від температури, тиску та ін. *Шкала* вимірювального приладу – це сукупність відміток та цифр, нанесених уздовж прямої лінії чи кола на відрахунковому пристрої приладу. Шкала відповідає ряду послідовних значень вимірюваної величини. Вимірювальний прилад може мати декілька шкал, одна з яких є основною. Лінійна відстань y між сусідніми поділками основної шкали називається *ціною поділки.*

Ноніус. Важливим додатком до основної шкали є ноніус. Останній дозволяє підвищити точність вимірювання в 10 – 20 разів. Лінійним ноніусом називається коротка лінійка *Б* з поділками (рис. 3), яка може ковзати вздовж основної шкали *А*. Ноніус ділить масштабну одиницю на m рівних частин. Для зручності вимірювань поділки на ноніусі розміщують не на відстані $\frac{y}{m}$, а розносять по його шкалі так, що одна поділка ноніуса складає $y - \frac{1}{m}y$. Величина $\frac{y}{m}$ називається *точністю ноніуса.*

Найпростішим є десятковий ноніус. Називається він десятковим тому, що його шкала *Б* складається з 10 однакових поділок. Крім ноніусів, у яких довжина 10 поділок його шкали дорівнює $9y$ (рис. 1), зустрічаються ноніуси, 10 поділок якого дорівнюють $19y$.

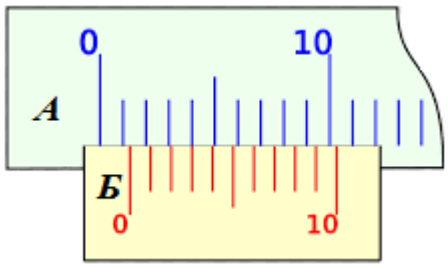


Рис. 1.

В обох випадках точність вимірювання становить $0{,}1y$, оскільки остання визначається відношенням ціни поділки y основної шкали *А* до кількості m поділок ноніуса *Б*.

Щоб зробити відлік, необхідно визначити число поділок, на які перемістився 0 ноніуса *Б* відносно 0 лінійки *А*. На рис. 1 число поділок становить 1 поділка основної шкали, тобто 1 мм. Для визначення десятих долей міліметра на шкалі ноніуса *Б* потрібно знайти ту поділку, яка найкраще збігається з поділкою лінійки *А*

(на рис. 3 це третя поділка шкали ноніуса). Таким чином, шукана довжина становить 1,3 мм.

Довжина зразка дорівнює числу цілих поділок основної шкали плюс точність ноніуса, помножена на номер його поділки, який збігається з деякою поділкою шкали.

Штангенциркуль (рис. 2) складається з основної шкали 1 (штанги) з міліметровими поділками (y=1мм), рухомої рамки з ноніусною шкалою 9 та фіксуючого ґвинта 8. Для визначення зовнішнього розміру тіла, останнє щільно затискують між губками 3 і 7 штангенциркуля. Після цього рухому рамку 5 фіксують ґвинтом 8 і проводять відлік. Щоб виміряти внутрішній розмір тіла (наприклад, внутрішній діаметр трубки чи кільця), губки 2 і 6 штангенциркуля вставляють в отвір і розсовують їх до щільного зіткнення з внутрішніми стінками вимірюваного отвору.

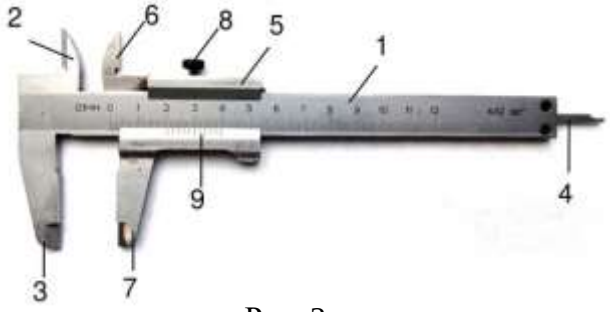


Рис. 2.

Для визначення глибини отвору використовують лінійку-глибиномір 4.



Рис. 3.

Останнім часом особливої популярності набули цифрові штангенциркулі (рис. 3). Вони оснащені рідкокристалічним екраном, на якому відображаються лінійні розміри вимірювальних тіл.

Мікрометр використовують для вимірювання лінійних розмірів тіл із точністю до 0,01 мм. Мікрометр складається з масивної скоби 1 з п’яткою 2 і циліндричної трубки 3 (рис. 4). Трубка має внутрішню різьбу, в якій ходить мікрометричний (особливо точний) ґвинт із закріпленим на ньому барабаном 8. Крок мікрометричного ґвинта дорівнює 0,5 мм (при повному оберті барабана ґвинт поступально переміститься на 0,5 мм).

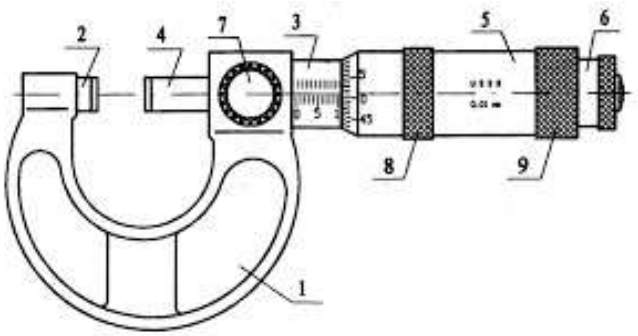


Рис. 4.

По твірній циліндра 3 нанесено лінійну шкалу (рис. 5) з інтервалом 0,5 мм**.** Коли викручувати ґвинт від поділки 0 шкали, то при повному оберті з'явиться перша верхня поділка шкали, яка відповідає значенню 0,5 мм. При наступному повному оберті появиться нижня поділка, що відповідає значенню 1 мм і так далі.

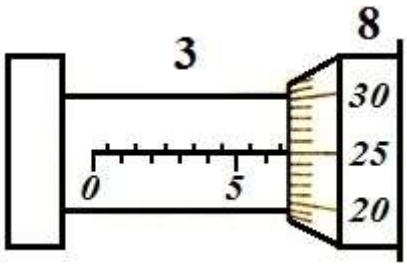


Рис. 5.

Барабан поділено на 50 рівних частин кола. Якщо повернути барабан 8 на одну поділку його шкали, то мікрометричний ґвинт 4 переміститься в горизонтальному напрямку на 0,01мм.

Під час вимірювання лінійного розміру тіла будь-які обертання барабана необхідно проводити тільки за допомогою тріскачки 6 (при просковзуванні тріскачка створює характерний тріск, а її використання запобігає псуванню різьби ґвинта; при цьому тіло деформується порівняно мало та завжди однаково). Після спрацювання тріскачки за допомогою гальма 7 затиснути мікрометричний ґвинт 4 і записати відлік.

Підрахуємо число цілих поділок на шкалі 3 (під лінією) між 0 і краєм барабана 8. На рис. 7 воно складає 6мм. Між шостою поділкою шкали 3 (під лінією) і краєм барабана 8 знаходиться ще одна поділка над лінією, яка відповідає значенню 0,5мм. Соті частини відраховуємо на шкалі барабана відносно твірної. Для рис. 5 це 0,25мм. Отже, лінійний розмір тіла складає 6мм+0,5мм+0,25мм=6,75мм.

Вимірювальний мікроскоп використовують у тих випадках, коли предмети є мікронних розмірів або контактні методи вимірювання неможливі. Вимірювальний мікроскоп складається із закріплених у тубусі деталей: об'єктива, окуляра та шкали. Для отримання чіткого зображення предмета тубус за допомогою мікрометричного ґвинта може здійснювати незначні переміщення. Робота з вимірювальним мікроскопом залежить від його типу, виду мікрооб'єкта та способу підготовки

останнього до спостережень, характеру освітлення в процесі вимірювання. Оптичний мікроскоп має роздільну здатність до 0,25 мкм.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Виміряти розміри L заданих тіл послідовно штангенциркулем, мікрометром та вимірювальним мікроскопом.
2. Перевести отримані результати в дюймову систему мір.
3. Вказати похибки ΔL отриманих вимірів.
4. Результати вимірювань занести до таблиці 3.

Таблиця 3

Вимірювальний прилад	Міжнародна система (SI)		Англійська система (the UK)	
	L	ΔL	L	ΔL
Штангенциркуль				
Мікрометр				
Вимірювальний мікроскоп				

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Назвати одиниці вимірювання довжини.
2. Назвати прилади для вимірювання довжини.
3. Описати будову ноніуса.
4. Описати характерні особливості роботи з штангенциркулем та мікрометром.
5. Назвати співвідношення між основними одиницями довжини в англійській системі мір.
6. Назвати десяткові множники дольних та кратних еталона.
7. Дати означення ціни поділки та точності ноніуса.
8. Дати означення шкали вимірювального приладу.
9. Яку функцію виконує тріскачка мікрометра?
10. Як знайти похибку прямого вимірювання?

2. ВИВЧЕННЯ РУХУ ТІЛ НА ПОХИЛІЙ ПЛОЩИНІ

МЕТА РОБОТИ: **перевірити принципи незалежності рухів.**
ОБЛАДНАННЯ: 1) похила площина; 2) набір тіл (куля, суцільний циліндр, пустотілий циліндр); 3) ящик з піском; 4) лінійка.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

В точці А досліджуване тіло відносно точки В має запас потенціальної енергії mgh (рис. 1). При скочуванні по похилій площині потенціальна енергія тіла перетворюється в кінетичну енергію поступального руху $\frac{m\upsilon^2}{2}$, обертального руху $\frac{I\omega^2}{2}$ і витрачається на роботу сили тертя.

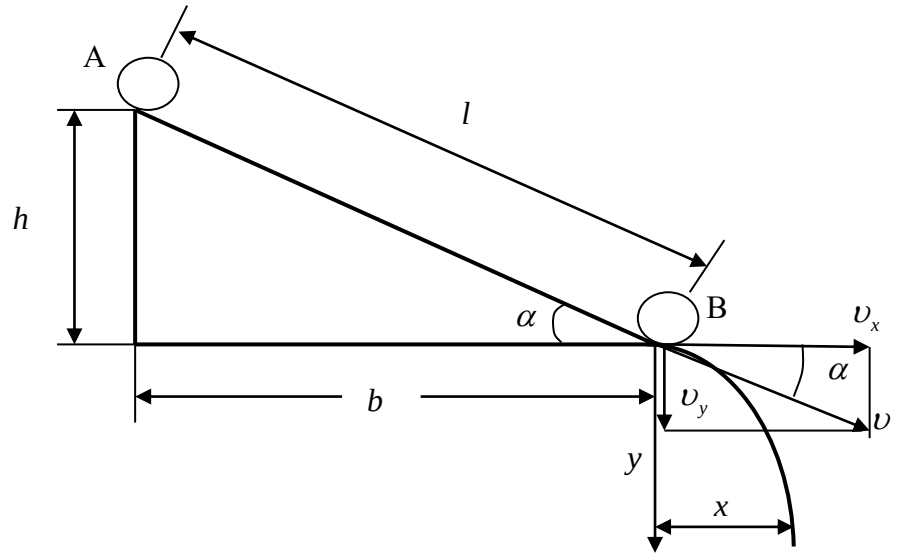


Рис. 1

Якщо роботою сили тертя знехтувати, то за законом збереження енергії:

$$mgh = \frac{m\upsilon^2}{2} + \frac{I\omega^2}{2}, \tag{1}$$

де m – маса тіла; I – момент інерції тіла відносно осі, яка проходить через центр маси тіла; h – висота похилої площини; υ – лінійна швидкість тіла в точці В; ω – кутова швидкість тіла в точці В.

Враховуючи, що $\omega = \frac{\upsilon}{R}$ з формули (1) знаходимо теоретичне значення швидкості:

$$\upsilon_T = \sqrt{\frac{2gh}{1+\frac{I}{mR^2}}} = k\sqrt{2gh}\,, \tag{2}$$

$$k = \frac{1}{\sqrt{1+\frac{I}{mR^2}}}, \tag{3}$$

де R – радіус досліджуваного тіла.

Моменти інерції досліджуваних у лабораторній роботі тіл:

а) момент інерції кулі відносно осі, що проходить через її центр – $I_K = \frac{2}{5} m R_k^2$;

б) момент інерції суцільного циліндра відносно осі, що проходить через його центр перпендикулярно до основи – $I_Ц = \frac{1}{2} m R_Ц^2$;

в) момент інерції тонкостінного пустотілого циліндра відносно осі, що проходить через його центр перпендикулярно до основи – $I_{тц} = m R_{тц}^2$.

Підставляючи значення моментів інерції I досліджуваних у лабораторній роботі тіл I в формулу (3), визначаємо k для різних тіл.

За формулою (2), знаючи висоту похилої площини h, визначаємо швидкість υ_T.

Швидкість тіла в точці В можна визначити й іншим методом. Розкладемо швидкість υ, як показано на рисунку, на дві складові: горизонтальну $\upsilon_x = \upsilon \cos\alpha$ і вертикальну $\upsilon_y = \upsilon \sin\alpha$.

Відстань, яку проходить тіло в горизонтальному напрямі, буде:

$x = \upsilon_x t = \upsilon \cos\alpha t$.

Звідки:

$$\upsilon = \frac{x}{t \cos\alpha} \tag{4}$$

Відстань, яку проходить тіло за такий же проміжок часу у вертикальному напрямі:

$$y = \upsilon_y t + \frac{gt^2}{2} = \frac{\upsilon_y x}{\upsilon_x} + \frac{gt^2}{2} = xtg\alpha + \frac{gt^2}{2}.$$

Звідси:

$$t = \sqrt{\frac{2\left(y - xtg\alpha\right)}{g}}. \tag{5}$$

Підставляючи (5) в (4), одержимо:

$$\upsilon = \frac{x\sqrt{g}}{\cos\alpha \sqrt{2\left(y - xtg\alpha\right)}}.$$

Оскільки $\cos\alpha = \frac{b}{l}$ і $tg\alpha = \frac{h}{b}$, то формула для визначення швидкості експериментальним шляхом буде мати вигляд:

$$\upsilon = \frac{x\sqrt{g}}{\frac{b}{l}\sqrt{2\left(y - x\frac{h}{b}\right)}} = \frac{xl}{b}\sqrt{\frac{gb}{2\left(by - xh\right)}}.$$

Після спрощення виразу отримаємо:

$$\upsilon = xl\sqrt{\frac{g}{2b(by - xh)}}\,. \qquad (6)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Встановити висоту похилої площини h (h задається викладачем), виміряти віддаль по горизонталі В і довжину похилої площини l.
2. З точки А пустити по похилій площині одне з досліджуваних тіл (при цьому потрібно слідкувати, щоб тіло попадало в ящик з піском). Виміряти віддаль x і y. Дослід виконати тричі.
3. За формулою (3) визначити k.
4. За формулами (2) і (6) визначити теоретичне і експериментальне значення швидкості.
5. Аналогічні досліди виконати для інших тіл.
6. Обчислити абсолютні і відносні похибки, прийнявши теоретичне значення швидкості за істинне.
7. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№	x, *м*	y, *м*	l, *м*	Зразок	h, *м*	b, *м*	k	υ_T, *м/с*	υ, *м/с*	$\Delta\upsilon$, *м/с*	ε,%
1				Куля							
2											
3											
ср.											
1				Циліндр суцільний							
2											
3											
ср.											
1				Циліндр пустотілий							
2											
3											
ср.											

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Закон збереження енергії при русі тіла по похилій площині.
2. Формула для визначення теоретичного значення швидкості.
3. Момент інерції кулі.
4. Момент інерції суцільного циліндра.
5. Момент інерції пустотілого циліндра.
6. Формула для визначення швидкості експериментальним способом.
7. Формула для визначення часу руху тіла по параболі.
8. Відстань, яку проходить тіло по вертикалі.
9. Відстань, яку проходить тіло по горизонталі.
10. Як визначається коефіцієнт k?

3. ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕРТЯ КОВЗАННЯ

МЕТА РОБОТИ: ознайомитись із способами визначення коефіцієнта тертя ковзання та практично поміряти його значення за допомогою похилої площини.

ОБЛАДНАННЯ: 1) досліджувані зразки; 2) похила площина; 3) лінійка; 4) рівень.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Під тертям розуміють необоротний процес, що супроводжується переходом механічної енергії в теплову. Тертя – надзвичайно важливе природне явище, прояви якого спостерігають як у буденному житті, так і в інженерній практиці. З одного боку, без тертя був би неможливим рух автомобілів, робота фрикційних передач та інше, а з другого, на тертя витрачається енергія, тому в пристроях її передачі впливи тертя прагнуть зменшити.

Тертя поділяють на внутрішнє та зовнішнє. У твердих тілах внутрішнє тертя характеризує поглинання енергії деформації, а в газах та рідинах тертя характеризує їх в'язкість. (В'язкість відсутня лише в надплинній квантовій рідині.) Зовнішнє тертя визначає механічний опір, що виникає в місці дотику поверхонь двох тіл при їх взаємному переміщенні.

Сили, що виникають при терті поверхонь тіл, називають силами тертя. Задовільної фізичної теорії, що пояснювала б виникнення сил тертя сухих поверхонь, досі не існує. Інженерне пояснення базується на взаємодії виступів негладких поверхонь та міжмолекулярній взаємодії. Величина f сили тертя залежить від сили N, з якою поверхні двох тіл притискуються одна до одної, швидкості v їх відносного переміщення, роду, шорсткості поверхонь та їхнього забруднення, температури тощо.

На рис. 1 наведено залежність сили f тертя від швидкості v відносного руху (ковзання) поверхонь, які доторкуються. Видно, що сила тертя ковзання має напрям, протилежний швидкості руху тіла. При зростанні швидкості сила тертя спочатку зменшується, а потім збільшується.

Поняття сили тертя застосовують дещо ширше, ніж саме тертя. Силу, яка

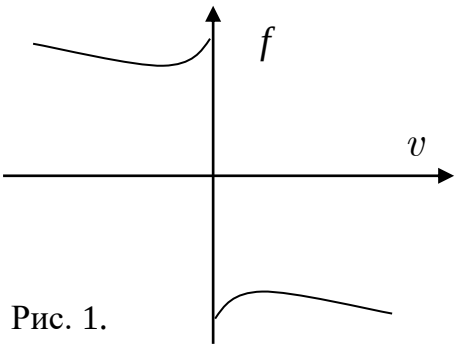


Рис. 1.

перешкоджає взаємному руху поверхонь у випадку, коли вони не ковзають, називають силою тертя зчеплення.

1699 р. Гільйом Амонтон експериментально встановив, що сила тертя ковзання практично не залежить від площі дотику поверхонь, які ковзають. Він запропонував моделювати силу тертя ковзання виразом:

$$f = kN. \qquad (1)$$

Тут k – коефіцієнт тертя ковзання, а N – сила, з якою тіла притискуються одне до одного. Вираз (1) називають законом Амонтона. У таблиці 1 наведено значення коефіцієнта тертя ковзання для деяких пар гладких сухих поверхонь.

Таблиця 1.

Пари поверхонь	k
сталь, лід	0,027
сталь, сталь	0,12 – 0,17
сталь, дерево	0,4 – 0,6
цегла, цегла	0,5 – 0,73

Крім сил тертя зчеплення та ковзання, розрізняють ще силу тертя кочення. Закон Кулона твердить, що сила f_k тертя кочення не залежать від довжини твірної циліндра, який котиться по плоскій поверхні. Момент сили тертя кочення пропорційний силі N, з якою циліндр притискується до плоскої поверхні:

$$f_k R = sN. \qquad (2)$$

Тут R – радіус циліндра, а s – коефіцієнт моменту сили тертя кочення.

У таблиці 2 наведено значення коефіцієнта моменту сили тертя кочення в конкретних випадках. Як правило, сила тертя кочення набагато менша сили тертя ковзання. З порівняння коефіцієнтів таблиці 2 видно, яку перевагу в транспортуванні вантажів має залізниця поряд із шосейною дорогою.

Таблиця 2.

Матеріали	s
залізний óбід по рейках	$0{,}03 \cdot 10^{-3}$ м
залізний óбід по асфальту	$1 \cdot 10^{-3}$ м
ґумова шина по асфальту	$4 \cdot 10^{-3}$ м

Методичні рекомендації

1. При визначенні коефіцієнта тертя ковзання часто користуються приладом, який має назву трибометра. Трибометр (рис. 2) – це горизонтальний столик, на якому розміщують тіло з однією з досліджуваних поверхонь. (Горизонтальною називають поверхню, перпендикулярну до вертикалі. Вертикаль (лат. verticalis – прямовисний) – лінія, що збігається з напрямом виска.) До другого тіла, яке кладуть

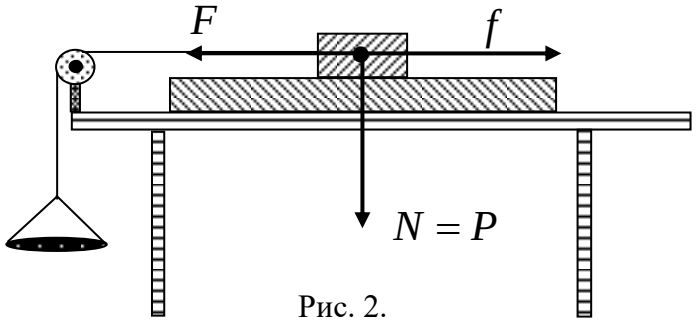


Рис. 2.

зверху на перше, прив'язана нитка. Остання перекинута через блок, і до неї прикріплена шалька для важків. Спеціальним регулятором натягнуту нитку встановлюють горизонтально. На шальку кладуть важок за важком, доти, поки від легенького поштовху друге тіло під дією вантажу не почне ковзати. Якщо поверхня нижнього тіла встановлена горизонтально, то сила N, з якою тіла притискуються одне до одного, дорівнюватиме вазі P другого тіла.

2. Інший спосіб визначення коефіцієнта тертя ковзання полягає у використанні похилої площини (рис. 3). Змінюючи її нахил, можна досягнути такого кута α, при якому тіло, що лежить на похилій площині, від легенького поштовху почне рівномірно ковзати. Силу P ваги тіла, яке лежить на похилій площині, можна розкласти на складові: F – уздовж поверхні, та N – перпендикулярно до неї. При рівномірному русі сила F дорівнюватиме силі тертя f. У такому випадку

$$f = P\sin\alpha . \qquad (3)$$

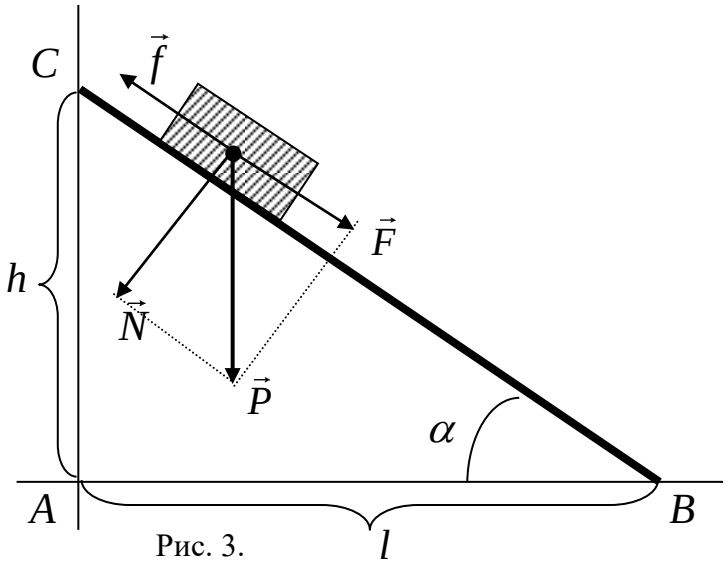


Рис. 3.

Сила N, з якою тіло притискується до похилої площини, дорівнюватиме:

$$N = P\cos\alpha . \qquad (4)$$

З (3) та (4) отримуємо вираз для обчислення коефіцієнта тертя:

$$k = \frac{f}{N} = \frac{P\sin\alpha}{P\cos\alpha} = tg\alpha . \qquad (5)$$

Тангенс "кута тертя" можна знайти, виходячи з геометрії установки:

$$tg\alpha = \frac{h}{l}. \qquad (6)$$

Об'єднуючи (5) та (6), отримуємо робочу формулу (7) (див. нижче).

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. За допомогою рівня встановити основу AB (див. рис. 3) горизонтально.
2. Змінюючи кут α нахилу похилої площини, добитись такого її положення, при якому досліджуваний зразок від невеликого поштовху почне рівномірно зісковзувати.
3. Лінійкою виміряти значення h висоти та l довжини основи AB трикутника ABC похилої площини. Дані вимірювань занести в таблицю 3. Дослід повторити декілька разів.

4. Відповідно до формули

$$k = \frac{h}{l} \tag{7}$$

обчислити значення коефіцієнта тертя ковзання. Дані занести в таблицю 3.

Таблиця 3.

Матеріали	№	h	l	k
	1			
	2			
	3			
	сер.			
	1			
	2			
	3			
	сер.			

5. Результат для різних пар матеріалів поверхонь записати у вигляді довірчих інтервалів:

$$k = \langle k \rangle \pm \Delta k\,. \tag{8}$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Охарактеризуйте роль сил тертя. Вкажіть конкретні випадки їх проявів.
2. Запишіть формулу закону Амонтона для сили тертя ковзання.
3. Від чого залежить момент сили тертя кочення?
4. Що називають похилою площиною?
5. Опишіть будову трибометра.
6. Назвіть послідовність виконання роботи.
7. Які виміри називають прямими?
8. Назвіть два способи обчислення похибки непрямого виміру.

4. ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ОБЕРТАЛЬНОГО РУХУ ТВЕРДОГО ТІЛА

МЕТА РОБОТИ: 1) перевірити залежність кутового прискорення від обертального моменту сил при сталому моменті інерції; 2) перевірити залежність кутового прискоре-ння від моменту інерції при сталому обертальному моменті сил.

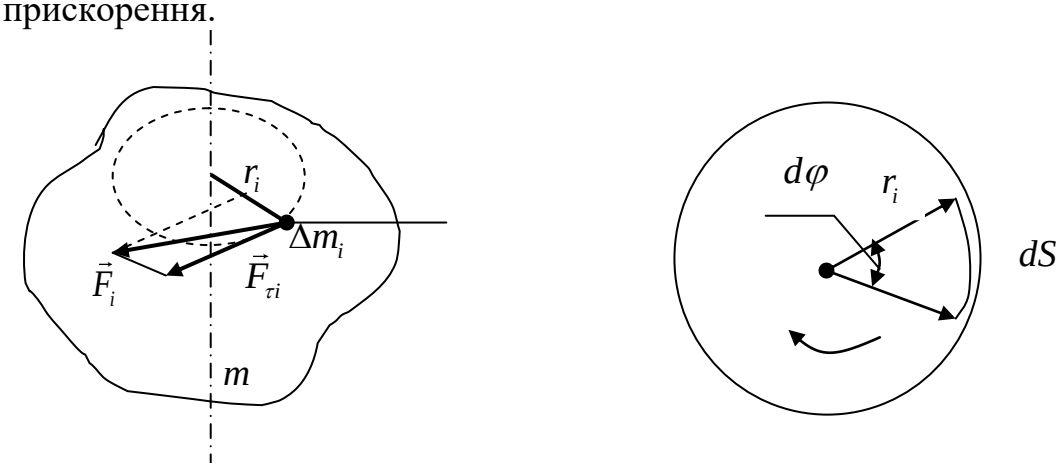
ОБЛАДНАННЯ: 1) маятник Обербека; 2) штангенциркуль; 3) секундо-мір; 4) набір вантажів однакової маси.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

При обертанні твердого тіла навколо нерухомої осі, рух кожної елементарної маси, на які можна розбити тіло, визначається за другим законом Ньютона (рис. 1(а)):

$$F_{\tau i} = \Delta m_i a_{\tau i} \ , \qquad (1)$$

де $F_{\tau i}$ – тангенціальна складова сили діючої на елементарну масу; $a_{\tau i}$ – тангенціальна складова прискорення.



а) б)

Рис. 1

Із зв'язку величини кута і дуги, яка його стягує (рис. 1(б)) осі $dS = r_i d\varphi$. Диференціюючи по часу, одержимо:

$$\frac{dS}{dt} = \frac{d\varphi}{dt} r_i ; \ \upsilon = \omega r_i ; \ \frac{d\upsilon}{dt} = \frac{d\omega}{dt} r_i ; \ a_{\tau i} = r_i \varepsilon .$$

Помноживши обидві частини рівняння (1) на r_i і підставляючи $a_{\tau i} = r_i \varepsilon$ одержимо:

$$F_{\tau i} \cdot r_i = \Delta m_i \cdot r_i^2 \cdot \varepsilon . \qquad (2)$$

Аналогічні, рівняння (2) можна записати для всіх елементарних мас. Просумувавши їх ліві і праві частини, одержимо:

$$\sum_{i=1}^{n} F_{\tau i} r_i = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 \varepsilon , \qquad (3)$$

де $\sum_{i=1}^{n} F_{\tau i} r_i = M$ – момент сили що діє на тіло; $\sum_{i=1}^{n} \Delta m_i r_i^2 = I$ – момент інерції тіла відносно осі обертання.

Тоді рівняння (3) набере вигляду:

$$M = I\varepsilon, \text{ або } M = I\frac{d\omega}{dt}. \quad (4)$$

З рівняння (4) слідує, що:

$$Mdt = Id\omega, \text{ або } Mdt = d\left(I\omega\right).$$

Величина $L = I\omega$ визначає момент імпульсу тіла, Mdt – імпульс моменту зовнішніх сил.

Звідси випливає основний закон динаміки обертального руху:

$$M = \frac{dL}{dt}. \quad (5)$$

Для ізольованої системи $M = 0$, тому $\frac{dL}{dt} = 0$. Звідси одержимо закон збереження моменту імпульсу: $L = const$ Для системи тіл закон збереження моменту імпульсу матиме вигляд:

$$\sum_{i=1}^{n} L_i = const.$$

З основного закону динаміки обертального руху у вигляді $\varepsilon = \frac{M}{I}$ випливає, що при сталому моменті інерції ($I = const$) кутове прискорення ε, пропорційне обертальному моменту сил M, тобто:

$$\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{M_1}{M_2}, \text{ або } \frac{M_1}{\varepsilon_1} = \frac{M_2}{\varepsilon_2} = \frac{M_3}{\varepsilon_3}, \quad (6)$$

а при сталому обертальному моменту сил $\left(M = const\right)$ $\frac{\varepsilon_1}{\varepsilon_2} = \frac{I_2}{I_1}$, або:

$$\varepsilon_1 I_1 = \varepsilon_2 I_2 = \varepsilon_3 I_3. \quad (7)$$

Опис установки

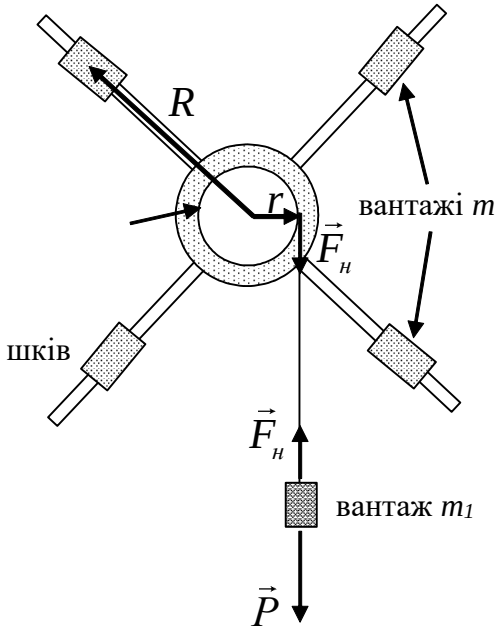


Рис. 2

Перевірити співвідношення (6) і (7) можна за допомогою маятника Обербека, який складається з шківа і чотирьох стержнів, закріплених на ньому, як показано на рис. 2.

Ця система може обертатись навколо нерухомої горизонтальної осі. На однаковій відстані від осі обертання на стержнях закріплюють вантажі однакової маси. Змінюючи положення вантажів на стержнях, можна змінювати момент інерції системи.

Обертання маятника спричиняється дією сили натягу нитки, намотаної на шків, до кінця якої підвішений вантаж m_1. Силу натягу нитки можна визначити з рівняння руху вантажа m_1:

$$m_1 a = P - F_H .$$

Звідси:

$$F_H = m_1 (g - a). \tag{8}$$

Прискорення руху вантажа:

$$a = \frac{2h}{t^2}, \tag{9}$$

де h – висота на яку опускається важок за час t.

Момент сил, який спричиняє прискорений обертовий рух, визначається різницею між моментами сили натягу M_H і моментом сили тертя в опорі $M_{тр}$:

$$M = M_H - M_{тр},$$

або:

$$M = F_H r - M_{тр}.$$

Підставляючи в даний вираз (8) і (9) одержимо:

$$M = m_1 \left(g - \frac{2h}{t^2} \right) r - M_{тр}. \tag{10}$$

Момент сили тертя в опорі $M_{тр}$ дається на установці. Кутове прискорення ε маятника визначається із зв'язку $a = r \cdot \varepsilon$, де a – прискорення вантажа m_1, тоді:

$$\varepsilon = \frac{a}{r} = \frac{2h}{rt^2} \tag{11}$$

Момент інерції маятника визначається за формулою:

$$I = I_0 + 4mR^2 , \tag{12}$$

де I_o – момент інерції маятника без вантажів, дається на установці; R – віддаль від центра вантажу m до осі обертання.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

Перевірка співвідношення (6)

1. Зняти вантажі зі стержнів і виміряти радіус шківа.
2. Підвісивши вантаж m_1 до вільного кінця нитки, встановити проти якої поділки шкали знаходиться верхня основа важка в найнижчому положенні.
3. Намотавши на шків нитку, встановити важок на висоті h (h задається викладачем).

4. Визначити час опускання вантажа в найнижче положення.

5 . За формулами (10) і (11) обчислити M_1, ε_1, а також $\frac{M_1}{\varepsilon_1}$.

6. Повторити пункти 2,3,4,5 при m_1=0,2 *кг*; m_1=0,3 *кг*.

7. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№	r, *м*	m_1, *кг*	h, *м*	$t_{ср}$, *с*	$M_{тр}$, $Н \cdot м$	M, $Н \cdot м$	ε, $\frac{рад}{с^2}$	$\frac{M}{\varepsilon}$, $кг \cdot м^2$
1								
2								
3								

Перевірка співвідношення (7)

1. Закріпити на стержнях вантажі m на однакових відстанях R від осі обертання.
2. Проробити пункти 2,3,4 попереднього експерименту (h і m_1 задається викладачем).
3. За формулами (11) і (12) обчислити ε_1 і I_1, а також $I_1 \cdot \varepsilon_1$.
4. Провести вимірювання і обчислення для трьох заданих значень R.
5. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 2.

Таблиця 2

№	r, *м*	m_1, *кг*	h, *м*	$t_{ср}$, *с*	R, *м*	I_0, $кг \cdot м^2$	ε, $\frac{рад}{с^2}$	I, $кг \cdot м^2$	$I \cdot \varepsilon$, $Н \cdot м$
1									
2									
3									

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Формула моменту інерції тіла.
2. Формула моменту сили діючої на тіло.
3. Зв’язок лінійної швидкості з кутовою.
4. Зв’язок тангенціального прискорення з кутовим.
5. Основний закон динаміки обертального руху.
6. Закон збереження моменту імпульсу.
7. Як визначається сила натягу нитки?
8. Як визначається момент сили натягу нитки?
9. Формула прискорення руху вантажа m_1.
10. Формула кутового прискорення.

5. ПЕРЕВІРКА ТЕОРЕМИ ШТЕЙНЕРА ТА ПРАВИЛА ДОДАВАННЯ МОМЕНТІВ ІНЕРЦІЇ

МЕТА РОБОТИ: перевірити теорему Штейнера і правило додавання моментів інерції за допомогою фізичного маятника.

ОБЛАДНАННЯ: 1) стержень з рухомою призмою; 2) диск; 3) секундомір; 4) рулетка.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Важливою фізичною величиною, яка характеризує обертальний рух твердого тіла навколо осі, є момент інерції. Момент інерції – аналог маси. Як маса – міра інертності при поступальному русі, так і момент інерції – міра інертності при обертальному русі. Момент інерції матеріальної точки відносно будь-якої осі дорівнює добутку її маси Δm_i на квадрат відстані від осі до даної матеріальної точки: $I_0 = \Delta m_i r_i^2$, а момент інерції тіла відповідно дорівнюватиме сумі моментів інерції його частин: $I = \sum_{i=1}^{n} \Delta m_i \cdot r_i^2$.

Момент інерції тіл правильної геометричної форми (стержень, диск, куля) відносно осі, що проходить через вісь симетрії відповідно рівний:

$$I_{ст.} = \frac{1}{12} ml^2, \quad I_{д} = \frac{1}{2} mR^2, \quad I_k = \frac{2}{5} mR^2.$$

Якщо вісь обертання зміщена паралельно до осі, що проходить через центр маси на віддалі l, то момент інерції цього тіла збільшиться на величину ml^2. У цьому суть теореми Штейнера або теореми про перенесення осей інерції, яка формулюється так: момент інерції тіла I відносно довільної осі обертання дорівнює сумі моменту інерції I_0 відносно осі, що проходить через центр мас, і добутку маси тіла m на квадрат віддалі l між осями:

$$I = I_0 + ml^2.$$

Так, момент інерції тіл відносно осі *O* (рис. 1) для:

а) стержня:

$$I_1 = I_0 + m_1 l_1^2 = \frac{1}{12} m_1 l_0^2 + m_1 l_1^2, \tag{1}$$

б) диска:

$$I_2 = I_0' + m_2 l_2^2 = \frac{1}{2} m_2 R^2 + m_2 l_2^2. \tag{2}$$

На основі правила додавання моментів інерції для системи тіл стержня і диска одержимо:

$$I = I_1 + I_2 = \frac{1}{12} m_1 l_0^2 + m_1 l_1^2 + \frac{1}{2} m_2 R^2 + m_2 l_2^2. \tag{3}$$

Теорему Штейнера та правило додавання моментів інерції можна перевірити на досліді за допомогою фізичного маятника.

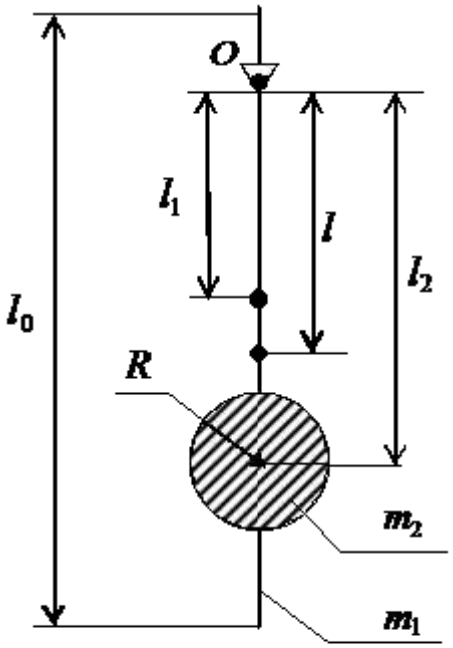


Рис. 1

Фізичним маятником називається тверде тіло (наприклад система тіл – стержень з диском), яке здатне коливатися навколо осі, що не проходить через його центр маси (рис. 1).

Період коливань фізичного маятника визначається:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{I}{mgl}}, \tag{4}$$

де I – момент інерції системи тіл; m – маса всіх тіл системи; l – відстань від центра мас системи тіл до осі обертання.

Відповідно виразу (4) момент інерції маятника:

$$I = \frac{T^2 mgl}{4\pi^2}. \tag{5}$$

Тоді вираз моменту інерції (5) для стержня матиме вигляд:

$$I_1' = \frac{T_1^2 m_1 g l_1}{4\pi^2}. \tag{6}$$

Момент інерції стержня з диском відповідно:

$$I' = \frac{T_2^2 \left(m_1 + m_2\right) gl}{4\pi^2}, \tag{7}$$

де l – визначається з умови рівноваги системи, що має вісь обертання:

$$\left(m_1 + m_2\right) gl = m_1 g l_1 + m_2 g l_2 \Rightarrow l = \frac{m_1 l_1 + m_2 l_2}{m_1 + m_2}\ . \tag{8}$$

Після підстановки виразу (8) у (7) отримаємо:

$$I' = \frac{T_2^2 g\left(m_1 l_1 + m_2 l_2\right)}{4\pi^2}, \tag{9}$$

де T_2 – період коливання стержня з диском, що визначається з досліду.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зняти стержень з підвісу. Зняти із стержня диск. Рулеткою виміряти довжину стержня l_0.

2. Закріпити тригранну призму на заданій віддалі від кінця стержня і виміряти l_1.

3. Встановити стержень на підвіс, відхилити його на кут ($\alpha \approx 5-7^o$) і виміряти час t_1, за який стержень зробить n_1 повних коливань ($n_1 = 20$). Обчислити період коливання $T_1 = \dfrac{t_1}{n_1}$ (час одного повного коливання). Дослід повторити три рази.

4. Прикріпити до стержня вантаж (диск). Виміряти l_2 та R. Обчислити T_2 – період коливання стержня з диском аналогічно пункту 3.

5. За допомогою формул (1) і (6) обчислити I_1 і I_1' та за формулами (3) і (9) обчислити I і I'. Порівняти їх результати. Дані записати у таблицю1:

Таблиця 1

№	m_1, *кг*	m_2, *кг*	l_0, *м*	l_1, *м*	l_2, *м*	T_1, *с*	ΔT_1, *с*	T_2, *с*	ΔT_2, *с*	I_1, *кг·м²*	I_1', *кг·м²*	I, *кг·м²*	I', *кг·м²*	$\Delta I'$, *кг·м²*
1														
2														
3														
ср.														

6. Обчислити абсолютну похибку вимірювання моменту інерції $\Delta I'$:

$$\Delta I' = I'_{ср}\left(2\frac{\Delta T_2}{T_2} + 2\frac{\Delta \pi}{\pi} + \frac{\Delta g}{g} + \frac{\Delta m_1 l_1 + m_1 \Delta l_1 + \Delta m_2 l_2 + m_2 \Delta l_2}{m_1 l_1 + m_2 l_2}\right)$$

(при обчисленні похибками $2\dfrac{\Delta \pi}{\pi}$ та $\dfrac{\Delta g}{g}$ можна знехтувати).

7. Записати результат у вигляді: $I' = I'_{ср} \pm \Delta I'$.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Момент інерції матеріальної точки.
2. Теорема Штейнера.
3. Правило додавання моментів інерції.
4. Момент інерції однорідного стержня відносно осі, що не проходить через центр маси.
5. Момент інерції диска відносно осі, що не проходить через центр диска.
6. Формула періоду коливання фізичного маятника.
7. Розмірність моменту сили.
8. Момент інерції стержня відносно осі, що проходить через центр маси.
9. Момент інерції диска, відносно осі, що проходить через його центр мас.
10. Розмірність моменту інерції.

6. ВИЗНАЧЕННЯ ПРИСКОРЕННЯ ВІЛЬНОГО ПАДІННЯ ЗА ДОПОМОГОЮ МАЯТНИКА

МЕТА РОБОТИ: визначити прискорення вільного падіння для широти даної місцевості.

ОБЛАДНАННЯ: 1) модель математичного маятника; 2) секундомір; 3) штангенциркуль; 4) рулетка.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Згідно закону всесвітнього тяжіння всі тіла в природі притягаються. Закон всесвітнього тяжіння встановлений Ньютоном у 1687р. має вигляд:

$$F = \gamma \frac{\Delta m_1 \Delta m_2}{r^2}, \qquad (1)$$

де $\Delta m_1, \Delta m_2$ – маси матеріальних точок; r – відстань між ними; γ – коефіцієнт пропорційності, який називається гравітаційною сталою і в системі СІ має значення: $\gamma = 6{,}67 \cdot 10^{-11} \frac{м^3}{кг \cdot с^2}$.

Для визначення сили взаємодії між тілами, які не можна вважати матеріальними точками, їх слід розбити на елементарні маси і просумувати сили притягання між всіма парами матеріальних точок. Взагалі кажучи, це дуже складна математична задача. Проте, якщо взаємодіючі тіла являють собою однорідні кулі, то обчислення приводить до наступного результату:

$$\vec{F}_{12} = \gamma \frac{m_1 m_2}{r_{12}^3} \vec{r}_{12}, \qquad (2)$$

де m_1, m_2 – маси куль; r_{12} – відстань між їх центрами.

Якщо одне з тіл є куля дуже великого радіуса R (наприклад, земна куля), а друге тіло має розміри значно менші ніж R і знаходиться поблизу поверхні першого тіла то $r_{12} = R$. Тоді:

$$F = \gamma \frac{M \cdot m}{R^2} \qquad (2')$$

де M – маса Землі; R – радіус Землі.

Під дією сили притягання до Землі всі тіла падають з однаковим для даного місця Землі прискоренням вільного падіння g. Це значить, що на всяке тіло масою m діє сила, яку називають силою тяжіння:

$$F = mg \qquad (3)$$

Коли тіло знаходиться в стані спокою відносно поверхні Землі, сила P зрівноважується з силою реакції опори, або підвісу $P = F = mg$. Сила P, з якою тіло діє на опору, або підвіс називається вагою тіла. Порівнюючи вирази (2') і (3), отримаємо:

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

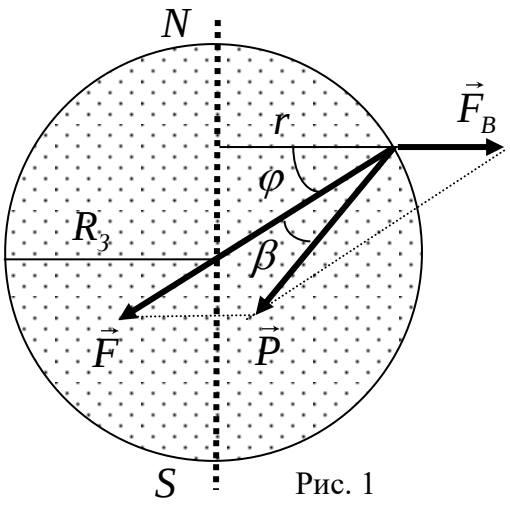


Рис. 1

Система відліку, яка зв'язана з Землею не є інерціальною, причому прискорення, що відповідає руху по орбіті значно менше, ніж прискорення, пов'язане з добовим обертання Землі (рис. 1). Тому, розглядаючи рух тіл відносно Землі, потрібно враховувати відцентрову силу інерції:

$$F_B = m_2\omega^2 r = m_2\omega^2 R\cos\varphi\,, \qquad (5)$$

де ω – кутова швидкість добового обертання; φ – широта місцевості.

Внаслідок цього вага $\vec{P}$ тіла не завжди дорівнюватиме силі $\vec{F}$ тяжіння (див. рис. 1). Кут β між напрямами сили $\vec{F}$ та ваги $\vec{P}$ буде найбільшим на широті 45º і складатиме 0,1º. Відцентрове прискорення $a_B = \omega^2 R\cos\varphi$ максимальне ($a_{B\,max}$=0,034 $м/с^2$) на екваторі і відсутнє на полюсах.

Таким чином прискорення вільного падіння тіл g обумовлене дією двох сил – сили тяжіння $\vec{F}$ та відцентрової сили інерції $\vec{F}_B$: $\vec{P} = \vec{F} + \vec{F}_B$.

Виходячи з теореми косинусів, можна записати зв'язок між $\vec{P}$, $\vec{F}$ та $\vec{F}_B$:

$$P^2 = F^2 + F_B^2 - 2FF_B\cos\varphi. \qquad (7)$$

Беручи до уваги, що $F = mg$, а $P = mg_H$, де g_H – величина прискорення вільного падіння в неінерційній системі відліку, та враховуючи вираз (5), отримуємо формулу, яка зв'язує g та g_H:

$$g_H^2 = g^2 - \left(2ga_{B\,max} - a_{B\,max}^2\right)\cos^2\varphi\,. \qquad (8)$$

Використовуючи методи наближених обчислень, перепишемо вираз (8) у вигляді, зручному для розрахунку прискорення вільного падіння відносно поверхні Землі:

$$g_H = g_0\left(1 - 0{,}0035\cos^2\varphi\right). \qquad (9)$$

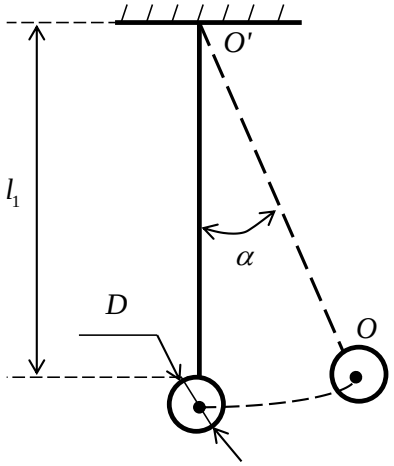


Рис. 2

Експериментально підтверджено, що на екваторі g_H=9,78 $м/с^2$, а на полюсах – g_H=9,83 $м/с^2$. У нашій місцевості пришвидшення вільного падіння становить біля 9,81 $м/с^2$. Малі його відхилення залежать від фаз Місяця, висоти над поверхнею Землі та інших факторів.

Для визначення прискорення вільного падіння в даній роботі користуються методом математичного маятника (рис. 2), який грунтується на залежності періоду коливань маятника T від прискорення сили тяжіння:

$$T = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}\,, \qquad (10)$$

де l – довжина математичного маятника. Довжиною маятника слід вважати відстань від точки підвісу O' до центра підвішеної кулі O.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Користуючись рулеткою або нанесеною шкалою визначити довжину l_1 нитки, на якій підвішена куля (рис. 2).
2. За допомогою штангенциркуля виміряти діаметр підвішеної кулі D. Обчислити довжину маятника $l = l_1 + \frac{D}{2}$.
3. Відвівши маятник від положення рівноваги на невеликий кут α (близько $5-6^0$), відпустити кулю. В момент найбільшого відхилення маятника від положення рівноваги пустити в хід секундомір і знайти час t, за який маятник здійснює $n = 50$ повних коливань. Вимірювання провести три рази.
4. Розрахувати період коливань маятника $T = \frac{t}{n}$.
5. Обчислити g, користуючись формулою $g = \frac{4\pi^2 l}{T^2}$.
6. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№	$l_1, м$	$D, м$	$l = l_1 + \frac{D}{2}, м$	n	t, c	$T = \frac{t}{n}, c$	$g, \frac{м}{c^2}$	$\Delta g, \frac{м}{c^2}$
1								
2								
3								
ср.								

7. Кінцевий результат записати у вигляді: $g = g_{ср} \pm \Delta g_{ср}$.

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Закон всесвітнього тяжіння для матеріальних точок.
2. Закон всесвітнього тяжіння для кулеподібних тіл.
3. Фізичний зміст гравітаційної сталої в системі Сі.
4. Розмірність гравітаційної сталої в системі Сі.
5. Розмірність прискорення вільного падіння в системі СІ.
6. Відцентрова сила інерції.
7. Формула періоду коливання математичного маятника.
8. Робоча формула для визначення прискорення вільного падіння.
9. Як виражається прискорення вільного падіння з закону всесвітнього тяжіння?
10. Як залежить прискорення вільного падіння від широти місцевості?

7. ВИЗНАЧЕННЯ УНІВЕРСАЛЬНОЇ ГАЗОВОЇ СТАЛОЇ

МЕТА РОБОТИ: визначити універсальну газову сталу.
ОБЛАДНАННЯ: 1) посудина з двома кранами; 2) ртутний манометр; 3) помпа; 4) терези з набором вантажів; 5) термометр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Фізичний зміст універсально газової сталої

Згідно першого закону термодинаміки:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A.$$

При ізохорному $(V = const)$ нагріванні газу вся надана йому теплота витрачається на збільшення внутрішньої енергії ΔU:

$$\Delta Q = \Delta U.$$

Молярна теплоємність газу при ізохорному процесі визначається:

$$C_V = \frac{\Delta Q}{\nu \Delta T} = \frac{\Delta U}{\nu \Delta T}, \quad (1)$$

де ΔT – збільшення температури газу при нагріванні; ν – кількість молів газу.

При ізобарному $(p = const)$ нагріванні газу теплота ΔQ витрачається на збільшення внутрішньої енергії ΔU і на роботу розширення газу ΔA, тобто:

$$\Delta Q = \Delta U + \Delta A.$$

Молярна теплоємність газу при ізобарному процесі:

$$C_p = \frac{\Delta Q}{\nu \Delta T} = \frac{\Delta U}{\nu \Delta T} + \frac{\Delta A}{\nu \Delta T} = C_V + \frac{\Delta A}{\nu \Delta T}, \quad (2)$$

де ΔA – робота розширення газу, яка рівна:

$$\Delta A = p \Delta V \quad (3)$$

Стан газу до нагрівання описується рівнянням Клайперона–Менделєєва:

$$pV = \nu RT. \quad (4)$$

Після ізобарного нагрівання до температури $T+\Delta T$ газ займає об'єм $V+\Delta V$ і рівняння (4) набере вигляду:

$$p(V + \Delta V) = \nu R(T + \Delta T). \quad (5)$$

Враховуючи (4) одержимо $p\Delta V = \nu R \Delta T$. Згідно формули (3) $\Delta A = \nu R \Delta T$. Звідки:

$$R = \frac{\Delta A}{\nu \Delta T}. \quad (6)$$

Універсальна газова стала R чисельно дорівнює роботі розширення одного моля газу при сталому тиску при нагріванні його на один градус.

Метод визначення R і опис установки

Експериментальна установка для визначення R (рис. 1) складається з посудини А об'ємом V з'єднаної з ртутним манометром В.

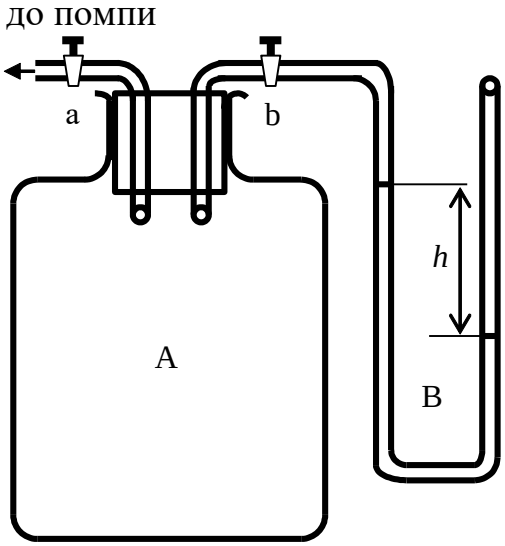


Рис. 1

Рівняння Клапейрона–Менделєєва для маси повітря m_1 в посудині А при кімнатній температурі T і атмосферному тиску p_1:

$$p_1 V = \frac{m_1}{\mu} RT, \tag{7}$$

Якщо відкачати повітря з посудини А до тиску p_2 при тій же температурі T, то рівняння набере вигляду:

$$p_2 V = \frac{m_2}{\mu} RT, \tag{8}$$

де m_2 – маса повітря в посудині А після відкачки повітря.

Віднявши від рівняння (7) рівняння (8), одержимо:

$$(p_1 - p_2)V = \frac{m_1 - m_2}{\mu} RT,$$

звідки:

$$R = \frac{(p_1 - p_2)V\mu}{(m_1 - m_2)T}. \tag{9}$$

Різницю тисків $p_1 - p_2$ знайдемо з умови:

$$p_1 = p_2 + \rho g h, \qquad p_1 - p_2 = \rho g h, \tag{10}$$

де: ρ – густина ртуті; g – прискорення вільного падіння; h – висота ртутного стовпчика.

Різниця мас повітря в посудині А до і після відкачки:

$$m_1 - m_2 = M_1 - M_2, \tag{11}$$

де: M_1 – маса посудини А з повітрям до відкачки, M_2 – маса посудини А з повітрям після відкачки.

Підставляючи вираз (10) і (11) в рівняння (9) одержимо:

$$R = \frac{\rho g h V \mu}{(M_1 - M_2)T}. \qquad (12)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. За допомогою терезів якнайточніше визначити масу посудини з повітрям M_1 при атмосферному тиску (крани a і b на рис. 1 повинні бути відкриті).
2. Обережно, щоб не порушити герметичність посудини, з'єднати її гумовими трубками з манометром і помпою.
3. Переконавшись, що крани a і b відкриті, помпою обережно відкачати повітря з посудини до різниці тисків $p_1 - p_2$ рівнозначної висоті ртутного стовпчика h=(0,3 – 0,45 *м*).
4. Закривши крани a і b обережно від'єднати від посудини гумові трубки і якнайточніше визначити за допомогою терезів масу посудини з повітрям M_2.
5. Перевівши всі дані вимірювань в систему СІ і враховуючи, що

$$\mu = 29 \cdot 10^{-3} \frac{кг}{моль}, \quad \rho = 13{,}55 \cdot 10^3 \frac{кг}{м^3} \quad \text{та} \quad g = 9{,}81 \frac{м}{с^2},$$

за формулою (12) обчислити універсальну газову сталу R (об'єм V вказано на посудині).
6. Вимірювання провести три рази для різних h.
7. Визначити середнє значення R і похибки вимірювань.
8. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№	M_1, *кг*	M_2, *кг*	V, $м^3$	h, *м*	T, *К*	R, $\frac{Дж}{моль \cdot К}$	ΔR, $\frac{Дж}{моль \cdot К}$	$\varepsilon = \frac{\Delta R_{ср}}{R_{ср}}$
1								
2								
3								
ср.								

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Перший принцип термодинаміки для ізохорного процесу.
2. Перший принцип термодинаміки для ізобарного процесу.
3. Молярна теплоємність газу при ізобарному процесі.
4. Молярна теплоємність газу при ізохорному процесі.
5. Рівняння Майєра.
6. Фізичний зміст універсальної газової сталої.
7. Формула для визначення універсальної газової сталої.
8. Рівняння Клапейрона–Менделєєва для повітря в посудині до відкачки.
9. Рівняння Клапейрона–Менделєєва для повітря в посудині після відкачки.
9. Розмірність універсальної газової сталої.

8. ВИЗНАЧЕННЯ СЕРЕДНЬОЇ ДОВЖИНИ ВІЛЬНОГО ПРОБІГУ ТА ЕФЕКТИВНОГО ДІАМЕТРА МОЛЕКУЛ ПОВІТРЯ

МЕТА РОБОТИ: визначити середню довжину вільного пробігу і ефективний діаметр молекул повітря.

ОБЛАДНАННЯ: 1) змонтована установка на штативі; 2) секундомір; 3) термометр; 4) барометр; 5) мірний циліндр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Молекули газу, перебуваючи в стані хаотичного теплового руху, безперервно стикаються одна з одною. Зіткненням молекул називається процес взаємодії між молекулами, внаслідок якого молекули змінюють напрямок свого руху.

В молекулярній фізиці важливими характеристиками є середня довжина вільного пробігу, число зіткнень за одиницю часу і ефективний діаметр молекул.

Відстань, яку проходить молекула від одного зіткнення до другого, називається довжиною вільного пробігу λ. Внаслідок хаотичності молекулярного руху величина λ постійно змінюється. Незмінним при даних умовах залишається лише її середнє значення:

$$\bar{\lambda} = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N}\lambda_i \ .$$

Для розрахунку числа зіткнень молекули за одиницю часу будемо вважати, що всі молекули нерухомі крім однієї, яка рухається відносно них з відносною швидкістю:

$$\bar{\upsilon}_в = \sqrt{2}\cdot\bar{\upsilon}\,, \qquad (1)$$

де $\bar{\upsilon}$ – середня арифметична швидкість молекули.

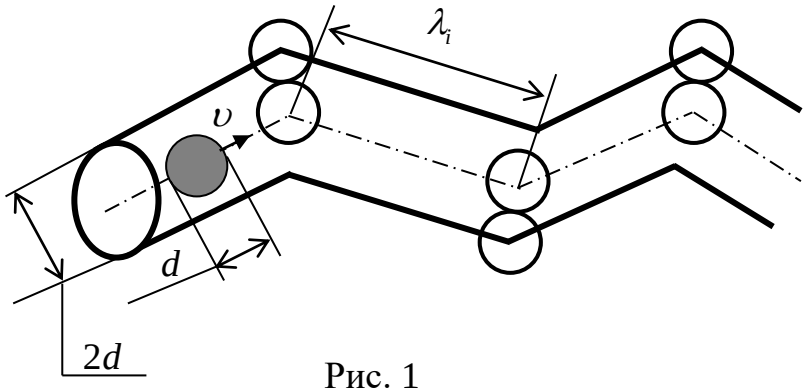


Рис. 1

В результаті співударів з нерухомими молекулами, центр маси рухомої молекули буде рухатись по ламаній лінії (на рис. 1 зображено пунктирною лінією). Всякий раз, коли центр сусідньої молекули буде на відстані не більше d (ефективний діаметр молекули) від цієї лінії, буде відбуватися зіткнення і зміна напряму руху молекули. Таким чином, молекула зіткнеться з всіма молекулами, центри яких будуть знаходитись в об'ємі ламаного циліндра об'ємом V.

Об’єм циліндра, який відповідає шляху, пройденому молекулою за одиницю часу:

$$V = \bar{\upsilon}_в \pi d^2 ,$$

де πd^2 – ефективний поперечний переріз зіткнень.

Число зіткнень молекули за одиницю часу:

$$z = nV = n\pi d^2 \bar{\upsilon}_в ,$$

де n – кількість молекул в одиниці об’єму.

Враховуючи (1):

$$z = \sqrt{2}\ \pi\ d^2 n\ \bar{\upsilon} . \qquad (2)$$

Середня довжина вільного пробігу молекули буде рівна:

$$\bar{\lambda} = \frac{\bar{\upsilon}}{z} = \frac{\bar{\upsilon}}{\sqrt{2}\ \pi\ d^2 n\ \bar{\upsilon}} = \frac{1}{\sqrt{2}\ \pi\ d^2 n} . \qquad (3)$$

Молекулярно-кінетична теорія встановлює зв’язок між макроскопічними параметрами газу (p,V,T) і мікроскопічними характеристиками молекул (розмірами, середньою швидкістю, середньою довжиною вільного пробігу). Використовуючи відповідні співвідношення і вимірявши макропараметри газу, можна визначити мікроскопічні характеристики молекул.

Середня довжина вільного пробігу молекул може бути визначена із співвідношення:

$$\eta = \frac{1}{3}\rho \cdot \bar{\upsilon} \cdot \bar{\lambda} , \qquad (4)$$

де η – коефіцієнт в’язкості; ρ – густина газу; $\bar{\upsilon}$ – середня арифметична швидкість.

Значення середньої арифметичної швидкості визначається співвідношенням:

$$\bar{\upsilon} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi\mu}} . \qquad (5)$$

Використовуючи рівняння Клапейрона–Менделєєва $pV = \frac{m}{\mu}RT$, густина газу:

$$\rho = \frac{m}{V} = \frac{p\mu}{RT} . \qquad (6)$$

Враховуючи (5) і (6) з рівняння (4) визначаємо середню довжину вільного пробігу:

$$\bar{\lambda} = \frac{3\eta}{\rho\bar{\upsilon}} = 3\eta\sqrt{\frac{R^2T^2\pi\mu}{p^2\mu^2 8RT}} = \frac{3\eta}{2p}\sqrt{\frac{\pi RT}{2\mu}} , \qquad (7)$$

де: $R = 8{,}31\frac{Дж}{моль \cdot К}$ – універсальна газова стала; $T = t^o + 273$ – абсолютна температура; p – атмосферний тиск; $\mu = 29 \cdot 10^{-3}\frac{кг}{моль}$ – молярна маса повітря.

За допомогою установки, зображеної на рис. 2, визначаємо коефіцієнт в'язкості повітря η.

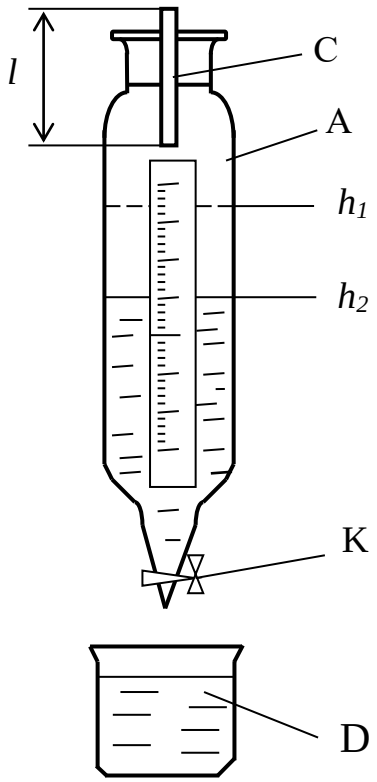


Рис. 2

Якщо відкрити кран К, то вода почне витікати, а повітря через капіляр С буде поступати в посудину А. За формулою Пуазейля коефіцієнт в'язкості газу, що проходить через капіляр довжиною l і радіусом r визначається:

$$\eta = \frac{\pi r^4}{8lV}\Delta p\tau, \qquad (8)$$

де V – об'єм газу, який проходить через капіляр за час τ (він рівний об'єму води, яка витікає з посудини А); $\Delta p = p - p_1$ – різниця тисків на кінцях капіляра. Із рис. 2 видно, що $p = p_1 + \rho gh$ або $p - p_1 = \rho gh$, тобто $\Delta p = \rho gh$. Із зміною висоти стовпа рідини h при витіканні Δp також буде змінюватись, тому для розрахунків беруть середнє значення:

$$\Delta p = \rho g \frac{h_1 + h_2}{2}. \qquad (9)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Наповнити посудину А на три четверті її об'єму водою, підставити під неї посудину D.
2. Відкрити кран К, дочекавшись витікання води краплями, підставити під посудину А мірний циліндр. При цьому ввімкнути секундомір і одночасно зробити відлік рівня води в посудині h_1.

3. Коли в мірному циліндрі буде приблизно 40–60 $см^3$ води, закрити кран К, одночасно зупинити секундомір, і зняти відлік рівня води в посудині h_2. Визначити об'єм води, який витік за час τ.

4. За допомогою барометра і термометра визначити атмосферний тиск p і кімнатну температуру t°. Міліметровою лінійкою виміряти довжину капіляра l, а його радіус r вказаний на установці.

5. Всі виміри і величини, взяті з таблиць, перевести в систему СІ.

6. За формулами (9), (8) і (7) обчислити відповідно різницю тисків Δp на кінцях капіляра, коефіцієнт в'язкості повітря η і довжину вільного пробігу молекул повітря $\bar{\lambda}$.

7. Ефективний діаметр молекул повітря обчислити за формулою, одержаною з виразу (3), врахувавши, що $n = \frac{p}{kT}$:

$$d = \sqrt{\frac{kT}{\sqrt{2}\pi\bar{\lambda}\, p}}.$$

8. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

Таблиця 1

№	h_1, *м*	h_2, *м*	τ, *с*	*p, Па*	*T, К*	*l, м*	r, *м*	Δp, *Па*	$\eta, \frac{кг}{м \cdot с}$	λ, *м*	*d, м*
1											
2											
3											
ср.											

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Середня довжина вільного пробігу молекул.
2. Ефективний діаметр молекули.
3. Ефективний поперечний переріз зіткнень.
4. Число зіткнень молекули за одиницю часу.
5. Як визначити густину повітря?
6. Формула середньої арифметичної швидкості молекул.
7. Робоча формула для визначення середньої довжини вільного пробігу молекул.
8. Робоча формула для визначення ефективного діаметра молекул.
9. Як визначити в'язкість повітря?
10. Формула числа молекул в одиниці об'єму.

9. ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА В'ЯЗКОСТІ РІДИНИ ЗА МЕТОДОМ СТОКСА

МЕТА РОБОТИ: визначити коефіцієнт в'язкості рідини при певній температурі.

ОБЛАДНАННЯ: 1) скляний циліндр з рідиною; 2) кульки; 3) секундо-мір; 4) термометр; 5) масштабна лінійка; 6) мікро-метр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Невпорядкованість теплового руху молекул газу, безперервні зіткнення між ними приводять до постійного перемішування частинок і зміни їх швидкостей і енергії.

Якщо в газі існує просторова неоднорідність густини, температури або швидкості впорядкованого переміщення окремих шарів газу, то тепловий рух молекул вирівнює ці неоднорідності. При цьому в газі відбуваються особливі процеси, об'єднані загальною назвою явищ переносу.

До явищ переносу відносяться: теплопровідність – направлений переніс енергії, дифузія – переніс маси та явище внутрішнього тертя – передача імпульсу $m\upsilon$ від одного шару рідини, або газу до іншого. В основі всіх цих явищ лежать одні і ті ж механізми – хаотичний рух молекул і взаємодія між ними.

Явище внутрішнього тертя пов'язане з виникненням сил тертя між шарами газу або рідини, що переміщуються паралельно один до одного з різними за величиною швидкостями. З боку шару, що рухається швидше, на шар, який рухається повільніше, діє прискорювальна сила. Навпаки, шар, що повільно рухається, гальмує шари газу, які рухаються швидше. Сили тертя, які при цьому виникають, напрямлені вздовж дотичної до поверхні зіткнення шарів.

З погляду кінетичної теорії газів причиною внутрішнього тертя є накладання впорядкованого руху шарів газу з різними швидкостями на хаотичний тепловий рух молекул, інтенсивність якого залежить від температури. Завдяки тепловому руху молекули переходять з шару, що рухається з швидкістю $\vec{u}_2$ у шар, який рухається з швидкістю $\vec{u}_1$. При цьому молекули переносять імпульс $m\vec{u}$ свого впорядкованого руху (рис. 1).

Якщо різниця швидкостей руху різних шарів газу зовнішніми силами підтримується сталою, то і потік імпульсу від шару до шару буде сталим (стаціонарним), причому цей потік буде спрямований уздовж спадання швидкості. З таким випадком зустрічаємось при повільній течії газу (або рідини) між двома пластинами або у трубі під впливом сталої зовнішньої різниці тисків, спрямованої вздовж руху.

Коли газ тече вздовж труби, то швидкості різних шарів розподілені так, як показано на рис. 2. Найбільша швидкість спостерігається в середній частині труби, що прилягає до осі, у міру наближення до стінок швидкість зменшується, а шар, що безпосередньо прилягає до стінок труби, перебуває у спокої. При такій течії імпульс переноситься від центрального шару, де швидкість найбільша, до шарів, які рухаються з меншою швидкістю. Через те, що цей процес пов'язаний зі зміною

кількості руху, то газ поводить себе так, як коли б на нього діяла якась сила (сила внутрішнього тертя).

Сила внутрішнього тертя зв'язана з передачею імпульсу молекул від швидкого шару до повільного і визначається за формулою Ньютона:

$$F = \eta \frac{\Delta \upsilon}{\Delta x} S, \qquad (1)$$

де: η – коефіцієнт в'язкості рідини; $\frac{\Delta \upsilon}{\Delta x}$ – градієнт швидкості; S – площа шарів рідини.

Градієнт швидкості $\frac{\Delta \upsilon}{\Delta x}$ визначається відношенням зміни швидкості $(\upsilon_1 - \upsilon_2)$ до відстані Δx у напрямку, перпендикулярному до швидкості шарів (рис. 1).

З рівняння (1) отримаємо:

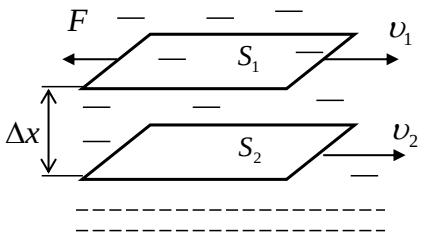


Рис. 1

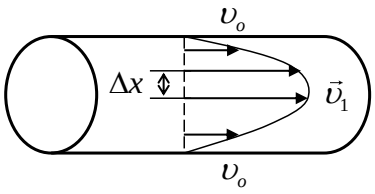


Рис. 2

$$\eta = \frac{F}{S \frac{\Delta \upsilon}{\Delta x}}.$$

Коефіцієнт в'язкості є фізична величина, яка чисельно рівна силі внутрішнього тертя, що виникає між шарами рідини на одиниці площі при градієнті швидкості рівному одиниці. В системі СІ одиницею вимірювання коефіцієнта в'язкості є $1 Н \frac{с}{м^2} = 1 \frac{кг}{м \cdot с}$.

Коефіцієнт в'язкості рідин є характеристикою для ряду фізичних і фізико–хімічних процесів (протікання рідин і газів у трубах (рис. 2), використання мастил у техніці і інше). Коефіцієнт в'язкості η залежить від температури:

$$\eta_t = \frac{\eta_o}{1 + at^o + b(t^o)^2},$$

де: η_o – коефіцієнт в'язкості при температурі 0°С; a та b – сталі, що мають певні значення для кожної рідини; t^o – температура в градусах Цельсія.

В даній роботі коефіцієнт в'язкості визначається за методом Стокса. Швидкість руху кульки у рідині тим менша, чим більша в'язкість рідини. Падаюча у рідині кулька знаходиться під дією трьох сил: ваги P, виштовхувальної сили F_A і сили внутрішнього тертя (сили опору середовища) F. Сила опору середовища F зростає зі збільшенням швидкості. Збільшення швидкості падіння і сили опору середовища буде відбуватись до тих пір, поки сила опору середовища і виштовхувальна сила не будуть зрівноважені вагою кульки, тобто:

$$P = F_A + F\,. \tag{2}$$

З цього моменту рух кульки буде рівномірним.

При русі кульки в рідині виникатиме тертя між сусідніми шарами. Найближчий до кульки шар рідини прилипає до її поверхні і рухається з швидкістю кульки; інші, по мірі віддалення від кульки, – з меншими швидкостями (рис. 3).

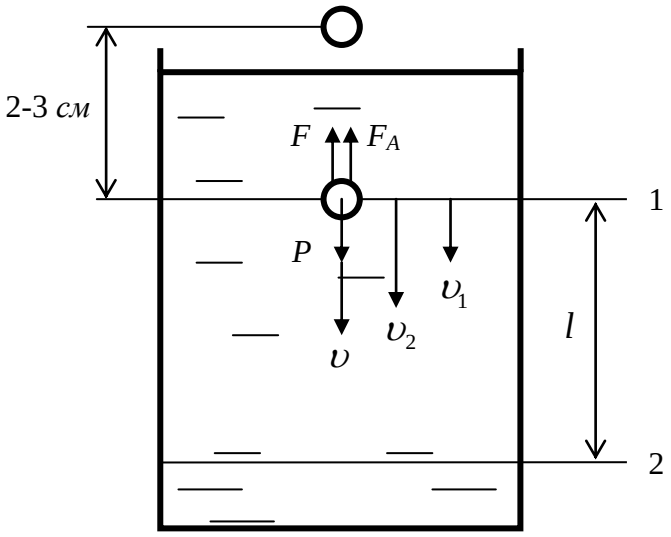


Рис. 23

Сила опору середовища згідно закону Стокса дорівнює:

$$F = 6\pi r\eta\upsilon\,, \tag{3}$$

де: η – коефіцієнт в'язкості рідини; r – радіус кульки; υ – швидкість кульки.

Маса кульки виражається через густину кульки ρ і її об’єм $V = \frac{4}{3}\pi r^3$.

Тоді її вага:

$$P = \frac{4}{3}\pi r^3 \rho g\,, \tag{4}$$

а виштовхувальна сила, згідно закону Архімеда, виражається через вагу рідини витісненої кулькою, тобто:

$$F_A = \frac{4}{3}\pi \cdot r^3\ \rho_1 g\,, \tag{5}$$

де ρ_1 – густина рідини.

Підставивши вирази (3), (4), (5) в рівняння (2) і розв’язавши його відносно коефіцієнта в'язкості, одержимо:

$$\eta = \frac{2}{9\upsilon} g\left(\rho - \rho_1\right) r^2\,. \tag{6}$$

Швидкість руху кульки:

$$\upsilon = \frac{l}{t},$$

де l – шлях, який проходить кулька; t – час рівномірного падіння кульки між мітками 1 і 2 на циліндрі.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Встановити мітки 1 і 2, як показано на рис. 3.
2. Виміряти l і r.
3. Опустити кульку з висоти 2–3 *см* над поверхнею рідини по центру циліндра і виміряти час t падіння кульки між мітками.
4. Обчислити η за формулою (6).
5. Повторивши досліди тричі, результати вимірювань і обчислень записати у таблицю 1.

Таблиця 1

№	$l, м$	$\Delta l, м$	t, c	$\Delta t, c$	$r, м$	$\Delta r, м$	$\rho, \frac{кг}{м^3}$	$\Delta\rho, \frac{кг}{м^3}$	$\eta, \frac{кг}{м \cdot с}$	$\Delta\eta, \frac{кг}{м \cdot с}$
1										
2										
3										
ср.										

6. Обчислити абсолютну похибку:

$$\Delta\eta = \eta_{ср}\left(2\frac{\Delta r}{r} + \frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta t}{t} + \frac{\Delta\rho + \Delta\rho_1}{\rho - \rho_1} + \frac{\Delta g}{g}\right).$$

7. Записати результат у вигляді: $\eta = \eta_{ср} \pm \Delta\eta$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Закон Ньютона для обчислення сили внутрішнього тертя.
2. Фізичний зміст коефіцієнта внутрішнього тертя.
3. Залежність коефіцієнта в’язкості від температури.
4. Формула сили опору рідини при русі кульки.
5. Робоча формула для обчислення коефіцієнта в'язкості.
6. Формула ваги кульки.
7. Розмірність коефіцієнта в'язкості.
8. Формула для обчислення виштовхувальної сили.
9. Поняття градієнта швидкості.
10. Розмірність градієнта швидкості.

10. ВИЗНАЧЕННЯ КОЕФІЦІЄНТА ТЕПЛОПРОВІДНОСТІ ТВЕРДИХ ТІЛ

МЕТА РОБОТИ: визначити коефіцієнт теплопровідності матеріалу методом Христіансена.

ОБЛАДНАННЯ: 1) прилад Христіансена; 2) електроплитка; 3) термо-пари; 4) мілівольтметр; 5) мікрометр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

При дотику тіл з різними температурами завжди теплота передається від тіла з вищою температурою до тіла з нижчою температурою. Передача теплоти від однієї частини тіла до другої внаслідок теплового руху частинок, з яких складається тіло, називається теплопровідністю. Теплопровідність має місце, коли існує різниця температур, яка викликана будь-якими зовнішніми причинами. В твердих тілах процес теплопровідності зумовлений тепловими коливаннями частинок, які утворюють кристалічну гратку, а в металах крім того і тепловим рухом електронів.

Якщо на гранях пластинки (диска), виготовленої з даного матеріалу, підтримувати незмінними температури $t^o_1 \neq t^o_2$, то теплота безперервно буде переходити від грані з вищою температурою до грані з нижчою температурою і через деякий час встановиться стаціонарний тепловий потік.

Як відомо з теорії і експерименту, в даному випадку кількість теплоти Q, яка переходить від однієї грані пластинки до другої буде визначатись за законом теплопровідності Фур'є:

$$Q = K\frac{t^o_1 - t^o_2}{d} S\tau, \qquad (1)$$

де $t^o_1 - t^o_2$ – різниця температур на гранях пластинки; S – площа однієї з граней; τ – час теплообміну; d – товщина пластинки; K – коефіцієнт теплопровідності.

З формули (1) коефіцієнт теплопровідності визначається:

$$K = \frac{Q}{\frac{t^o_1 - t^o_2}{d} S\tau} = \frac{Qd}{\left(t^o_1 - t^o_2\right) S\tau} \left(\frac{Вт}{м \cdot град}\right), \qquad (2)$$

де $\frac{t^o_1 - t^o_2}{d}$ – градієнт температури в пластинці.

Коефіцієнт теплопровідності характеризує теплопровідність даного матеріалу і чисельно дорівнює кількості теплоти, яка проходить через одиничну площадку, перпендикулярно до потоку теплоти, за одиницю часу при градієнті температури рівному одиниці.

В даній роботі коефіцієнт теплопровідності визначається методом Христіансена. Прилад для визначення K (рис. 1), складається з циліндричної посудини A і електричної плитки B, між якими розміщені три металічні диски (I,II,III) з отворами для термопар.

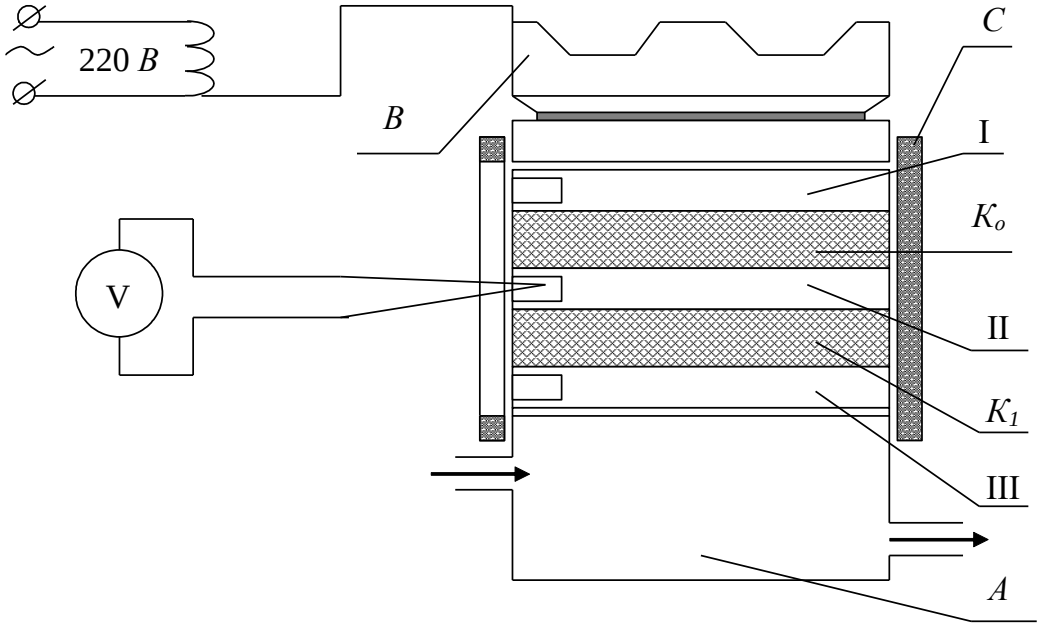


Рис. 1

Між I і II дисками розміщують пластинку з відомим коефіцієнтом теплопровідності K_o, а між II і III дисками – пластинку з речовини, коефіцієнт теплопровідності K_1 якої потрібно визначити (площі поперечних перерізів пластинок і дисків повинні бути однакові). Якщо, пропускаючи через посудину A холодну воду, охолоджувати диск III і одночасно нагрівати електроплиткою диск I, то через деякий час в пластинах і дисках встановиться стаціонарний тепловий потік (температури дисків t^o_1, t^o_2, t^o_3 перестануть змінюватись). При стаціонарному тепловому потоці через будь–яку пластинку за рівні проміжки часу пройдуть рівні кількості теплоти.

Кількість теплоти, яка пройшла за час τ від диска I до диска II, (через пластинку з відомим K_o) на основі (1) визначиться за формулою:

$$Q_1 = K_o \frac{\left(t^o_1 - t^o_2\right)}{d_1} S\tau,$$

де d_1 – товщина пластинки з відомим K_o.

Через пластинку з невідомим K_1 за такий же час τ пройде кількість теплоти:

$$Q_2 = K_1 \frac{t^o_2 - t^o_3}{d_2} S\tau,$$

де d_2 – товщина пластики з невідомим K.

Так як при стаціонарному потоці $Q_2 = Q_1$, тому:

$$K_1 \frac{t^o_2 - t^o_3}{d_2} S\tau = K_o \frac{t^o_1 - t^o_2}{d_1} S\tau.$$

Звідки коефіцієнт теплопровідності досліджуваного матеріалу:

$$K_1 = K_o \frac{\left(t^o{}_1 - t^o{}_2\right) d_2}{\left(t^o{}_2 - t^o{}_3\right) d_1} \ . \qquad (3)$$

Формула (3) дає задовільну точність в тому випадку, коли будуть незначні втрати дисками і пластинками в навколишнє середовище $Q_2 \approx Q_1$. Для цього диски і пластинки під час експерименту розміщують в теплоізоляційному кожусі.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. В декількох (3–4) місцях виміряти мікрометром товщину досліджуваної пластинки d_2 і товщину d_1 пластинки з відомим K_o.
2. Зібрати установку так, як показано на рис. 1.
3. Через посудину A пустити холодну воду з водопроводу і, ввімкнувши через автотрансформатор електроплитку, спостерігати за температурою дисків I, II, III.
4. Через 20–30 *хв*, коли температура дисків перестане змінюватись, визначити температури $t^o{}_1$, $t^o{}_2$, $t^o{}_3$. Після трьох аналогічних дослідів перекрити воду і вимкнути електроплитку.
5. Результати вимірювань занести в таблицю 1.

Таблиця 1

№	$d_1, м$	$d_2, м$	$t_1, ^oC$	$t_2, ^oC$	$t_3, ^oC$	$K_o, \frac{Вт}{м \cdot град}$	$K_1, \frac{Вт}{м \cdot град}$	$\Delta K, \frac{Вт}{м \cdot град}$
1								
2								
3								
ср.								

6. Підставляючи у формулу (3) значення виміряних величин і значення K_o, взятого з таблиці, визначити K_1 досліджуваного матеріалу.
7. Обчислити похибки вимірювань і результат записати у вигляді:

$$K_1 = K_{ср} \pm \Delta K \ .$$

КОНТРОЛЬНІ ПИТАННЯ

1. Формула для визначення коефіцієнта теплопровідності.
2. Фізичний зміст коефіцієнта теплопровідності.
3. Кількість теплоти, яка проходить через досліджувану пластинку.
4. Кількість теплоти, яка проходить через пластинку з відомим коефіцієнтом теплопровідності.
5. При який умові метод Христіансена для визначення K дає задовільні результати?
6. Формула градієнта температури в пластинці.
7. Відносна похибка коефіцієнта теплопровідності.
8. Абсолютна похибка коефіцієнта теплопровідності.
9. Розмірність коефіцієнта теплопровідності.
10. Розмірність градієнта температури.

11. ВИМІРЮВАННЯ ОПОРІВ ЗА ДОПОМОГОЮ МІСТКА УЇТСТОНА

МЕТА РОБОТИ: навчитись визначати величини невідомих опорів.
ОБЛАДНАННЯ: 1) джерело напруги; 2) магазин опорів; 3) невідомі опори; 4) гальванометр; 5) міст МО–62.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Одним з елементів електричного кола є резистор, що перетворює енергію електричного струму I в теплову. Електричною характеристикою резистора є його опір R, який пов'язує струм I та напругу U згідно закону Ома:

$$I = \frac{U}{R}. \qquad (1)$$

Вираз (1) характеризує інтегральні властивості зразка. Диференціальною характеристикою речовини зразка є питомий опір ρ чи електропровідність $\sigma = 1/\rho$. Для циліндричного однорідного зразка опір R між торцями:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \qquad (2)$$

де l – довжина; S – площа поперечного перерізу зразка.

При вимірюванні опору резисторів використовують різні схеми, найпоширенішою з яких є місткова. Місток Уїтстона, схема якого наведена на рис. 1, складається з гальванометра G та чотирьох опорів R_x, R_4, R_2, R_3.

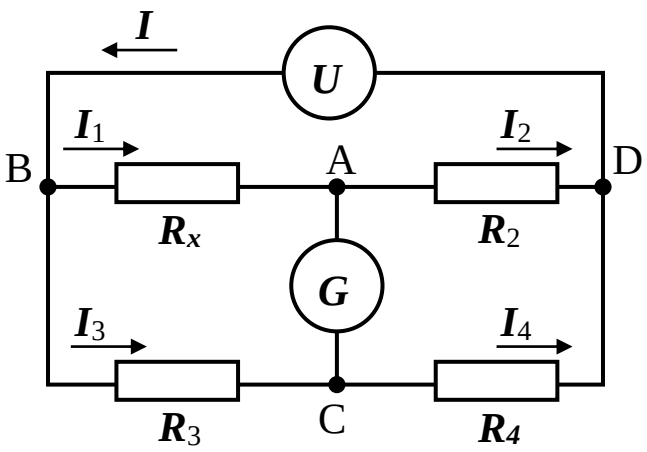


Рис. 1

Струм I у вузлі В розгалужується на I_1 та I_3. Змінюючи опір R_3, можна добитись того, що потенціали φ в точках А і С будуть однаковими, тобто $\varphi_A = \varphi_C$. Тоді струм через гальванометр не протікатиме, а

$$I_1 = I_2; \qquad I_3 = I_4. \qquad (3)$$

Для аналізу розгалужених електричних мереж користуються правилами Кірхгофа.

Перше правило: алгебраїчна сума струмів у вузлі дорівнює нулю:

$$\sum_{i=l}^{n} I_i = 0, \tag{4}$$

де n – кількість віток, які сходяться у вузлі.

Струми, що входять у вузол, умовно вважаються додатними, а струми, які виходять з вузла – від'ємними.

Друге правило: алгебраїчна сума добутків струмів віток на опори резисторів цих віток для довільного замкненого контура дорівнює алгебричній сумі *е.р.с.* $\mathcal{E}_k$, що діють у цьому контурі:

$$\sum_{i=1}^{n} I_i R_i = \sum_{k=1}^{m} \mathcal{E}_k \,. \tag{5}$$

Якщо напрям обходу контуру не співпадає з напрямком струму (або з напрямком *е.р.с.*) у контурі, то спад напруги (або *е.р.с.*) у контурі необхідно брати зі знаком мінус.

Запишемо друге правило Кірхгофа для контурів BAC і ADC, вибравши обхід контура за годинниковою стрілкою:

$$I_i R_x - I_3 R_3 = 0; \tag{6}$$

$$I_2 R_2 - I_4 R_4 = 0. \tag{7}$$

Поділивши рівняння (6) на рівняння (7) та врахувавши співвідношення (3), одержимо умову рівноваги моста:

$$\frac{R_x}{R_2} = \frac{R_3}{R_4}. \tag{8}$$

З (8) отримуємо робочу формулу для знаходження невідомого опору:

$$R_x = \frac{R_2 R_3}{R_4}. \tag{9}$$

Монтажна схема лабораторного обладнання приведена на рис. 2.

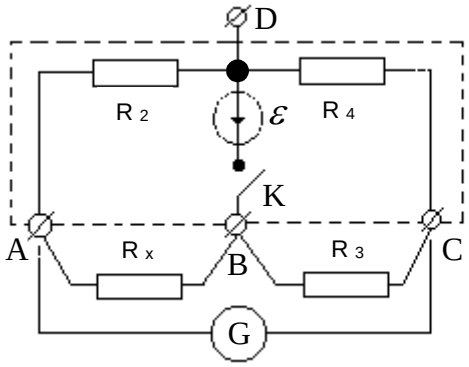


Рис. 2

Невідомий опір можна виміряти також за допомогою моста постійного струму МО–62 або омметром. Щоб виміряти невідомий опір мостом МО–62 необхідно:

1. Увімкнути прилад у мережу змінного струму.
2. Під'єднати невідомий опір до клем R_x.
3. На декадах множників встановити приблизне значення R_x.

4. Натиснути кнопку "грубо" і, повертаючи ручки множників "×100Ω", "×10Ω", "×1Ω" добитися, щоб стрілка гальванометра була на нулі. Відпустити кнопку "грубо".
5. Натиснути кнопку "точно" і знову встановити стрілку гальванометра на нуль.
6. Підрахувати невідомий опір згідно з формулою:

$$R_x = N(x_1 \cdot 100 + x_2 \cdot 10 + x_3 \cdot 1 + x_4 \cdot 0{,}1 + x_5 \cdot 0{,}01),$$

де x_1, x_2, x_3, x_4, x_5 – відповідні покази множників; N – показ перемикача відношення плечей моста.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Мостом МО–62 поміряти постійні опори R_2 та R_4.
2. Зібрати електричне коло за схемою рис. 2.
3. Знаючи приблизне значення невідомого опору R_x, за формулою (8) підрахувати приблизне значення R_3.
4. На магазині опорів встановити одержане значення R_3 і замкнути вимикач K. Змінюючи опір R_3 добитись, щоб стрілка гальванометра стала на нуль.
5. Згідно з формулою (9) підрахувати значення опору R_x.
6. Дослід проробити для трьох різних невідомих опорів.
7. Результати вимірювань і обчислень занести в таблицю 1.

Таблиця 1

№	R_2, *Ом*	R_4, *Ом*	R_x, *Ом номінальне*	R_3, *Ом пораховане*	R_3, *Ом поміряне*	R_x, *Ом пораховане*	ΔR_x, *Ом*
1							
2							
3							

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Перше та друге правила Кірхгофа.
2. В чому полягає робота містка Уїтстона?
3. При якій умові струм через гальванометр не проходить?
4. Закон Ома для однорідної ділянки кола в інтегральній формі.
5. Закон Ома для повного кола.
6. Формула для обчислення опору циліндричного металевого зразка.
7. Правила роботи з мостом МО–62.
8. Робоча формула для обчислення невідомого опору.
9. Що таке питомий опір та питома електропровідність?
10. Розмірності питомих опору та питомої електропровідності.

12. ДОСЛІДЖЕННЯ ТЕРМОЕЛЕКТРИЧНИХ ЯВИЩ

МЕТА РОБОТИ: познайомитись з ефектами Пельтьє і Зеебека.
ОБЛАДНАННЯ: 1) лабораторний пристрій з джерелом напруги; 2) амперметр; 3) термопара; 4) мілівольтметр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Якщо температура контактів різних металів не однакова, то в ланцюзі виникає електричний струм, називаний термоелектричним. Явище виникнення термоелектричного струму (явище Зеебека), а також пов'язані з ним явища Пельтьє й Томсона, називається термоелектрични-ми явищами.

В 1821 р. Т. Зеебек встановив, що в замкнутому колі, яке складається з послідовно з'єднаних різнорідних провідників, контакти між якими мають різну температуру, виникає електричний струм. Останній називають термоелектричним, а ефект появи струму – явищем Зеебека. Набір двох послідовно з'єднаних спаїв називають термопарою. Виникнення термоелектричного струму I прийнято пов'язувати з термоелектрорушійною силою $\mathcal{E}_T$, величина якої складається з к.р.п. обох спаїв термопари.

Виходячи з класичної теорії вільних електронів, контактна різниця потенціалів (к.р.п.) $\Delta\varphi$ на границі двох металів A та B залежить від потенціалів виходу φ_A та φ_B, концентрацій n_A і n_B електронів у них та абсолютної температури T контакту:

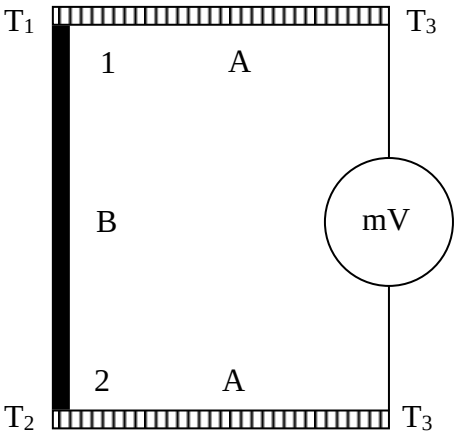


Рис. 1

$$\Delta\varphi = \varphi_A - \varphi_B = \frac{kT}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}, \qquad (1)$$

де k – стала Больцмана; e – елементарний заряд.

Розглянемо електричне коло, зображене на рис. 1.

Воно містить два спаї різних металів A та B. Нехай при навколишній температурі T_3 температури спаїв відповідно дорівнюють T_1 і T_2. Згідно з формулою (1) результуюча різниця потенціалів для термопари буде:

$$\mathcal{E}_T = \Delta\varphi_1 - \Delta\varphi_2 = \frac{k}{e}\ln\frac{n_A}{n_B}(T_1 - T_2) = \alpha_{AB}(T_1 - T_2). \qquad (2)$$

Величину α_{AB} називають коефіцієнтом електрорушійної сили термопари. Формула (2) отримана в наближенні, що ні потенціали виходу φ_A чи φ_B, ні концентрації n_A чи n_B електронів не залежать від температури. В принципі це невірно, однак на практиці вираз (2) виконується в широкому діапазоні температур для багатьох пар металів.

Окрім явища Зеебека відомі інші термоелектричні явища. Так, у 1834р. Ж.Ш.–А. Пельтьє відкрив зворотний ефект: при протіканні струму I через контакт двох металів у спаї виділяється (чи поглинається) теплота:

$$\Delta Q_1 = \Pi_{AB} It \text{ та } \Delta Q_2 = \Pi_{BA} It, \quad (3)$$

де Π_{AB} та Π_{BA} – сталі Пельтьє для даних контактів; t – час протікання струму. Виділятиметься чи поглинатиметься теплота Пельтьє у даному спаї – залежить від напрямку струму I. Застосуємо до термоелектричних явищ закони термодинаміки. Вважаючи явище Пельтьє оборотним, запишемо незмінність ентропії (рівність Клаузіуса) для термопари:

$$\frac{\Delta Q_1}{T_1} + \frac{\Delta Q_2}{T_2} = 0. \quad (4)$$

Підставивши у (4) вираз (3), отримаємо зв'язок між коефіцієнтами Пельтьє:

$$\Pi_{BA} = -\Pi_{AB} \frac{T_2}{T_1}. \quad (5)$$

В. Томсон (у майбутньому лорд Кельвін) звернув увагу на те, що різні ділянки термопари перебувають при різних температурах. Аналізуючи це явище, він у 1856р. встановив третій термодинамічний ефект (ефект Томсона): якщо вздовж металу, яким протікає струм I, існує градієнт температури $\frac{\partial T}{\partial x}$ то, крім джоулевої теплоти:

$$\Delta Q_Д = I^2 Rt, \quad (8)$$

де R – опір зразка, на ділянці dx виділятиметься (чи поглинатиметься) ще деяка кількість теплоти:

$$dQ = \sigma I \frac{\partial T}{\partial x} dx, \quad (9)$$

де σ – коефіцієнт Томсона.

Теплота Томсона значно менша за джоулеву теплоту, тому на практиці нею часто нехтують. Досліджувати термоелектричні явища будемо на лабораторному пристрої, електрична схема якого наведена на рис. 2.

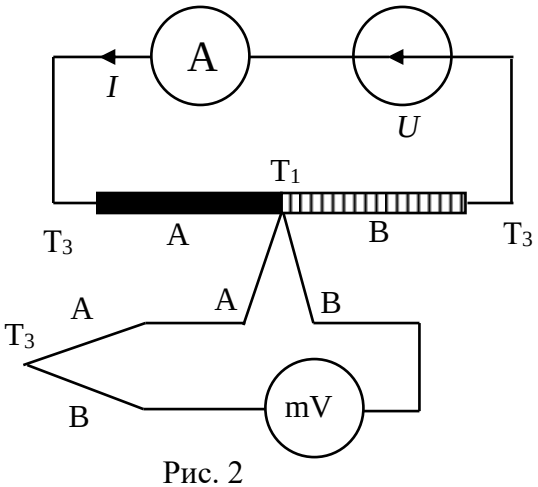


Рис. 2

Його основою є поміщений в термостат із температурою T_3 спай двох пар різних металів.

Через контакт першої пари пропускаємо струм I, а друга частина спаю слугуватиме елементом термопари для визначення температури T_1 контакту.

У той час, коли при зміні напряму струму теплота Пельтьє змінює свій знак на протилежний, джоулева теплота знаку не змінює. Тому, при протіканні струму однієї і тієї ж сили I в різних напрямах, температури контакту будуть різні $-T_1$ та T_1'. Вважаючи, що температура:

$$T_1 = \beta \frac{\Delta Q}{t} = \beta \frac{\Delta Q_Д + \Delta Q_П}{t}, \quad (10)$$

яка встановиться на контакті, пропорційна потоку теплоти $\frac{\Delta Q}{t}$ що вводиться в термостат, обчислимо різницю температур T_1 та T_1':

$$T_1 - T_1' = \frac{\beta}{t}\left[\Delta Q_Д + \Delta Q_П - \left(\Delta Q_Д - \Delta Q_П\right)\right] = 2П_{AB}\beta I\,. \qquad (11)$$

Різниця термоелектрорушійних сил, які показує мілівольтметр, складе:

$$\mathcal{E}_T - \mathcal{E}_{T'} = \alpha_{AB}\left(T_1 - T_1'\right) = \alpha_{AB}П_{AB}\beta I\,. \qquad (12)$$

У даній роботі будемо експериментально перевіряти залежність $\mathcal{E}_T - \mathcal{E}_{T'}$ від величини та напряму струму I.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути лабораторний пристрій у мережу живлення.
2. Виставити значення струму I та зняти покази мілівольтметра при прямому напрямі протікання струму.
3. Покази $I, \mathcal{E}_T$ та $\mathcal{E}_{T'}$ записати в таблицю 1.
4. Змінити напрям струму I та повторити пункти 2 і 3.
5. Побудувати графік залежності $\mathcal{E}_T - \mathcal{E}_{T'}$ від струму I.

Таблиця 1

I, *мА*										
$\mathcal{E}_T$, *мкВ*										
$\mathcal{E}_{T'}$, *мкВ*										

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що називають контактною різницею потенціалів?
2. Закон послідовних контактів Вольти.
3. Що називають термопарою? Яке її практичне застосування?
4. Означення диференціальної термопари.
5. В чому полягає термоелектричне явище Зеебека?
6. Означення термоелектрорушійної сили.
7. Суть термоелектричного явища Пельтьє.
8. Термоелектричне явище Томсона.
9. Формула для обчислення контактної різниці потенціалів.
10. Що означає вираз “градієнт температури”?

13. НАГРІВАННЯ РЕЧОВИН ЕЛЕКТРИЧНИМ СТРУМОМ

МЕТА РОБОТИ: перевірити виконання закону Джоуля - Ленца.
ОБЛАДНАННЯ: 1) лабораторний пристрій з міліамперметром; 2) мілівольтметр; 3) термоперетворювач; 4) джерело живлення.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Енергія W, яка виділяється на ділянці електричної мережі при переміщенні заряду, дорівнює добутку величини заряду q на різницю потенціалів U:

$$W = qU. \tag{1}$$

Вона може переходити в енергію електричного чи магнітного полів на елементах мережі (конденсаторі чи дроселі), переміщувати провідник у магнітному полі, ініціювати хімічні реакції, нагрівати речовину та інше. Названі процеси відбуваються як кожен поодинці, так і декілька одночасно. Існують такі ідеальні елементи електричної мережі, де вся енергія W переходить у теплоту Q. Вони називаються резисторами. Основною характеристикою резистора є його електричний опір R. Відповідно до закону Ома величина струму I, що протікає через резистор, пропорційна прикладеній до резистора напрузі U та обернено пропорційна опору R:

$$I = \frac{U}{R}. \tag{2}$$

Враховуючи, що заряд q, який протікає через поперечний переріз резистора, пропорційний величині струму I та часу t:

$$q = It, \tag{3}$$

формулу (1) для теплоти Q запишемо у вигляді закону Джоуля – Ленца в інтегральній формі:

$$Q = I^2 Rt. \tag{4}$$

Кількість теплоти Q, яка виділяється на резисторі, пропорційна квадрату сили струму, опору R резистора та часу t. Цей закон у 1841 р. вперше встановив Джеймс–Прескот Джоуль. Тут формула (4) отримана з використанням закону збереження енергії і носить загальний характер. Дослід підтверджує виконання виразу (4) як для металів, напівпровідників, плазми, так і електролітів.

Розрахунок теплових потоків в окремих, конкретно заданих об’ємах речовини, здійснюють за допомогою закону Джоуля – Ленца, записаного в диференціальній формі. Нижче наведено три рівноцінних форми запису цього закону:

$$\omega = (\vec{j} \cdot \vec{E}) = \sigma \cdot E^2 = \frac{1}{\sigma} j^2, \tag{5}$$

де ω – густина теплової потужності (теплота, яка виділяється в одиниці об’єму речовини за одиницю часу); σ – питома провідність речовини; $\vec{E}$ – вектор напруженості електричного поля; $\vec{j}$ – вектор густини електричного струму.

Основи теорії теплопровідності було закладено на початку XIX ст. Жан - Батистом Фур’є. Згідно з законом Фур’є, кількість теплоти Q, яка протікає через

поперечний переріз S речовини, залежить від її теплопровідності χ та градієнта температури $\frac{dT}{dz}$:

$$Q = \chi \frac{dT}{dz} St . \tag{6}$$

Отже, в стаціонарному випадку (коли теплові потоки встановляться), кількість розсіяної цим шляхом теплоти Q_ϕ пропорційна різниці температур T нагрівального елемента та T_3 навколишнього середовища:

$$Q_\phi = k_\phi (T - T_3) . \tag{7}$$

Коефіцієнт k_ϕ залежить виключно від форми та теплопровідності конструктивних елементів приладу.

Закони випромінювання тепла поверхнями нагрітих тіл стали зрозумілими лише в кінці XIX ст. Так, закон Стефана – Больцмана стверджує, що кількість випроміненої теплоти пропорційна четвертій степені абсолютної температури T поверхні тіла. Враховуючи одночасне поглинання теплоти отриманої з навколишнього середовища, матимемо результуюче співвідношення:

$$Q_R = k_2 (T^4 - T_3^4) . \tag{8}$$

Коефіцієнт k_2 залежить від площі та стану поверхні тіла.

На рис. 1 наведено характерний хід кривих Q_ϕ та Q_R.

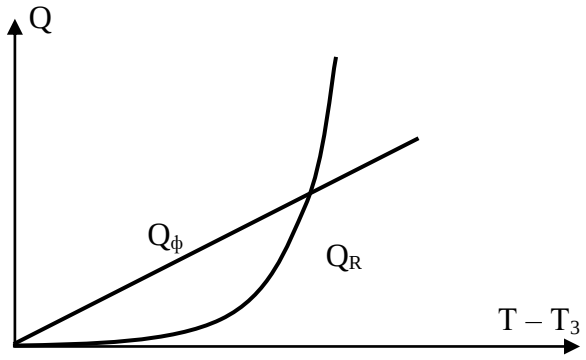


Рис. 1

Видно, що при низьких температурах T тіла та малих різницях температур T і T_3 навколишнього середовища переважає механізм теплопровідності, а при великих – радіаційної тепловіддачі.

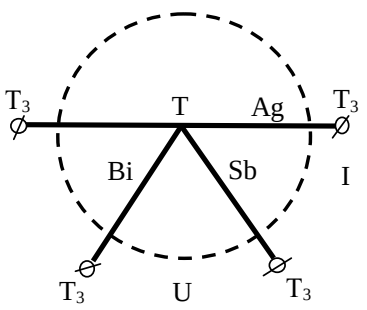


Рис. 2

У лабораторній роботі будемо досліджувати нагрівання дротини на прикладі термоперетворювача ТВБ – рис. 2. Останній складається з вакуумованого балона, в якому до тонкої дротини, що нагрівається електричним струмом, під'єднана термопара "вісмут–сурма". Схематично будова термоперетворювача наведена на рис. 2. Кінці дротини та термопари знаходиться при температурі $T_з$.Термоелектрорушійна

сила U термопари залежить від різниці температур T та T_3:

$$U = \alpha(T - T_3), \qquad (9)$$

де коефіцієнт термоелектрорушійної сили $\alpha = 0{,}111\ мВ/К$.

Робота полягає в тестуванні термоперетворювача, тобто знятті залежності температури T дротини від струму I в ній.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути лабораторне устаткування та зняти залежність U від I.
2. Відповідно до формули (9) порахувати $T - T_3$ та побудувати графік залежності $T - T_3$ від I^2. Дані записати в таблицю 1.
3. Знайти мінімальне значення струму $I_м$, вище якого відхилення даних експериментально знятої кривої від лінеаризованої при малих струмах перевищує 5%.
4. Порахувати густину теплової потужності ω, яка виділяється при струмі $I = I_м$ за умови, що товщина дротини $d = 0{,}01\ мм$, а її питомий опір $\rho = 1{,}6 \cdot 10^{-8}\ Ом \cdot м$.

Таблиця 1

№	***I, мА***	***I², мА²***	***T – T₃, K***	***U, B***
1 … 10				

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які елементи електричного кола називають резисторами?
2. Закон Ома для однорідної ділянки коли в інтегральній формі.
3. Закон Ома для однорідної ділянки коли в диференціальній формі.
4. Закон Джоуля - Ленца в інтегральній формі.
5. Означення густини теплової потужності.
6. Виведення закону Джоуля - Ленца в диференціальній формі.
7. Закон теплопровідності Фур'є.
8. Що таке градієнт температури?
9. Як визначається термоелектрорушійна сила термопари.
10. Основні шляхи відведення теплоти від нагрітих тіл.

14. ВИЗНАЧЕННЯ ГОРИЗОНТАЛЬНОЇ СКЛАДОВОЇ МАГНІТНОГО ПОЛЯ ЗЕМЛІ

МЕТА РОБОТИ: засвоїти закон Біо-Савара-Лапласа та методи вимірювання напруженості магнітного поля.

ОБЛАДНАННЯ: 1) тангенс-гальванометр; 2) амперметр; 3) реостат; 4) джерело напруги; 5) двополюсний перемикач; 6) з'єднувальні провідники.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Магнітне поле Землі

Серед планет Сонячної системи значні магнітні поля є у Землі, Юпітера та Сатурна. Земля має найбільше поле (у 500 разів більше, ніж у Марса, і в 2000 – ніж у Венери). Біля поверхні Землі його напруженість змінюється від 32 $А/м$ на екваторі до 44 $А/м$ та 54 $А/м$ відповідно на північному та південному полюсах. За межами Землі напруженість поля швидко спадає і вже на віддалі 10 земних радіусів (~ 60 *тис. км*) зменшується в 1000 разів.

Магнітне поле Землі в першому наближенні збігається з магнітним полем диполя, розміщеним у її центрі. Воно підтримується струмами в радіаційних поясах, магнетизмом гірських порід, циркуляцією струмів у рідкому ядрі тощо.

Магнітними полюсами Землі називають місця, де силові лінії проходять вертикально. На півночі знаходиться південний магнітний полюс, а на півдні – північний. Вісь магнітного поля, що проходить через його полюси, не збігається з віссю обертання Землі; кут складає біля 11°. Від географічного до магнітного полюса близько 1400 *км*. Магнітні полюси постійно рухаються, зміщуючись у рік на 20 *км*.

Кут між вектором напруженості поля та горизонтальною площиною називають магнітним нахиленням, а кут між магнітним та географічним меридіанами – магнітним схиленням. Меридіаном називають лінію перетину Земної кулі площиною, що проходить через вісь Землі. Через кожну точку Землі проходять свої меридіани – географічний та магнітний.

Вектор $\vec{H}$ магнітного поля Землі можна розкласти на горизонтальну $H_Г$ та вертикальну $H_В$ складові. На екваторі є лише горизонтальна складова, а на полюсах – вертикальна. Напрям горизонтальної складової можна визначити за допомогою магнітного компаса. (Про цей прилад згадується в китайських хроніках уже 1100 р.) Компас незамінний в навігації, геодезії та інших галузях.

Магнітне поле колового витка зі струмом

1820 р. Ж.-Б. Біó та Ф. Савар експериментально встановили, що кожен елемент провідника зі струмом створює магнітне поле напруженістю:

$$d\vec{H} = \frac{1}{4\pi}\frac{\left[Id\vec{l},\vec{r}\right]}{\left|\vec{r}\right|^3}, \qquad (1)$$

де $\left[Id\vec{l},\vec{r}\right]$ – векторний добуток елемента струму $Id\vec{l}$ на вектор $\vec{r}$ точки, в якій визначається магнітне поле, як показано на рис. 1. Напрям вектора $d\vec{H}$ можна визначити і за правилом правого гвинта.

Для колового витка радіусом R (див. рис. 2) відповідно до закону Біо-Савара-Лапласа напруженість H_{K1} у його центрі O за принципом суперпозиції визначається:

$$H_{K1}=\int_0^{2\pi R}dH=\frac{1}{4\pi}\int_0^{2\pi R}\frac{Idl}{R^2}=\frac{I}{2R}=\frac{I}{D}, \tag{2}$$

де D – діаметр витка. Якщо поле створюється плоскою котушкою з N однакових витків, його напруженість буде в N разів більшою:

$$H_K=NH_{K1}=\frac{NI}{D}. \tag{3}$$

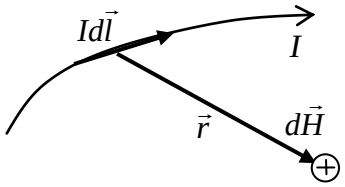


Рис. 1

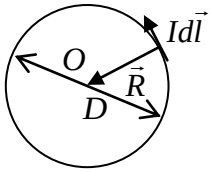


Рис. 2

Тангенс-гальванометр

Тангенс-гальванометр – це плоска вертикальна котушка провідника зі струмом, у центрі якої знаходиться компас. Котушку розміщують у площині магнітного меридіану так, що створене нею поле було перпендикулярне до поля Землі. За принципом суперпозиції результуюче поле буде векторною сумою двох полів – Землі та котушки. Стрілка компасу, яка здатна обертатись у горизонтальній площині, встановиться вздовж напряму горизонтальної складової результуючого поля $\vec{H}$, як показано на рис. 3. Кут α відхилення стрілки компаса від магнітного меридіану можна визначити зі співвідношення:

$$tg\alpha=\frac{H_K}{H_\Gamma}. \tag{4}$$

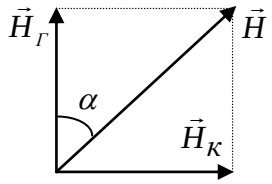


Рис. 3

Зважаючи на залежність (3), вираз (4) набуде вигляду:

$$tg\alpha=\frac{NI}{DH_\Gamma}. \tag{5}$$

З рівняння (5) видно, що $tg\alpha$ пропорційний струму I через котушку, тому, знаючи кут α та величину H_Γ магнітного поля Землі, можна визначити струм:

$$I = \frac{DH_{\Gamma}}{N} tg\alpha = C \cdot tg\alpha . \qquad (6)$$

Саме через це даний прилад і називають тангенс-гальванометром. Відповідно до (5) та (6) отримуємо формулу для визначення горизонтальної складової H_{Γ} напруженості магнітного поля Землі:

$$H_{\Gamma} = \frac{N}{D} C . \qquad (7)$$

Величина C практично незмінна для даної місцевості та геометричних характеристик котушки. Сталу C тангенс-гальванометра знаходитимемо експериментально відповідно до (6):

$$C = \frac{I}{tg\alpha} . \qquad (8)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Повертаючи котушку K тангенс-гальванометра, за компасом сумістити її з площиною магнітного меридіану.
2. Зібрати електричне коло за наведеною на рис. 4 схемою, увімкнувши задане викладачем число N витків тангенс-гальванометра.

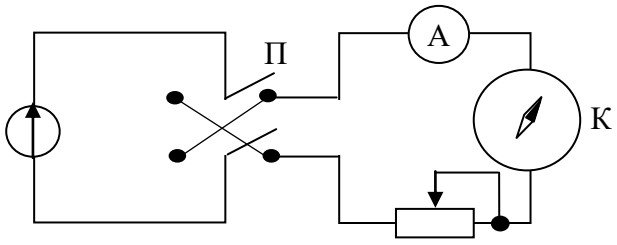


Рис. 4

3. Замкнувши перемикач $П$, підібрати реостатом струм так, щоб стрілка компаса встановилась на заданий викладачем кут α_1. Записати значення струму I_1'.
4. Перемикачем змінити напрям струму на протилежний і реостатом підібрати таке його значення I_1'', щоб стрілка компаса відхилилась на кут $(-\alpha_1)$.
5. Обчислити середнє значення струму $I_1 = 0{,}5 \cdot (I_1' + I_1'')$ і за формулами (8) та (7) визначити сталу C тангенс-гальванометра та горизонтальну складову H_{Γ} геомагнітного поля.
6. Аналогічні вимірювання та обчислення зробити для кутів α_2 і α_3. Дані вимірювань та обчислень занести до таблиці 1.
7. Обчислити похибку вимірювання горизонтальної складової H_{Γ} геомагнітного поля Землі за формулою (тут кут α у градусах):

$$\Delta H_{\Gamma} = \left(\frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta I}{I} + \frac{\pi \cdot \Delta\alpha}{90 \sin 2\alpha} \right) H_{\Gamma} . \qquad (9)$$

Таблиця 1

№	D, *м*	N	α	$tg\alpha$	I', *А*	I'', *А*	I, *А*	C, *А*	$H_Г$, *А/м*	$\Delta H_Г$, *А/м*
1										
2										
3										

8. Обчислити середнє значення $\langle H_Г \rangle$ і подати результат вимірювань та обчислень у вигляді довірчого інтервалу:

$$H_Г = \langle H_Г \rangle \pm \Delta H_Г . \qquad (10)$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Основні характеристики магнітного поля Землі.
2. Що називають магнітосферою?
3. Означення магнітних полюсів Землі.
4. Що означають терміни „магнітний меридіан”, „магнітне схилення”, „магнітне нахилення”?
5. Закон Біо-Савара-Лапласа та записати його формулу.
6. Формула для обчислення напруженості поля в центрі котушки зі струмом.
7. Який прилад називають тангенс-гальванометром?
8. Будову тангенс-гальванометра.
9. В яких одиницях вимірюють напруженість магнітного поля?
10. Формула для знаходження сталої тангенс-гальванометра.

15. ВИЗНАЧЕННЯ ТОЧКИ КЮРІ ФЕРОМАГНЕТИКА

МЕТА РОБОТИ: засвоїти закон Кюрі-Вейсса та поняття взаємної індукції.
ОБЛАДНАННЯ: 1) пристрій для визначення точки Кюрі; 2) мілівольтметр; 3) міліамперметр; 4) автотрансформатор (ЛАТР); 5) з'єднувальні провідники.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Феромагнетизм

Феромагнетизм – магнітовпорядкований стан макроскопічних об'ємів речовини (феромагнетика), в яких магнітні моменти атомів (йонів) паралельні та однаково орієнтовані. Крім феромагнітного, феромагнетик може перебувати і в парамегнітному стані. Зміни стану феромагнетика відбуваються в результаті фазового переходу другого роду. Типовими феромагнетиками є перехідні метали (залізо, нікель, кобальт), а також їхні сплави. При низьких температурах у феромагнітному стані можуть перебувати також деякі рідкісноземельні метали (гадоліній, тербій, диспрозій, гольмій, ербій, тулій).

З магнітним полем пов'язана певна енергія. Виходячи з принципу мінімуму потенціальної енергії можна допустити, що речовині енергетично вигідно розбитись на невеликі (об'ємом до 10^{-3} $мм^3$) області – домени, – намагнічені до насичення, але орієнтовані в різних напрямах. У підсумку результуюче поле всієї речовини може бути відсутнім.

Характерною особливістю феромагнетиків у феромагнітному стані є складна нелінійна і неоднозначна залежність між індукцією B та напруженістю H магнітного поля – так звана петля гістерезису (рис. 1).

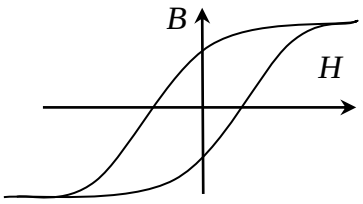


Рис. 1

Із залежності індукції від напруженості у вигляді, як для парамагнетика:

$$B = \mu\mu_0 H = (\varkappa + 1)\mu_0 H, \qquad (1)$$

випливає, що магнітна проникність μ (чи магнітна сприйнятливість $\varkappa$) є складною неоднозначною функцією напруженості H.

Поряд із великою магнітною проникністю ($\mu \approx 1000$ – 100000) та петлею гістерезису, третьою особливістю феромагнетика є наявність температури T_C, при переході через яку відбувається фазовий перехід другого роду – із феромагнітного в парамагнітний стан.

В експериментах із залізом П. Кюрі встановив, що при певній температурі T_C воно втрачає властивість феромагнетика і переходить в парамагнітний стан. Цю температуру називають точкою Кюрі.

Залежність магнітної сприйнятливості феромагнетиків від абсолютної температури T речовини у феромагнітному стані наближено описується законом Кюрі:

$$\chi = C\left(T_c - T\right)^{\gamma},$$

де $\gamma \neq 1$ і набуває різних значень у різних температурних інтервалах. Наприклад, при температурах T, близьких до точки фазового переходу T_C, $\gamma = \frac{4}{3}$.

Наприклад, температура Кюрі для нікелю дорівнює $637\,K$, для заліза – $1042\,K$, для кобальту – $1394\,K$, для гадолінію – $292\,K$.

Поблизу точки Кюрі (при $T < T_C$) магнітна сприйнятливість $\varkappa$ підпорядковується закону Кюрі–Вейса:

$$\varkappa = \frac{C}{T_C - T}, \tag{2}$$

де C – стала, що залежить від роду речовини. Вище температури Кюрі сили теплової взаємодії виявляються сильнішими від сил орієнтації магнітних моментів усередині доменів; останні розпадаються, і речовина переходить у парамагнітний стан.

Перехід речовини з феромагнітного стану в парамагнітний не супроводжується виділенням або поглинанням тепла.

Явище взаємної індукції

Відповідно до основного закону електромагнітної індукції (закону М. Фарадея) електрорушійна сила індукції $\mathcal{E}_i$ у складному контурі чисельно дорівнює і протилежна за знаком швидкості зміни потокозчеплення Ψ в ньому:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Psi}{dt}. \tag{3}$$

Якщо в електричному колі протікає струм I, то він створює магнітне поле, потокозчеплення Ψ якого з контуром буде пропорційне струмові:

$$\Psi = LI. \tag{4}$$

Коефіцієнт L залежить від характеристик контуру та властивостей середовища і називається індуктивністю. Індуктивність вимірюють у Генрі ($Гн$). Наприклад, індуктивність довгого соленоїда можна обчислити за формулою:

$$L = \mu\mu_0 n^2 lS, \tag{5}$$

де $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}\ Гн/м$ – магнітна стала; n – число витків на одиницю довжини соленоїда; l – довжина котушки; S – площа її поперечного перерізу.

Зміна струму в контурі змінюватиме потокозчеплення Ψ, що в свою чергу (за законом Фарадея) призведе до виникнення в контурі електрорушійної сили:

$$\mathcal{E} = -\frac{d\Psi}{dt} = -L\frac{dI}{dt}. \tag{6}$$

Таке явище називають самоіндукцією.

Нехай поряд із контуром, в якому протікає струм I_1 знаходиться інший електричний контур. Створене струмом I_1 магнітне поле пронизуватиме і другий контур. Зміна струму в першому контурі викликатиме зміну магнітного поля в другому контурі, внаслідок чого в останньому індукуватиметься електрорушійна сила:

$$\mathcal{E}_2 = -\frac{d\Psi_2}{dt} = -M_{12}\frac{dI_1}{dt}. \qquad (7)$$

Коефіцієнт M_{12} називають взаємоіндуктивністю, а описане явище – взаємоіндукцією. На принципі взаємоіндукції працюють трансформатори змінного струму.

Опис лабораторного пристрою

У даній роботі для визначення точки Кюрі використано пристрій, схема якого наведена на рис. 2.

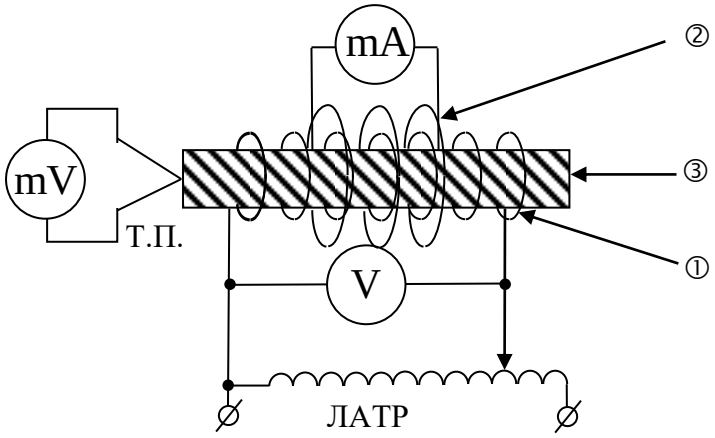


Рис. 2

В електропечі ①, нагрівний елемент якої виконаний у вигляді соленоїда, розміщується досліджуваний зразок ③. Піч зі зразком поміщена всередину вимірювальної котушки ② і живиться від ЛАТРа струмом промислової частоти 50 *Гц*. Таким чином, котушки ① та ②, разом з осердям ③ утворюватимуть своєрідний трансформатор. Струм I_2 у другій котушці залежатиме від діючого значення змінного струму I_1 в першій котушці та магнітної проникності μ осердя. При наближенні до точки Кюрі магнітна проникність спочатку зростає за гіперболічним законом, а при досягненні температури T_C різко зменшується.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Скласти електричне коло за схемою, наведеною на рис. 70.
2. Увімкнути пристрій у мережу 220 *В* і за допомогою ЛАТРа встановити задану викладачем напругу.
3. У процесі нагрівання зразка зняти значення струму I_2 залежно від напруги U термопари. До напруги U <10 *мВ* виміри знімати через кожен мілівольт, а після 10 *мВ* – через 0,2 *мВ*. Дані вимірювань занести до таблиці 1.
4. При досягнення точки Кюрі регулятор напруги на ЛАТРі звести до нуля та від’єднати ЛАТР від електричної мережі.

5. На міліметровому папері побудувати графіки залежності струму I_2 від термоелектрорушійної сили термопари U та градуювальний графік термопари, як наведено на рис. 3.

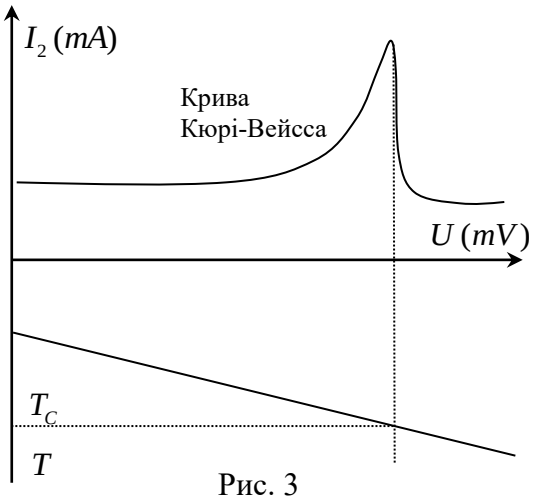


Рис. 3

6. За одержаними даними визначити точку Кюрі.

Таблиця 1

U , *мВ*										
I_2, *мА*										

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які речовини називають феромагнетиками?
2. Характерні особливості феромагнетиків.
3. Зв’язок між індукцією та напруженістю магнітного поля для феромаг-нетиків.
4. Основні характеристики петлі гістерезису
5. Яку величину називають точкою Кюрі?
6. Закон Кюрі-Вейса.
7. Основний закон електромагнітної індукції.
8. Явище самоіндукції та взаємоіндукції.
9. Що таке потокозчеплення?
10. Означення індуктивності контура.

16. ВИЗНАЧЕННЯ ПИТОМОГО ЗАРЯДУ ЕЛЕКТРОНА

МЕТА РОБОТИ: засвоїти закони руху заряджених частинок у магнітному полі.

ОБЛАДНАННЯ: 1) електронна лампа 6Е5С; 2) соленоїд; 3) джерела живлення; 4) вольтметр; 5) амперметр; 6) мікроам-перметр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Сила Лоренца

У постійному магнітному полі на заряджену частинку діє сила Лоренца:

$$\vec{F}_Л = q\left[\vec{v},\vec{B}\right], \tag{1}$$

де q – заряд частинки; $\vec{v}$ – вектор її швидкості; $\vec{B}$ – вектор магнітної індукції. Векторний добуток $\left[\vec{v},\vec{B}\right]$ вказує, що напрям сили $\vec{F}_Л$ перпендикулярний до напряму швидкості $\vec{v}$, тому робота сили Лоренца завжди дорівнює нулю. Сила Лоренца лише викривлює траєкторію частинки, не змінюючи величини її швидкості. Напрям сили Лоренца можна визначити також за правилом лівої руки: якщо ліву руку розмістити так, щоб силові лінії магнітного поля входили в долоню, чотири витягнуті пальці вказували напрям руху додатного заряду, то відігнутий великий палець укаже на напрям сили.

Якщо заряджена частинка рухається перпендикулярно до силових ліній магнітного поля, то її траєкторією є коло. Дійсно, при русі відцентрова сила F_B за величиною дорівнює силі Лоренца $\vec{F}_Л$:

$$F_B = \frac{mv^2}{r} = qvB, \tag{2}$$

де m – маса частинки; r – радіус кола (рис. 1).

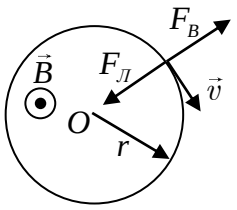


Рис. 1

Кутову швидкість ω руху зарядженої частинки по колу можна обчислити з формули (2):

$$\omega = \frac{v}{r} = \frac{q}{m}B. \tag{3}$$

З рівняння (3) видно, що ω залежить лише від питомого заряду q/m частинки, тобто від відношення заряду q до її маси m та індукції B магнітного поля (радіус r обертання встановиться відповідно до значення швидкості v). Таку частоту називають циклотронною. Описаний принцип покладено в основу роботи циклотрона, магнетрона, мас-спектрометра та інших пристроїв.

Магнітне поле соленоїда

Соленоїдом називають циліндричну котушку з гвинтовою намоткою провідника. Якщо довжина l соленоїда набагато більша від його діаметра D (рис. 2), соленоїд називають довгим.

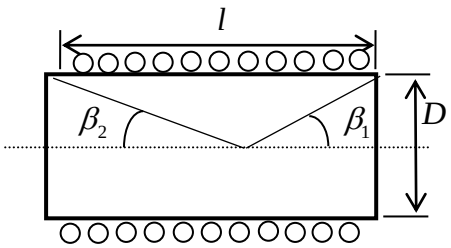


Рис. 2

Для довгого соленоїда індукція магнітного поля на осі котушки визначається за формулою:

$$B_Д = \mu\mu_0 n I_C, \tag{4}$$

де $n = N/l$ – кількість витків на одиницю довжини соленоїда; I_C – струм у соленоїді; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}\ Гн/м$ – магнітна стала; μ – магнітна проникність середовища. У загальному випадку формула для обчислення індукції на осі соленоїда містить геометричні характеристики останнього:

$$B = B_Д \frac{\cos\beta_1 + \cos\beta_2}{2}. \tag{5}$$

У центрі соленоїда на його осі індукція поля матиме визначатиметься:

$$B = B_Д \frac{D}{\sqrt{l^2 + D^2}} = \mu\mu_0 n I_C \frac{D}{\sqrt{l^2 + D^2}}. \tag{6}$$

Принцип роботи установки

У роботі для визначення питомого заряду електрона використовується установка, основою якої є серійна лампа 6Е5С. Принципова схема установки зображена на рис. 3.

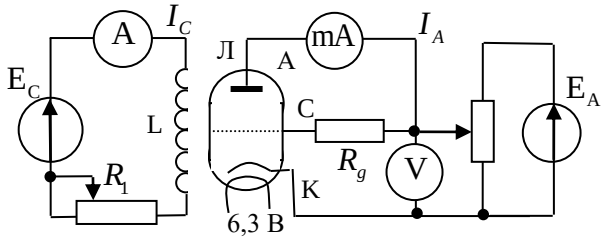


Рис. 3

Електронна лампа Л розміщується всередині соленоїда L, вісь якого збігається з віссю лампи (електричне та магнітне поля в лампі перпендикулярні). Опір R_g необхідний лише для того, щоб сітка лампи не надто сильно розігрівалась сітковим струмом. Конструкція лампи така, що відстань від сітки C до катода K

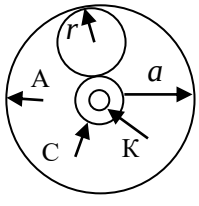


Рис. 4

набагато менша, ніж відстань a від сітки до анода A. Поперечний переріз лампи подано на рис. 4. Для лампи 6Е5С радіус катода – 0,6 *мм*, радіус сітки – 0,7 *мм*, радіус анода – 3,1 *мм*. Індикаторна лампа 6Е5С зручна тим, що на її вілемітовому екрані можна візуально спостерігати вплив магнітного поля на траєкторію електронів.

Кінетична енергія, яку набувають електрони під дією сил електричного поля в проміжку катод - сітка, буде:

$$\frac{mv^2}{2} = qU\,, \tag{7}$$

де m – маса електрона; q – його заряд; U – напруга між анодом та катодом.

Виходячи з (7), обчислимо швидкість електрона:

$$v = \sqrt{\frac{2qU}{m}}\,. \tag{8}$$

Між сіткою та анодом електричне поле відсутнє, тому в електронів, які потрапили в цей простір, величина швидкості v буде постійною. Напрям швидкості внаслідок різних факторів може змінюватись у широких межах.

При деякому значенні індукції B_0 траєкторія електронів викривлюється настільки, що вони не досягають анода. Щоб не попасти на анод, електрони, які рухались по дотичній до сітки, повинні описувати кола, радіус r яких удвічі менший за відстань a від сітки до анода, як наведено на рис. 75.

Відповідно до зроблених застережень з формули (3) (з врахуванням співвідношення (8)) отримуємо вираз для визначення питомого заряду:

$$\frac{q}{m} = \frac{2U}{r^2 B_0^2} = \frac{8U}{a^2 B_0^2}\,. \tag{9}$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати установку за схемою, наведеною на рис. 74.
2. Увімкнути лампу 6Е5С і встановити задану викладачем напругу U.
3. Увімкнути джерело живлення соленоїда і, змінюючи струм I_C від 0 до 1 A через кожні 0,1 A, зняти значення анодного струму I_A. Дані вимірювань занести до таблиці 1.

Таблиця 1

I_C, A										
I_A, A										

4. На міліметровому папері побудувати графік залежності $I_A = f(I_C)$, як наведено на рис. 5.

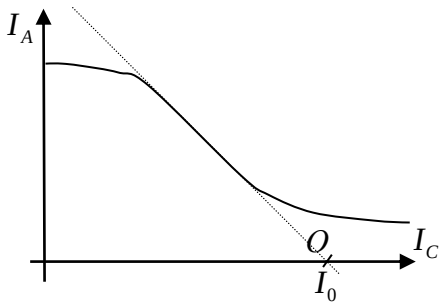


Рис. 5

5. Продовжити прямолінійну ділянку графіка до перетину з віссю струму I_C (т. O). Отримане значення струму I_0 соленоїда занести до таблиці 2.

6. Відповідно до формули (6) порахувати значення граничної індукції B_0 (прийняти, що μ=1), та обчислити її відносну похибку:

$$\frac{\Delta B_0}{B_0} = \left(2\frac{\Delta l}{l} + \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta I_0}{I_0} \right) B_0 .$$

7. За формулою (9) обчислити значення питомого заряду та похибку:

$$\Delta\left(\frac{q}{m}\right) = \left(\frac{\Delta U}{U} + 2\frac{\Delta a}{a} + 2\frac{\Delta B_0}{B_0} \right) \frac{q}{m} .$$

8. Отримані дані порівняти з табличним значення питомого заряду електрона q/m=1,76·10^{11} $Кл/кг$. За формулою (3) обчислити циклотронну частоту ω для електрона в полі з індукцією B_0.

Таблиця 2

№	U, $В$	N	l, $м$	D, $м$	I_0, $А$	B_0, $Тл$	$\frac{\Delta B_0}{B_0}$	$\frac{q}{m}$, $Кл/кг$	$\Delta\left(\frac{q}{m}\right)$, $Кл/кг$	ω, $с^{-1}$
1										
2										
3										

9. Вимірювання провести для декількох значень анодної напруги U.

10. Результати розрахунків подати у вигляді: $\frac{q}{m} = \left\langle \frac{q}{m} \right\rangle \pm \Delta\left(\frac{q}{m}\right)$.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Означення сили Лоренца.
2. Як визначають напрям сили Лоренца?
3. Формула для визначення відцентрової сили, що діє на рухомий заряд.
4. Яку частоту називають циклотронною?
5. Формула для визначення циклотронної частоти.
6. Який пристрій називають соленоїдом?
7. Чому дорівнює індукція магнітного поля в середині соленоїда?
8. Принцип роботи лабораторної установки.
9. Яку конструкцію має електронна лампа?
10. Робоча формула для обчислення питомого заряду електрона.

17. ВИЗНАЧЕННЯ МАГНІТНОЇ ПРОНИКНОСТІ РЕЧОВИНИ ЗА ДОПОМОГОЮ ІНДУКТОРА

МЕТА РОБОТИ: засвоїти основний закон електромагнітної індукції та методику роботи з магнітним індуктором.

ОБЛАДНАННЯ: 1) тороїд зі збуджуючою котушкою та індуктором; 2) балістичний гальванометр; 3) двополюсний перемикач; 4) амперметр; 5) джерело постійної напруги; 6) реостат.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Магнітна проникність

Магнетизм речовини в основному обумовлений орбітальним та спіновим магнітними моментами електронів у атомах. Діамагнетизм спостерігається в речовин, атоми яких при відсутності зовнішнього магнітного поля не мають магнітних моментів (скомпенсовані орбітальні та спінові моменти електронів). Парамагнетизм спостерігається в тих речовин, атоми яких при відсутності зовнішнього магнітного поля мають нескомпенсовані магнітні моменти. Тепловий рух атомів перешкоджає їм зайняти однаковий напрямок. Для деяких речовин сили орієнтації магнітних моментів атомів переважають теплову взаємодію. Тому речовина і без зовнішнього магнітного поля може бути намагніченою. Такі речовини називають феромагнетиками.

Індукція B магнітного поля в речовині пов'язана з напруженістю H магнітного поля співвідношенням:

$$\vec{B} = \mu\mu_0\vec{H}\,, \tag{1}$$

де μ – магнітна проникність речовини; $\mu_0 = 4\pi 10^{-7}\ Гн/м$ – магнітна стала.

Під дією зовнішнього магнітного поля магнітні моменти атомів частково орієнтуються, змінюючи і зовнішнє поле. За силою впливу на магнітне поле, речовини поділяють на слабомагнітні та сильномагнітні. До слабомагнітних речовин належать такі, в яких μ близьке до 1. Речовини, для яких $\mu < 1$, називають діамагнетиками, а ті, для яких $\mu > 1$ – парамагнетиками. До сильномагнітних речовин відносять такі, для яких $\mu \gg 1$ (μ=500 – 500000). Ними є феро- та феримагнетики.

Магнітне поле тороїда

Тороїдом називають котушку, намотану на тор. Напруженість магнітного поля всередині тороїда найпростіше розрахувати за допомогою другого рівняння Д.К. Ма́ксвелла – циркуляція вектора $\vec{H}$ по довільному замкнутому контуру L дорівнює повному струму, що пронизує довільну поверхню, яка стягується цим контуром (теорема про циркуляцію вектора $\vec{H}$):

$$\oint_L \left(\vec{H}, d\vec{l}\right) = \sum_{i=1}^{N} I_i\,. \tag{2}$$

На рис. 1 наведено переріз тороїда, що містить N витків. Вибравши за контур L коло радіуса r, де $r_1 < r < r_2$, відповідно до (2) запишемо:

$$\int_0^{2\pi r} \left(\vec{H}, d\vec{l}\right) = NI_1, \tag{3}$$

де I_1 – струм, що протікає по витках котушки. Внаслідок симетрії, напрям вектора $\vec{H}$ в кожній точці контура дотичний до кола, тому:

$$\int_0^{2\pi r} \left(\vec{H}, d\vec{l}\right) = H \cdot 2\pi r. \tag{4}$$

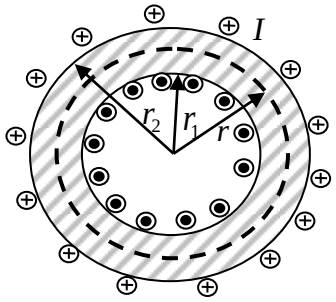


Рис. 1

Порівнюючи (3) та (4), отримуємо формулу для обчислення напруженості поля всередині тороїда:

$$H = \frac{N}{2\pi r} I_1. \tag{5}$$

У випадку, коли $r_1 \approx r_2 \approx D/2$, де D – діаметр тора, формула (4) спрощується:

$$H = \frac{N}{\pi D} I_1. \tag{6}$$

Явище електромагнітної індукції

Індуктором називають котушку провідника, яка перебуває у змінному магнітному полі. Якщо площину котушки пронизує магнітний потік

$$\Phi = BS\cos\alpha, \tag{7}$$

де B – індукція магнітного поля; α – кут між нормаллю до площини котушки та напрямом вектора індукції $\vec{B}$; S – площа котушки, то з N однаковими її витками, буде зв'язане потокозчеплення:

$$\Psi = N\Phi. \tag{8}$$

Відповідно до закону М. Фарадея, електрорушійна сила індукції $\mathcal{E}_i$ в складному контурі чисельно дорівнює і протилежна за знаком швидкості зміни потокозчеплення Ψ у ньому:

$$\mathcal{E}_i = -\frac{d\Psi}{dt}. \tag{9}$$

Якщо індуктор під'єднати в електричне коло із загальним опором R, у ньому потече струм I_2. Напрям струму можна визначити за допомогою правила Е.Х. Ленца: індукований струм має такий напрям, що своїм магнітним полем протидіє тій зміні зовнішнього поля, яке його спричинило. Відповідно до закону Ома, заряд dq, що перетече за час dt, дорівнюватиме:

$$dq = I_2 dt = \frac{\mathcal{E}_i}{R} dt = -\frac{d\Psi}{R}. \tag{10}$$

З рівняння (10) видно, що величина заряду dq не залежить від швидкості зміни поля, а залежить лише від опору R кола та зміни $d\Psi$ величини потокозчеплення.

Опис установки

Електрична схема установки для вимірювання магнітної проникності речовини наведена на рис. 2.

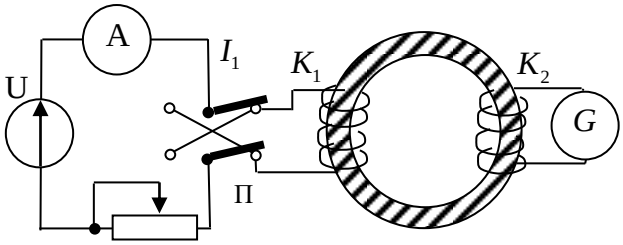


Рис. 2

Установка містить тороїд із двома котушками K_1 та K_2, балістичний гальванометр G та коло живлення котушки K_1. Величина заряду q, який пройшов через балістичний гальванометр, пропорційна балістичному відхиленню – першому максимальному відхиленню n покажчика (у поділках шкали):

$$q = Cn, \tag{11}$$

де C – балістична стала. Задаючи реостатом струм I_1 у котушці K_1, створюватимемо через котушку K_2 магнітний потік Φ.

Змінюючи перемикачем П напрям струму в котушці K_1, відповідно до (6) та (8) отримаємо формулу для обчислення зміни потокозчеплення в котушці K_2:

$$\Delta\Psi = 2N_2\Phi = 0{,}5\mu\mu_0 N_1 N_2 D I_1. \tag{12}$$

За формулою (10) заряд q, що перетік через балістичний гальванометр, дорівнюватиме:

$$q = \frac{\mu\mu_0 N_1 N_2 D I_1}{2\left(R_k + R_g\right)}, \tag{13}$$

де R_k – опір котушки K_2; R_g – опір балістичного гальванометра. З (13) та (11) отримуємо робочу формулу для визначення магнітної проникності:

$$\mu = \frac{2\left(R_k + R_g\right)q}{\mu_0 N_1 N_2 D I_1} = \frac{2C\left(R_k + R_g\right)}{\mu_0 N_1 N_2 D I_1} n, \tag{14}$$

де n – балістичне відхилення.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Виміряти та записати до таблиці 1 діаметр D тороїда, кількість витків N_1 та N_2 його котушок, опори R_k та R_g.
2. Зібрати електричне коло за схемою, наведеною на рис. 91.
3. Реостатом встановити заданий викладачем струм I_1.
4. Перемикачем П перемкнути напрям струму I_1 та за балістичним відкидом гальванометра зняти покази n. Дані записати до таблиці 1.
5. Відповідно до формули (14) обчислити магнітну проникність μ осердя тороїда.
6. Дослід повторити тричі для різних значень струму I_1.

Таблиця 1

№	D, *м*	N_1	N_2	R_k, *Ом*	R_g, *Ом*	I_1, *А*	n	μ	$\Delta\mu$
1									
2									
3									

7. Обчислити середнє значення $\langle\mu\rangle$ та абсолютну похибку за формулою:

$$\Delta\mu = \left(\frac{\Delta R_k + \Delta R_g}{R_k + R_g} + \frac{\Delta D}{D} + \frac{\Delta I_1}{I_1} + \frac{\Delta n}{n} \right) \langle\mu\rangle . \qquad (15)$$

8. Результат подати у вигляді довірчого інтервалу:

$$\mu = \langle\mu\rangle \pm \Delta\mu . \qquad (16)$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Означення магнетизму речовини.
2. Які речовини називають діа-, пара- та феромагнетиками?
3. Зв’язок між індукцією та напруженістю магнітного поля.
4. Теорема про циркуляцію вектора напруженості магнітного поля.
5. Формула для обчислення напруженості магнітного поля всередині тороїда.
6. Принцип роботи індуктора.
7. Означення магнітного потоку та потокозчеплення.
8. Закон електромагнітної індукції Фарадея.
9. В чому полягає правило Ленца?
10. Які гальванометри використовують у режимі балістичного?

18. ВИЗНАЧЕННЯ ДЕКРЕМЕНТА ЗГАСАННЯ КОЛИВНОЇ СИСТЕМИ

МЕТА РОБОТИ: навчитись визначати параметри коливної системи.
ОБЛАДНАННЯ: 1) маятник; 2) секундомір.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Незгасаючі коливання

Коливанням називається всякий рух або зміна стану тіла, що характеризується тим чи іншим ступенем повторюваності в часі значень фізичних величин, що визначають цей рух або стан тіла. Коливання називають вільними, якщо вони здійснюються за рахунок енергії, яка була надана, за відсутності в подальшому зовнішніх впливів на коливну систему. Незважаючи на різну природу коливань, останні можуть бути періодичними, тобто повторюватись через однакові проміжки часу, чи неперіодичними. Форма коливань також може бути різною. Для вивчення та математичного опису найпростішими є гармонічні коливання.

Гармонічні коливання – це такі періодичні зміни фізичної величини x, при яких її миттєві значення змінюються в часі за гармонічним законом косинуса (синуса):

$$x = A\cos(\omega t + \varphi_0). \tag{1}$$

Аргумент $\omega t + \varphi_0$ функції cos називають фазою коливань. Максимальне відхилення A від положення рівноваги називають амплітудою, коефіцієнт ω біля часу t – циклічною частотою, а φ_0 – початковою фазою коливань.

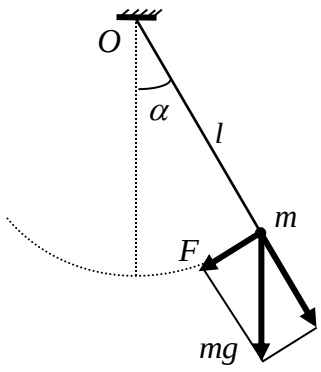


Рис.1

Найменший проміжок часу T, після проходження якого повторюються значення всіх фізичних величин, що характеризують коливання, називається періодом коливання.

Частотою коливань ν називається кількість повних коливань, що здійснюються за одиницю часу. Частота коливань – величина, яка обернена до періоду коливань:

$$\nu = \frac{1}{T}.$$

Фізична система, яка моделює гармонічний коливний процес, називається гармонічним осцилятором. Осциляторами є фізичний та математичний маятники, балансир, коливальний контур та інше.

Математичним маятником називають точкове тіло, підвішене на невагомій нерозтяжній нитці, яке може коливатись у вертикальній площині під дією сили тяжіння (рис. 1). Зважаючи, що довжина S дуги кола дорівнює добутку радіуса l на кут α, на який спирається дуга, відповідно до II закону Ньютона рівняння руху тіла масою m запишемо:

$$ml\frac{d^2\alpha}{dt^2} = F = -mg\sin\alpha. \tag{2}$$

Увівши позначення:

$$\frac{g}{l} = \omega_0^2, \tag{3}$$

рівняння (2) набуде вигляду:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \sin\alpha = 0. \tag{4}$$

Рівняння (4) нелінійне, тому для його розв'язку необхідно застосовувати спеціальні методи. Однак, при невеликих відхиленнях α, коли виконується умова:

$$\sin\alpha \approx \alpha, \tag{5}$$

рівняння математичного маятника зводиться до диференціального рівняння гармонічного осцилятора:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2 \alpha = 0. \tag{6}$$

Розв'язком (6) є функція вигляду (1). Період T_0 малих коливань математичного маятника пов'язаний із циклічною частотою ω_0 співвідношенням:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0}, \tag{7}$$

також його визначають за формулою:

$$T_0 = 2\pi\sqrt{\frac{l}{g}}. \tag{8}$$

Якщо амплітуда коливань велика, період коливань T відрізнятиметься від T_0. Уже при $\alpha = 30^o$ похибка визначення періоду T коливань математичного маятника за формулою (8) відрізняється від істинного значення на 2%. Збільшення амплітуди призводить до зростання похибки.

Фізичним маятником називають довільне тверде тіло, яке може коливатись у полі тяжіння навколо горизонтальної осі, що не проходить через центр маси цього тіла.

Крутильний маятник (балансир) – тіло, яке може коливатись навколо осі вільного обертання під дією пружини. Фізичний маятник та балансир – основні регулятори ходу в механічних годинниках.

Згасаючі коливання

Усі реальні коливальні системи є дисипативними. Енергія механічних коливань такої системи поступово витрачається на роботу проти сил опору, тому вільні коливання завжди згасаючі – їх амплітуда поступово зменшується.

Коливання в реальних системах завжди пов'язані з впливом сил тертя. У залишеній самій на себе системі коливання згасатимуть, тобто їх амплітуда з часом зменшуватиметься. Диференціальне рівняння згасаючих коливань має вигляд:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + 2\beta\frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0, \tag{9}$$

де β – коефіцієнт згасання. Розв'язком диференціального рівняння (9) є функція:

$$x = A_0 e^{-\beta t}\cos(\omega t + \varphi_0). \tag{10}$$

Циклічна частота ω вільних коливань залежить від циклічної частоти ω_0 власних коливань та коефіцієнта згасання:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}\,. \tag{11}$$

Якщо коефіцієнт згасання більший від циклічної частоти власних коливань, вільні коливання в такій системі не виникатимуть. Випадок, коли $\omega_0 = \beta$ називають критичним. За такої умови збурена система найшвидше підходить до стану рівноваги і заспокоюється.

Декрементом згасання D називають відношення двох послідовних (які відрізняються на період T) амплітуд згасаючого коливання:

$$D = \frac{A(t)}{A(t+T)} = \frac{e^{-\beta t}}{e^{-\beta(t+T)}} = e^{\beta T}\,. \tag{12}$$

Логарифм відношення (12) називають логарифмічним декрементом згасання:

$$\lambda = \beta T\,. \tag{13}$$

Добротністю коливальної системи називається величина Q, яка дорівнює добутку 2π на відношення енергії $E(t)$ коливальної системи в довільний момент часу t до зменшення цієї енергії за проміжок часу від t до $t+T$:

$$Q = 2\pi \frac{E(t)}{E(t) - E(t+T)}\,. \tag{14}$$

Добротність коливальної системи обернена до логарифмічного декремента згасання:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \frac{\pi}{\beta T}\,. \tag{15}$$

З рівняння (10) видно, що амплітуда A згасаючих коливань зменшується з часом за експонентою:

$$A = A_0 e^{-\beta t}\,. \tag{16}$$

В конкретний час t_2 амплітуда буде A_2, а відношення початкової амплітуди A_0 до A_2 є експоненційною функцією від часу t_2:

$$\frac{A_0}{A_2} = e^{\beta t_2}\,. \tag{17}$$

Логарифмуючи (17), отримуємо робочу формулу для обчислення коефіцієнта згасання:

$$\beta = \frac{1}{t_2} \ln \frac{A_0}{A_2}\,. \tag{18}$$

Відносна похибка обчислення β дорівнюватиме:

$$\frac{\Delta\beta}{\beta} = \frac{A_0 \Delta A_0 + A_2 \Delta A_2}{A_0 A_2 (\ln A_0 - \ln A_2)} + \frac{\Delta t_2}{t_2}\,. \tag{19}$$

З аналізу (19) випливає, що при зміні A_2 / A_0 від 0,1 до 0,5, $\Delta\beta / \beta$ може бути меншим 10% лише за умови, коли $A_0 > 60$. Цей висновок необхідно враховувати при виборі A_0.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Визначити час t_1, за який відбувається $N_1 = 20$ повних коливань маятника. Обчислити період T коливань $T = t_1 / N_1$ та циклічну частоту коливань $\omega = 2\pi / T$.

2. Відхилити маятник від стану рівноваги на A_0 поділок. Відпустити його, увімкнути секундомір та визначити час t_2, за який амплітуда коливань зменшиться до $A_2 = 0{,}5 \cdot A_0$. За отриманими даними використовуючи формулу (18) розрахувати коефіцієнт згасання.

3. Обчислити логарифмічний декремент згасання за формулою (13), а за формулою (15) – добротність Q коливної системи.

4. Дослід повторити тричі при різних A_0 та A_2. Дані вимірювань та обчислень занести до таблиці 1.

Таблиця 1

№	N_1	t_1, c	T, c	ω, c^{-1}	A_0	A_2	t_2, c	β, c^{-1}	λ	Q
1										
2										
3										

5. Результати вимірювання подати у вигляді довірчих інтервалів:

$$\beta = <\beta> \pm \Delta\beta; \qquad Q = <Q> \pm \Delta Q.$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Який вид руху називають коливанням?
2. Які коливання називають гармонічними?
3. Рівняння гармонічних коливань.
4. Означення понять „математичний маятник”, „фізичний маятник”, „балансир”.
5. Диференціальне рівняння гармонічних коливань.
6. Чому дорівнює період малих коливань математичного маятника?
7. Диференціальне рівняння згасаючих коливань та його розв’язок.
8. Як визначається амплітуда згасаючих коливань?
9. Означення понять “декремент згасання” та “добротність”.
10. Робоча формула для обчислення коефіцієнта згасання.

19. ВИЗНАЧЕННЯ ШВИДКОСТІ ПОШИРЕННЯ ЗВУКУ МЕТОДОМ СТОЯЧИХ ХВИЛЬ

МЕТА РОБОТИ: засвоїти основні характеристики хвильових процесів та визначити швидкість звуку в повітрі.

ОБЛАДНАННЯ: 1) генератор коливань заданої частоти; 2) резонатор; 3) індикатор коливань.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Поширення пружних хвиль

Процес поширення коливань у просторі називають хвилею. При поширенні хвилі частинки середовища не рухаються разом з хвилею, а коливаються біля своїх положень рівноваги. Основна властивість всіх хвиль є перенесення енергії без перенесення речовини.

Залежно від напряму коливань частинок середовища відносно напряму поширення хвилі, останні поділяють на поздовжні та поперечні.

У поперечних хвилях частинки середовища коливаються в площинах, які перпендикулярні до напрямку поширення хвилі. Поперечні хвилі можуть поширюватись в середовищі, в якому виникають пружні сили при деформації зсуву, тобто лише у твердих тілах.

У поздовжніх хвилях частинки коливаються в напрямку поширення хвилі. Ці хвилі можуть поширюватись в середовищах, в яких виникають пружні сили при деформації стиску і розтягу, тобто у твердих, рідких і газоподібних тілах.

Поверхню, яка відділяє область, де частинки вже коливаються, від області, де коливання ще не виникли, називають фронтом хвилі. Геометричні місця точок, які коливаються в однаковій фазі, називають хвильовими поверхнями. Залежно від форми хвильової поверхні хвилі називають плоскими чи сферичними.

Швидкість υ поширення однакової фази коливань називають фазовою швидкістю, а швидкість переносу хвилею енергії – груповою швидкістю. Відстань λ, на яку переміщається хвиля за час, що дорівнює періоду T коливань, називають довжиною хвилі.

Коливання, що збуджують хвилю, можуть бути періодичними чи неперіодичними, гармонічними чи негармонічними. Найпоширенішими є гармонічні коливання, які збуджують відповідні хвилі. Пружна хвиля називається гармонічною, якщо відповідні їй коливання частинок середовища є гармонічними.

Рівняння такої хвилі, що поширюється вздовж осі x, має вигляд:

$$\xi = A\cos(\omega t - kx), \qquad (1)$$

де ξ – зміщення конкретної точки x середовища в конкретний момент часу t; A – амплітуда коливань; ω – циклічна частота коливань; k – хвильове число. Нижче наведено зв'язки між частотою ν та циклічною частотою ω, а також між довжиною хвилі λ та її хвильовим числом k:

$$\omega = 2\pi\nu; \quad k = 2\pi/\lambda. \qquad (2)$$

Фазова швидкість поширення хвилі пов'язана з ω та k:

$$\upsilon = \omega/k, \qquad (3)$$

яка залежить від властивостей середовища. Для поздовжніх хвиль:

$$\upsilon = \sqrt{E/\rho}, \tag{4}$$

де E – модуль пружності (модуль Юнга); ρ – густина речовини.

У газах можуть поширюватись лише поздовжні хвилі, які є чергуванням розріджень та стисків різних областей газу. Якщо коливання тиску незначні порівняно з його середнім значенням (слабкі збурення), процес поширення хвилі можна вважати адіабатним. У такому випадку модуль Юнга пропорційний до тиску p газу:

$$E = \gamma p, \tag{5}$$

де γ – показник адіабати.

Акустика

Акустикою називають вчення про звук. Звуком називають будь–які пружні хвилі. Людина з нормальним слухом здатна сприймати звуки в інтервалі частот (16 – 20000) *Гц*. Звук з частотою $\nu < 16\ Гц$ називають інфразвуком, а вище 20000 *Гц* – ультразвуком. При частотах коливань $\nu > 10^9\ Гц$ говорять про гіперзвук. Ці коливання нічим не відрізняються від коливань атомів, що викликають броунівський рух. На частотах $\nu > 10^{12}\ Гц$ довжина хвилі співмірна з міжмолекулярними відстанями, тому говорити про поширення звуку не можна.

Звук переносить енергію коливань. Середнє за період T коливань значення густини w енергії пропорційне до квадратів амплітуди та частоти:

$$w = 0{,}5\rho A^2\omega^2. \tag{6}$$

Середню енергію, що переноситься хвилею за одиницю часу через одиницю площі поверхні, перпендикулярної до напряму поширення хвилі, називають силою звуку:

$$I = w\upsilon. \tag{7}$$

Людське вухо здатне сприймати звуки з інтенсивністю I від $I_0 = 10^{-12}\ Вт/м^2$ (стандартна межа чутності) до $I_{max} = 10\ Вт/м^2$.

Суб'єктивно розрізняють не силу звуку I, а його гучність L:

$$L = \lg\frac{I}{I_0}. \tag{8}$$

Одиницею гучності є бел (*Б*). На практиці зручніше користуватись у 10 разів меншими одиницями – децибелами (*дБ*). Наприклад, негучна розмова на відстані 1 *м* ведеться з гучністю біля 40 *дБ*, двигуни реактивного літака на відстані 10 *м* ревуть із гучністю біля 120 *дБ*.

Інтерференція. Стоячі хвилі

Інтерференція хвиль (від лат. inter – взаємно + ferens – той, що несе) – явище, яке спостерігається при одночасному поширенні в просторі декількох хвиль. Інтерференція полягає в стаціонарному (чи повільно змінному) просторовому перерозподілі амплітуди та фази результуючої хвилі. Вона спостерігається лише у випадку, коли хвилі, які накладаються, є когерентними.

Когерентністю (від лат. cohaerens – взаємопов'язаний) називають узгоджений перебіг у часі декількох коливних чи хвильових процесів. Когерентними є хвилі, які

мають однакову частоту та однаковий напрям коливань. Лише в такому випадку різниця фаз між ними не змінюється в часі.

Нехай у просторі поширюються дві зустрічні когерентні хвилі з однаковими амплітудами:

$$\xi_1 = A\cos(\omega t - kx); \tag{9}$$

$$\xi_2 = A\cos(\omega t + kx). \tag{10}$$

Накладання цих хвиль дає наступний результат:

$$\xi = \xi_1 + \xi_2 = 2A\cos kx\cos\omega t. \tag{11}$$

Такий процес називають стоячою хвилею. Дійсно, якщо перша хвиля переносить енергію в напрямі осі, то друга – в зворотному напрямі. І взагалі, вираз (11) є рівнянням коливань, а не хвилі.

Точки простору (рис. 1), в яких речовина коливається з максимальною амплітудою, називають пучностями стоячої хвилі.

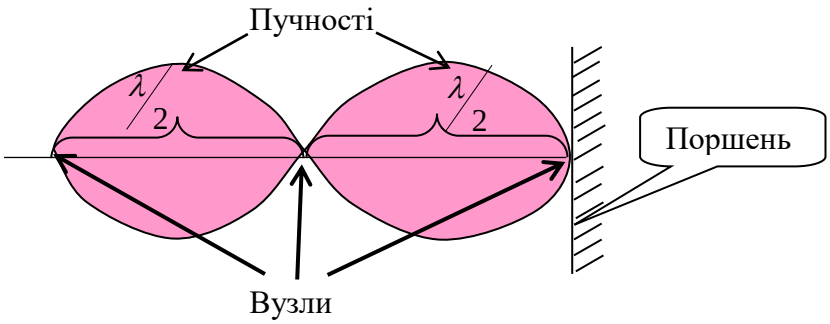


Рис. 1

Точки простору, в яких коливання в середовищі не збуджуються, називаються вузлами. З (11) видно, що координати x_b вузлів визначаються з рівняння:

$$\cos kx_b = 0. \tag{12}$$

Це значить, що:

$$x_b = \pm\left(n + \frac{1}{2}\right)\frac{\lambda}{2}, \tag{13}$$

де $n = 0,1,2,\ldots$.

На практиці стоячі хвилі утворюються при накладанні падаючої та відбитої хвиль у резонаторах. У музичних інструментах резонатори виготовляють у вигляді труб (орган, тромбон та інші духові), пластин (фортепіано, акордеон і т. д.), коробок (скрипка, гітара, цимбали, камертон і т. п.).

У цій роботі за резонатор править труба, закрита рухомим поршнем (рис. 2).

При резонансі на відбиваючій поверхні поршня буде вузол стоячої хвилі. Необхідно, щоб відбиваюча поверхня резонатора була перпендикулярною до напряму поширення хвилі, а коефіцієнт відбивання – близький до одиниці.

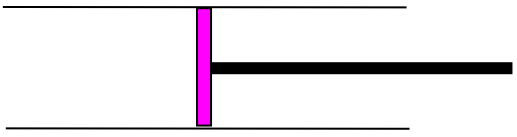


Рис. 2

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути лабораторне устаткування і встановити задану викладачем частоту коливань звукового генератора (800 – 1200 $Гц$).
2. Переміщуючи поршень резонатора, визначити такі його положення l_n, при яких спостерігаються максимальні покази індикатора.
3. Пункт 2 повторити тричі при різних частотах ν коливань генератора.
4. Обчислити відстані d_n між послідовними позиціями поршня:

$$d_n = l_{n+1} - l_n . \qquad (14)$$

5. Швидкість υ звуку обчислити за формулою:

$$\upsilon_n = 2\nu d_n . \qquad (15)$$

6. Дані вимірювань l_n, обчислень d_n та υ_n занести до таблиці 1.

Таблиця 1

№	$\nu_1, Гц$			$\nu_2, Гц$			$\nu_3, Гц$		
	l, *м*	d, *м*	υ, *м/с*	l, *м*	d, *м*	υ, *м/с*	l, *м*	d, *м*	υ, *м/с*
1		–	–		–	–		–	–
2									
3									
ср.	–			–			–		

7. Обчислити середні значення $\langle\upsilon\rangle$ швидкості звуку для трьох різних частот і результат вимірювань записати у вигляді довірчого інтервалу:

$$\upsilon = \langle\upsilon\rangle \pm \Delta\upsilon .$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що таке хвиля.
2. Які хвилі називають поздовжніми, а які поперечними?
3. Означення понять “фазова швидкість” та “групова швидкість”.
4. Що таке довжина хвилі?
5. Рівняння хвильового процесу.
6. Що таке звук? Від чого залежить швидкість звуку?
7. Означення понять “сила звуку” та ”гучність”.
8. Умови когерентності звукових хвиль.
9. Означення інтерференції хвиль.
10. Що називають “стоячою хвилею”?

20. ПЕРЕВІРКА ЗАКОНУ ОМА ДЛЯ КІЛ ЗМІННОГО СТРУМУ

МЕТА РОБОТИ: ознайомитись із реактивними та активними наванта-женнями в колах змінного струму.

ОБЛАДНАННЯ: 1) джерело змінної напруги; 2) вольтметр; 3) ампер-метр; 4) магазин опорів; 5) котушка індуктивності; 6) батарея конденсаторів.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Активний та реактивний опори

Змінним називають струм, що змінюється як за величиною, так і за напрямом. Якщо змінюється лише його величина, такий струм називають пульсуючим. Форма зміни струму в часі може бути довільною, однак найбільш поширеними є гармонічні змінні струми.

Розглянемо спосіб визначення напруги на окремих елементах електричного кола при протіканні через них синусоїдного струму:

$$I_M = I_A \sin \omega t . \tag{1}$$

де I_M – миттєве значення струму; I_A – амплітудне значення струму; $\omega = 2\pi/T$ – циклічна частота коливань; T – період коливань. Циклічна частота струму в промисловій мережі становить 314 *рад/с* (50 *Гц*).

Активний опір

Резистором називають елемент електричного кола, який перетворює енергію електричного струму в тепло. Миттєве значення напруги U_{MR} на резисторі визначається законом Ома незалежно від того, постійний чи змінний струм протікає через резистор:

$$U_{MR} = RI_M = RI_A \sin \omega t . \tag{2}$$

В електротехніці коефіцієнт $Z_R = R$ називають активним опором.

Потужність P_{MR}, що виділяється на резисторі в кожен момент часу, дорівнює добутку миттєвих значень струму та напруги:

$$P_{MR} = I_M U_M = I_A U_A \sin^2 \omega t . \tag{3}$$

Середня потужність P_R, що виділяється на резисторі, буде:

$$P_R = \frac{1}{T}\int_0^T P_{MR} dt = I_A U_A \frac{1}{T}\int_0^T \sin^2 \omega t dt = \frac{1}{2} I_A U_A . \tag{4}$$

Для зручності розрахунків потужності в електротехніці крім амплітудних значень струму та напруги вводять поняття їхніх діючих значень:

$$I = \frac{I_A}{\sqrt{2}}; \qquad U = \frac{U_A}{\sqrt{2}} . \tag{5}$$

Вольтметри та амперметри змінного струму градуюють саме в діючих значеннях величин. Середня потужність, що виділяється на резисторі, дорівнює добутку діючих значень струму та напруги $P_R = IU$.

Індуктивний опір

Миттєве значення напруги на індуктивності L пов'язане зі змінами миттєвих значень струму в ній співвідношенням:

$$U_{ML} = L\frac{dI_M}{dt} = \omega L I_A \cos\omega t = \omega L I_A \sin(\omega t + \frac{\pi}{2}). \quad (6)$$

З рівняння (6) видно, що і діючі значення напруги пропорційні діючому значенню струму, помноженому на коефіцієнт $Z_L = \omega L$, який називають індуктивним опором на змінному струмі:

$$U_L = Z_L I. \quad (7)$$

Між коливаннями струму та напруги зберігається постійний зсув фази $\pi/2$, причому фаза напруги випереджає фазу струму.

Незважаючи на те, що миттєва потужність на індуктивності відмінна від нуля, середня за період T потужність, що виділяється на індуктивності, дорівнює нулю:

$$P_L = \frac{1}{T}\int_0^T P_M dt = \frac{I_M^2 \omega L}{T}\int_0^T \sin\omega t \cos\omega t dt = 0. \quad (8)$$

Ємнісний опір

Миттєве значення напруги на конденсаторі можна отримати з означення ємності:

$$U_C = \frac{q}{C} = \frac{1}{C}\int_0^t I_M dt = \frac{1}{\omega C} I_A \sin(\omega t - \frac{\pi}{2}), \quad (9)$$

де q – заряд на обкладках конденсатора; C – його ємність. З рівняння (9) видно, що фаза напруги на конденсаторі відстає від фази струму на $\pi/2$. Внаслідок цього середня за період T потужність, що виділяється на конденсаторі, дорівнює нулю. Коефіцієнт $Z_C = \frac{1}{(\omega C)}$ в електротехніці називають ємнісним опором. Між діючими значеннями струму та напруги на конденсаторі існує зв'язок:

$$U_C = Z_C I. \quad (10)$$

Формули (7) та (10) називають законом Ома для елементів кола на змінному струмі, а опори Z_C та Z_L – реактивними.

Активна та реактивна потужності

При послідовному з'єднанні резистора, конденсатора та котушки індуктивності, як наведено на рис 1, ємнісний, індуктивний та активний опори додаються як вектори (рис. 2).

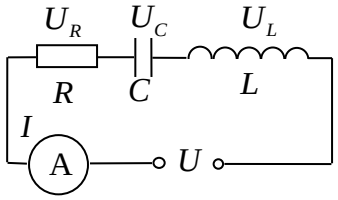


Рис. 1

Такі навантаження називають комплексними. Результуючий опір Z дорівнюватиме:

$$Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{(\omega C)}\right)^2}, \tag{11}$$

а зсув фази φ між струмом та напругою можна визначити з формули:

$$tg\varphi = \frac{1}{R}\left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right). \tag{12}$$

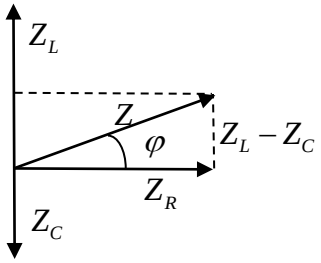


Рис. 2

Відповідно до формул (7) та (10) напруга на елементах електричного кола дорівнює добуткові струму на опір. Оскільки струм по всьому колу однаковий, діаграма для напруг буде аналогічною до векторної діаграми опорів. Зсув фази φ для обох діаграм також повинен збігатись.

Миттєва потужність, що виділяється на комплексному навантаженні залежить як від часу t, так і від зсуву фази φ:

$$P_M = I_M U_M = I_A U_A \sin\omega t \sin\left(\omega t + \varphi\right) = \frac{1}{2} I_A U_A \left[\cos\varphi + \cos\left(2\omega t + \varphi\right)\right] \tag{13}$$

Середню за період T потужність $P_A = IU\cos\varphi$ називають активною, а потужність $P_P = IU\sin\varphi$ – реактивною. На реактивних елементах енергія може лише накопичуватись та віддаватись в електричне коло, однак у середньому втрат енергії немає.

Повною потужністю називають добуток діючих значень струму та напруги $P = IU$. При передачі електроенергії на значні відстані особливу увагу приділяють зменшенню зсуву фази φ, тобто реактивної потужності. Повну та реактивну потужності вимірюють у *В·А*.

Котушка індуктивності (дросель) намотана тонким мідним дротом, який має свій власний активний опір R_L (його величина вказана на лицевій стороні котушки). При розрахунках загальний активний опір кола дорівнює сумі опору R_L котушки індуктивності та опору R_M, виставленому на магазині опорів:

$$Z_R = R_M + R_L. \tag{13}$$

У зв'язку з цим напругу на індуктивності також необхідно коректувати по відношенню до поміряної вольтметром U_L' на дроселі:

$$U_L = \sqrt{\left(U_L'\right)^2 - \left(IR_L\right)^2}. \tag{14}$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати електричне коло за схемою рис. 1.
2. До таблиці 1 занести значення опорів R_M, R_L, ємності C та індуктивності L.

3. За формулами $Z_L = \omega L$ та $Z_C = 1/\omega C$ визначити значення реактивних опорів, а за формулами (13), (11) та (12) – Z_R, Z та φ і занести їх до таблиці 1.

Таблиця 1

R_M, *Ом*	R_L, *Ом*	C, *Ф*	L, *Гн*	Z_R, *Ом*	Z_C, *Ом*	Z_L, *Ом*	Z, *Ом*	φ, *рад*

4. Увімкнути живлення та встановити задане викладачем значення струму I у колі.
5. Почергово приєднуючи вольтметр до елементів кола, виміряти напруги U'_R, U_C, U'_L та U відповідно на магазині опорів, конденсаторі, дроселі та напругу живлення. Напруга U_R на активному опорі буде:

$$U_R = U'_R + IR_L. \qquad (15)$$

6. Дослід повторити для трьох різних значень струму. За формулою (14) обчислити напругу U_L. Дані вимірювань занести до таблиці 2.
7. За формулою $tg\varphi_U = \dfrac{U_L - U_C}{U_R}$ визначити зсув фази φ_U.
8. Побудувати векторні діаграми для напруг та опорів. Порівняти кути φ та φ_U на цих діаграмах.

Таблиця 2

№	I, *A*	U, *B*	U'_R, *B*	U_R, *B*	U_C, *B*	U'_L, *B*	U_L, *B*	φ_U, *рад*
1								
2								
3								

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Який струм називають змінним?
2. Як пов’язані між собою циклічна частота та період коливань?
3. Який прилад називають резистором?
4. Що таке активний опір?
5. Як визначаються діючі значення струму та напруги?
6. Як обчислити ємнісний та індуктивний опори?
7. Формули для визначення повного опору та зсув фази між струмом та напругою?
8. Векторна діаграму кола з ємнісним, індуктивним та активним опорами.
9. Як обчислити активну та реактивну потужності?
10. Рівняння для визначення повної потужності.

21. ВИЗНАЧЕННЯ ПОКАЗНИКА ЗАЛОМЛЕННЯ СКЛА ЗА ДОПОМОГОЮ МІКРОСКОПА

МЕТА РОБОТИ: визначити показник заломлення скла.

ОБЛАДНАННЯ: 1) вимірювальний мікроскоп з мікрометричним гвин-том; 2) мікрометр; 3) скляні пластинки з штрихами на обох поверхнях; 4) освітлювач.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

За хвильовою теорією світло являє собою електромагнітні хвилі. Плоска електромагнітна хвиля, яка поширюється вздовж осі OX, описується рівняннями:

$$\vec{E} = \vec{E}_m cos(\omega t - \kappa x), \tag{1}$$

$$\vec{H} = \vec{H}_m cos(\omega t - \kappa x), \tag{2}$$

де $\vec{E}$ і $\vec{H}$ – вектори наружності електричного і магнітного полів; ω – циклічна частота; $k = \frac{2\pi}{\lambda}$ – хвильове число.

Досвід показує, що фізіологічна, фотохімічна та фотоелектрична дія світла викликається, в основному, коливаннями вектора $\vec{E}$, який називають світловим вектором. Фазова швидкість поширення електромагнітних хвиль:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon\varepsilon_0\mu\mu_0}}, \tag{3}$$

де ε_0 і μ_0 – електрична і магнітна сталі; ε і μ – діелектрична і магнітна проникності середовища.

Швидкість поширення світла у вакуумі:

$$c = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon_0\mu_0}} = \frac{1}{\sqrt{4\pi \cdot 10^{-7} \cdot 8{,}85 \cdot 10^{-12}}} \approx 3 \cdot 10^8 \; м/сек. \tag{4}$$

В середовищі фазова швидкість світла менша, ніж у вакуумі:

$$v = \frac{c}{\sqrt{\varepsilon\mu}} = \frac{c}{n}, \tag{5}$$

де $n = \sqrt{\varepsilon\mu} \approx \sqrt{\varepsilon}$ (оскільки для прозорих середовищ $\mu \approx 1$) – показник заломлення даного середовища.

При проходженні світла через плоску границю двох прозорих середовищ неоднакової оптичної густини падаючий промінь AO розділяється на відбитий промінь OB і заломлений промінь OD (рис. 1). При цьому:

$$\angle i = \angle i' \text{ – закон відбивання;} \tag{6},$$

$$\frac{sin\, i}{sin\, r} = \frac{v_1}{v_2} \text{ – закон заломлення.} \tag{7}$$

Відношення швидкості світла в середовищі 1 до швидкості в середовищі 2 є величина стала, тобто:

$$\frac{v_1}{v_2} = const = n_{21} = \frac{\sin i}{\sin r}. \qquad (8)$$

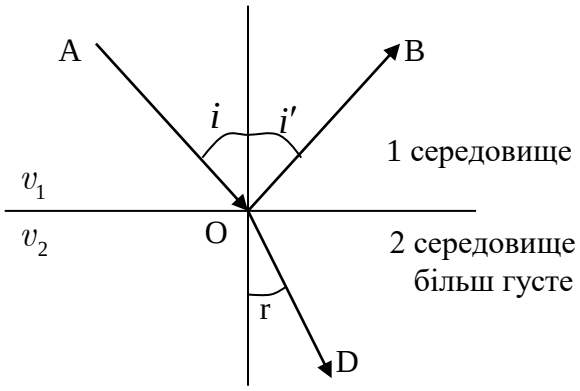


Рис. 1

Величина n_{21} називається відносним показником заломлення другого середовища відносно першого. Якщо одне з середовищ – вакуум, то показник заломлення називається абсолютним. Отже, тоді:

$$n_2 = \frac{c}{v_2} = \frac{\sin i}{\sin r}. \qquad (9)$$

Відносний показник заломлення двох середовищ n_{21} зв'язаний з абсолютними показниками n_1, n_2 наступним співвідношенням:

$$n_{21} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{cn_2}{cn_1} = \frac{n_2}{n_1}. \qquad (10)$$

Розглянемо один із методів експериментального визначення показника заломлення скла. Схема проходження променів через скляну пластинку дана на рис. 2.

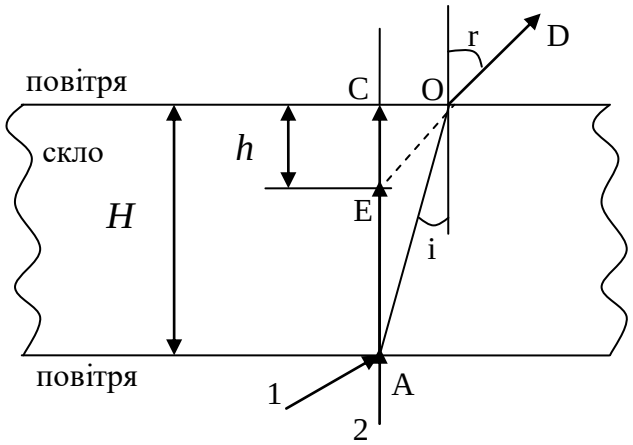


Рис. 2

В точку *A* падає два промені 1 і 2. Промінь 2 падає нормально і, не заломлюючись, виходить в точці *C*. Промінь 1 заломлюється і виходить в напрямку до точки *D*. Якщо дивитись з точки *D* в напрямку *DO*, то спостерігач буде бачити точку перетину променів *OD* і *AC* не в точці *A*, а в точці *E*, тобто товщина пластинки буде здаватись меншою *H* і рівною *CE* = *h*. Для променів, близьких до нормально падаючих, кути падіння і заломлення малі. В цьому випадку синуси можна замінити

тангенсами і за законом заломлення (7), розглядаючи обернений хід променів від D до A, можна записати:

$$n_{скло} = \frac{\sin r}{\sin i} = \frac{tgr}{tgi}. \qquad (11)$$

З рис. 2 видно, що $tgr = \frac{CO}{h}$, а $tgi = \frac{CO}{H}$.

Тоді рівняння (11) набуде вигляду:

$$n_{скло} = \frac{CO \times H}{h \times CO} = \frac{H}{h}. \qquad (12)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Виміряти мікрометром справжню товщину скляної пластинки H в тому місці, де нанесені штрихи.
2. Визначити товщину h, яку видно в мікроскоп. Для цього пластинку покласти на столик мікроскопа під об'єктив так, щоб обидва штрихи перетинали оптичну вісь мікроскопа. Рухаючи тубус, добитися чіткого зображення верхнього штриха і записати відлік мікрометричного гвинта, вважаючи його за нульовий. Далі опустити тубус мікроскопа до одержання чіткого зображення нижнього штриха. Новий відлік мікрометричного гвинта дає величину h.
3. Обчислити показник заломлення скла за формулою (12).
4. Знайти середнє значення n та абсолютну похибку вимірювання. Дані занести в таблицю 1.

Таблиця 1

№	H, *мм*	h, *мм*	n	Δn	$n=n_{сер}\pm\Delta n_{сер}$
1					
2					
3					
ср.					

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Рівняння плоскої електромагнітної хвилі.
2. Фазова швидкість поширення електромагнітних хвиль.
3. Швидкість поширення світла в вакуумі.
4. Швидкість поширення світла в середовищі.
5. Закон відбивання світла.
6. Закон заломлення світла.
7. Абсолютний показник заломлення.
8. Відносний показник заломлення.
9. Закон повного відбивання.
10. Робоча формула для визначення показника заломлення скла.

22. ВИЗНАЧЕННЯ ДОВЖИНИ СВІТЛОВОЇ ХВИЛІ ЗА ДОПОМОГОЮ ДИФРАКЦІЙНОЇ ГРАТКИ

МЕТА РОБОТИ: визначити довжини хвиль випромінювання в спектрі водню.
ОБЛАДНАННЯ: 1) воднева трубка з джерелом живлення; 2) оптична лава; 3) екран з шкалою і щілиною; 4) дифракційна гратка.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Когерентними називаються хвилі, які мають однакову довжину і постійну в часі різницю фаз. В результаті накладання такі хвилі можуть посилюватись або послаблюватись (явище інтерференції). Різниця ходу хвиль Δ – це різниця шляхів, пройдених хвилями до зустрічі. На рис. 1 $\Delta = O_1O_2$, де O_1 та O_2 – джерела когерентних хвиль 1 і 2; O_2X – область накладання хвиль; 3 – результуюча хвиля.

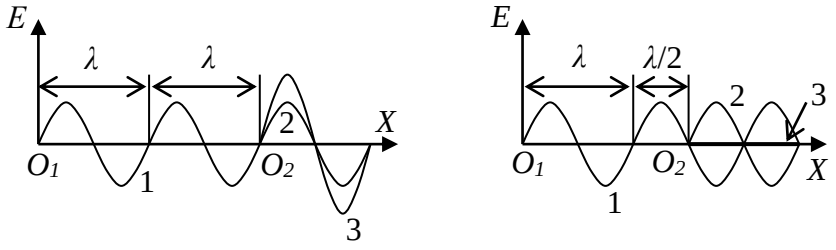


Рис. 1

З малюнка видно, що якщо $\Delta = k\lambda$, де $k = 0,1,2,\ldots$, то хвилі зустрічаються у фазі і максимально підсилюються. Якщо ж $\Delta = (k + \frac{1}{2})\lambda$, то при зустрічі хвилі мають протилежні фази і гасять одна одну.

Розглянемо інтерференцію хвиль, які проходять крізь щілину AD (рис. 2).

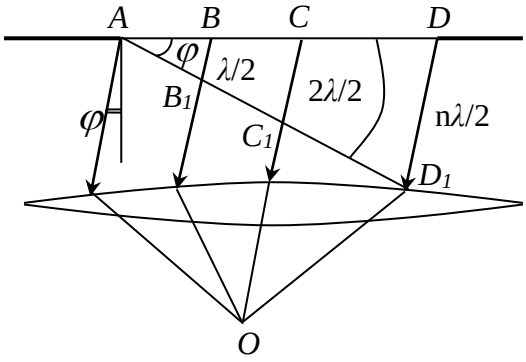


Рис. 2

Фронт хвилі – це геометричне місце точок, в яких коливання відбуваються в однакових фазах. Фронт перпендикулярний до напрямку поширення хвилі. Згідно принципу Гюйгенса-Френеля, кожна точка фронту стає джерелом вторинних хвиль, які інтерферують, підсилюючись в одних напрямках, і послаблюючись в інших. Розглянемо вторинні хвилі, які ідуть від точок фронту AD в напрямку φ. Оскільки фронт цих хвиль – $A\,D_1$, то різниця ходу хвилі, що йде з точки A і хвиль, що йдуть з точок $B, C,\ldots, D$ рівна відповідно $BB_1, CC_1,\ldots$, так, що $BB_1 = \frac{\lambda}{2}$, $CC_1 = 2\frac{\lambda}{2},\ldots$,

$DD_1 = n\frac{\lambda}{2}$, де n – кількість зон. Хвиля, що йде з точки *A*, буде погашена хвилею, що йде з точки *B*, оскільки різниця ходу хвиль $\Delta = \frac{\lambda}{2}$. Таким чином, хвилі однієї зони погасять хвилі іншої зони. Якщо у щілині вміщується парне число зон ($n = 2k,\ k = 0,1,2,...$), то точка *O*, в якій спостерігаємо інтерференцію світлових хвиль, буде неосвітленою. З рис. 122 відрізок $DD_1 = AD\sin\varphi$. Позначивши $AD = a$, одержимо: $n\frac{\lambda}{2} = a\sin\varphi$, звідки кількість зон: $n = \frac{2a\sin\varphi}{\lambda}$.

Умова послаблення хвиль, так званого мінімуму дифракції на щілині:

$$n = 2k = \frac{2a\sin\varphi}{\lambda},$$

або:

$$a\sin\varphi = k\lambda. \qquad (1)$$

Якщо ж число зон непарне ($n = 2k+1$), то хвилі однієї з зон не будуть погашені, і точка *O* буде освітленою. Умова максимуму дифракції на щілині:

$$n = 2k+1 = \frac{2a\sin\varphi}{\lambda},$$

або:

$$a\sin\varphi = (k + \frac{1}{2})\lambda.$$

Отже, в залежності від напрямку φ хвилі будуть підсилюватись або гаситись, і за щілиною одержуємо не її чітке зображення, а систему світлих і темних смуг. Це явище відхилення від прямолінійності поширення світла називається дифракцією. Слід зазначити, що дифракцію можна спостерігати при проходженні світла через вузькі щілини і малі отвори.

Якщо світло проходить через систему щілин (дифракційну гратку), то при розрахунку дифракції треба врахувати інтерференцію хвиль, які ідуть від різних щілин у напрямку φ (рис. 3).

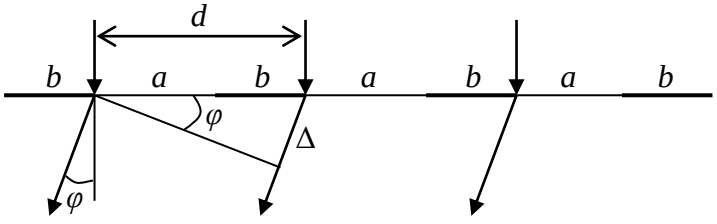


Рис. 3

Різниця ходу цих хвиль $\Delta = (a+b)\sin\varphi = d\sin\varphi$, де a – ширина щілини; b – ширина непрозорої смуги гратки; $d = a+b$ – постійна гратки.

Умова підсилення хвиль:

$$\Delta = k\lambda,$$

або:

$$d\sin\varphi = k\lambda. \qquad (2)$$

Умова мінімуму при проходженні світла через гратку:

$$d \sin\varphi = (k + 1/2)\lambda. \quad (3)$$

Таким чином, поряд з мінімумами інтенсивності, зумовленими дифракцією на одній щілині (1), з'являються мінімуми інтенсивності, зумовлені інтерференцією світла від різних щілин (3). Максимуми інтенсивності (2) стануть більш яскравими, бо в них складається світло від багатьох щілин.

Отже, хвиля довжиною λ підсилюється в напрямках, для яких:

$$\sin\varphi = \frac{k\lambda}{d}. \quad (4)$$

Значенню $k = 0$ відповідає центральний максимум ($\varphi = 0$). Значенням $k = 1$ і $k = 2$ – максимуми 1–го і 2–го порядку і т.д. Ці максимуми розташовуються симетрично відносно центрального. З (4) видно, що хвилі з різними довжинами λ підсилюються в різних напрямках φ. Таким чином, не монохроматичне світло при проходженні через гратку розкладається в спектр.

Схема установки для визначення λ зображена на рис.

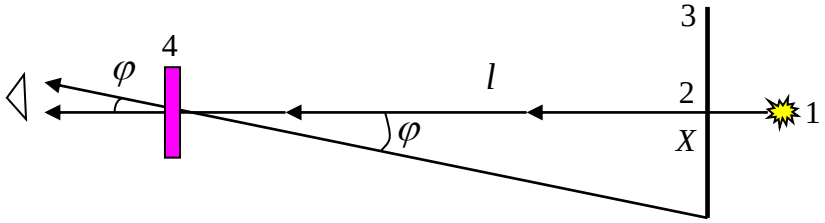


Рис. 4

Світло від джерела перпендикулярно проходить через щілину 2 і гратку 4. Спектральну лінію, яка підсилюється в напрямку φ, спостерігають на фоні шкали екрана 3.

Отже:

$$\sin\varphi = \frac{x}{\sqrt{l^2 + x^2}},$$

де x – відлік по шкалі; l – відстань між екраном і граткою.

Якщо $x \ll l$, то:

$$\sin\varphi = x/l. \quad (5)$$

Підставляючи (5) в (4), одержимо $\frac{x}{l} = \frac{k\lambda}{d}$, звідки довжина хвилі спектральної лінії:

$$\lambda = \frac{xd}{kl}. \quad (6)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Включити джерело живлення водневої трубки.
2. Добитися чіткого зображення спектрів і їх симетричного розташування відносно щілини, розташувавши джерело світла, щілину і гратку на одній прямій і встановивши гратку перпендикулярно до променів.

3. Виміряти відстані x_1 від щілини до спектральних ліній 1–го рядка ($k=1$) і відстані x_2 до ліній спектру 2–го порядку ($k=2$). Виміряти відстань l від щілини до екрану.

4. За формулою (6) обчислити довжини хвиль λ у спектрі випромінювання водню, врахувавши, що $d=1/100\,мм$. Виразити довжини хвиль в ангстремах ($1Å=10^{-7}мм$).

5. Дані вимірювань і обчислень занести в таблицю 1.

Таблиця 1

Колір лінії	l, *мм*	x_1, *мм*	x_2, *мм*	$\lambda_1=\frac{d\cdot x_1}{l}$, *мм*	$\lambda_1'=\frac{d\cdot x_1}{2\cdot l}$, *мм*	$\lambda=\frac{\lambda_1+\lambda_2}{2}$, *мм*	λ, *Å*

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Явище дифракції світла.
2. Умова максимуму інтерференції двох променів.
3. Умова мінімуму інтерференції двох променів.
4. Формула для числа зон на щілині.
5. Умова мінімуму дифракції на щілині.
6. Умова максимуму дифракції на щілині.
7. Умова максимуму на дифракційній гратці.
8. Умова мінімуму на дифракційній гратці.
9. Формула для знаходження довжини хвилі в спектрі першого порядку.
10. Формула для знаходження довжини хвилі в спектрі другого порядку.

23. ВИВЧЕННЯ ЗАКОНІВ ТЕПЛОВОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

МЕТА РОБОТИ: дослідити залежність енергетичної світності тіл від їх температури.

ОБЛАДНАННЯ: 1) муфельна піч з термопарою; 2) термобатарея; 3) мілівольтметри.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Атоми та молекули речовини прагнуть зайняти стани з мінімумом потенціальної енергії (основні стани). Якщо атому надати додаткової енергії, він перейде в збуджений стан.

Збуджений стан нестійкий. Атом перебуває в ньому протягом $10^{-8} - 10^{-3}\,c$, а потім знову переходить в основний стан. Надлишок енергії збуджений атом або віддає сусідньому атому, або випромінює у вигляді електромагнітних хвиль.

Випромінювання атомів поділяють на теплове та люмінесценцію. Теплове випромінювання відрізняється від інших лише способом переходу випромінюючих систем у збуджений стан. В явищах теплового випромінювання такий перехід відбувається внаслідок теплового руху атомів та молекул.

Електромагнітні хвилі переносять енергію. Її густиною w називають енергію випромінювання, що знаходиться в одиниці об'єму. Розмірність густини енергії – $Дж/м^3$.

Електромагнітне випромінювання поширюється в просторі з швидкістю $\vec{\upsilon}$. Добуток густини w енергії на швидкість $\vec{\upsilon}$ її перенесення в просторі, називають густиною потоку енергії:

$$\vec{j} = \omega \cdot \vec{\upsilon}. \tag{1}$$

Потоком Φ називають енергію, яку хвиля переносить через поверхню S за одиницю часу:

$$\Phi = \int_S (\vec{j}, d\vec{S}). \tag{2}$$

Розмірність потоку енергії – $Вт$.

Спектральною характеристикою випромінювання тіла є випромінювальна здатність. Випромінювальна здатність $E(\omega,T)$ – це той потік енергії випромінювання $d\Phi_{випр}(\omega)$, який випускається одиницею поверхні S тіла в інтервалі частот від ω до $\omega + d\omega$, приведений до ширини $d\omega$ цього інтервалу:

$$E(\omega,T) = \frac{d\Phi_{випр}(\omega)}{S \cdot d\omega}. \tag{3}$$

Розмірність випромінювальної здатності – $Дж/м^2$.

Електромагнітні хвилі не лише випромінюються, а й поглинаються речовиною. Спектральною характеристикою поглинання є поглинальна здатність.

Поглинальна здатність $A(\omega,T)$ – це та частина $d\Phi_{погл}(\omega)$ падаючого потоку $d\Phi(\omega)$ з частотами від ω до $\omega + d\omega$, яка поглинається тілом:

$$A(\omega,T)=\frac{d\Phi_{погл}(\omega)}{d\Phi}\ . \tag{4}$$

Поглинальна здатність – величина безрозмірна.

Тіло може поглинати світло одних частот і не поглинати світло інших частот. Такі речовини називають кольоровими. Якщо поглинальна здатність $A(\omega,T)$ для всіх частот ω однакова, тіло називають сірим.

Чим більшу частину світла поглинає сіре тіло, тим темнішим воно виглядає. Якщо тіло поглинає все падаюче на нього світло, то таке тіло називають абсолютно чорним. Для абсолютно чорного тіла:

$$A(\omega,T)=1. \tag{5}$$

Білим називають тіло, яке відбиває все падаюче на нього світло.

Термодинамічну систему характеризують рядом параметрів стану. Стан динамічної рівноваги в системі наступає тоді, коли всі макроскопічні параметри (тиск, температура і т.д.) усіх частин системи однакові.

Якщо в системі протікають оборотні процеси, то в стані динамічної рівноваги може встановитись і детальна рівновага. Детальна рівновага характеризується однаковою ймовірністю протікання в системі довільного мікропроцесу в прямому та зворотному напрямах. У такому випадку й енергія електромагнітних хвиль, що випромінюється атомами, дорівнюватиме енергії, яка ними поглинається. Останнє випромінювання називають рівноважним, тобто таким, яке перебуває в стані динамічної рівноваги з речовиною.

Рівноважне випромінювання:

- однорідне – густина його енергії однакова в усіх точках системи;
- ізотропне – всі напрями його поширення рівноймовірні;
- неполяризоване – напрями коливань світлового вектора в кожній точці простору хаотично змінюються в часі.

Чим більше енергії поглинає тіло, тим більше воно й випромінює. Абсолютно чорне тіло за однакових умов випромінює найбільше. Г.Р. Кірхгоф показав, що при рівноважних процесах відношення випромінювальної та поглинальної здатностей не залежить від роду поверхні тіла (рис. 1):

$$\frac{E(\omega,T)}{A(\omega,T)}=f(\omega,T). \tag{6}$$

Функцію $f(\omega,T)$ називають функцією Кірхгофа, або випромінювальною здатністю абсолютно чорного тіла. М.Планк встановив хід функції Кірхгофа:

$$f(\omega,T)=\frac{\hbar\omega^3}{4\pi^2c^2}\frac{1}{e^{\frac{\hbar\omega}{kT}}-1}. \tag{7}$$

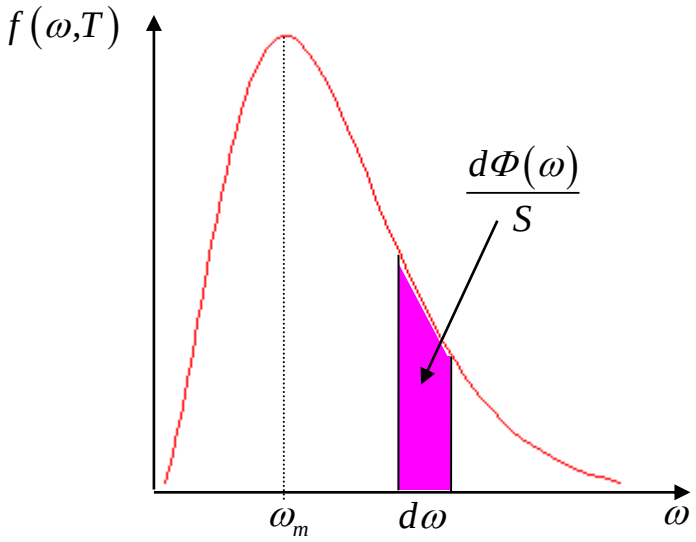


Рис. 1

Вираз (7) носить назву формули Планка. Тут $\hbar = 1{,}05 \cdot 10^{-34}\ Дж \cdot с$ – квант дії, а $c = 3 \cdot 10^{8}\ м/с$ – швидкість світла у вакуумі. Графічно хід функції (7) наведено на рис.114. Максимум її спостерігається на частоті ω_M, яка задовольняє умову:

$$\frac{\hbar\omega_M}{kT} = 2{,}82. \tag{8}$$

Залежно від температури T максимум випромінювання припадає на різні довжини хвиль. В. Він експериментально отримав залежність довжини λ_M хвилі, на яку припадає максимум випромінювання абсолютно чорного тіла:

$$\lambda_M \cdot T = b = 2{,}9 \cdot 10^{-3}\ м \cdot K. \tag{9}$$

Залежність (9) називають законом зміщення Віна.

Енергетичною світністю (інтегральною випромінювальною здатністю) *R(T)* називають потік *Ф* випромінювання з одиниці поверхні тіла (на всіх частотах ω):

$$R(T) = \int_0^{\infty} E(\omega,T)\,d\omega. \tag{10}$$

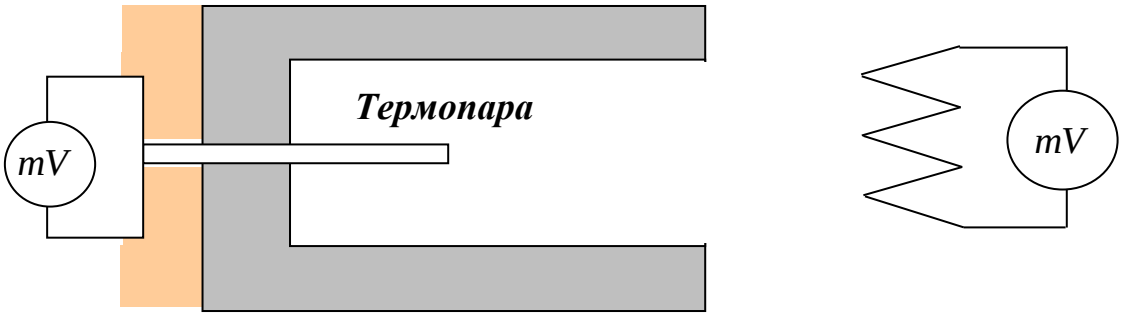
Д. Стефан експериментально, а Л. Больцман теоретично довели, що для абсолютно чорного тіла:

$$R(T) = \sigma T^4, \tag{11}$$

де $\sigma = 5{,}67 \cdot 10^{-8}\ \frac{Вт}{м^2 \cdot K^4}$ – коефіцієнт Стефана–Больцмана.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати лабораторне устаткування відповідно до схеми, наведеної на рис. 2.



Муфельна піч Термобатарея

Рис. 2

2. Закон Стефана – Больцмана стверджує: інтегральна випромінювальна здатність абсолютно чорного тіла пропорційна четвертій степені температури T його поверхні. Допускаючи, що напруга U_2 термобатареї пропорційна потоку падаючої на нього променистої енергії, перевірка закону Стефана–Больцмана зводиться до перевірки лінійності ходу напруги U_2 від T^4 Вважається, що муфельна піч випромінює так, як абсолютно чорне тіло, а термобатарея ізольована від конвективних потоків теплоти.

3. Увімкнути муфельну піч. У процесі її повільного нагрівання зняти залежність показів U_2 мілівольтметра термобатареї від показів U_1 мілівольтметра термопари.

4. Відповідно до графіка градуювання термопари перевести покази U_1 в температуру T муфельної печі. Дані вимірювань занести до таблиці 1.

Таблиця 1

№	U_1, B	U_2 B	T, K	$(T/100)^4$, K^4
1 … 10				

5. Побудувати графік залежності U_2 від $(T/100)^4$. Зробити висновки.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Означення теплового випромінювання.
2. Основні характеристики теплового випромінювання.
3. Які процеси називають рівноважними?
4. Закон Кірхгофа.
5. Функція Кірхгофа за теорією Планка.
6. Закон зміщення Віна.
7. Закон Стефана–Больцмана.
8. Які тіла називають білими, абсолютно чорними, сірими?
9. Основні властивості рівноважного випромінювання.
10. Принцип дії лабораторної установки.

24. ДОСЛІДЖЕННЯ ВОЛЬТ–АМПЕРНОЇ ХАРАКТЕРИСТИКИ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ДІОДА

МЕТА РОБОТИ: засвоїти метод зняття вольт–амперної характеристики (ВАХ) напівпровідникового діода за містковою схемою.

ОБЛАДНАННЯ: 1) напівпровідниковий діод; 2) джерело регульованої напруги; 3) вольтметр; 4) міліамперметр; 5) гальванометр; 6) реостат.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Напівпровідниками називають речовини, провідність яких за кімнатної температури має проміжне значення між провідністю металів та діелектриків. Характерною особливістю напівпровідників є зростання їхньої електропровідності з ростом температури. Провідність напівпровідників залежить не лише від температури, а й від наявності в них домішок, дефектів, від освітленості, потоку швидких частинок і т. д.

Напівпровідники використовують для побудови напівпровідникових пристроїв: діодів, транзисторів, тиристорів і т. д. Напівпровідниковими діодами називають пристрої, в яких реалізовано односторонню провідність. Властивості напівпровідників та приладів на їх основі описує зонна теорія.

Основним поняттям зонної теорії є енергетичні зони електронів. Кожна енергетична зона включає електрони з певними енергіями. Енергетичні зони мають ширину до декількох електрон–вольт (eB) і складаються з близько розміщених (з енергетичною відстанню до $10^{-5}\ eB$) енергетичних рівнів. Енергетичні рівні заповнюються електронами відповідно до принципів Паулі та мінімуму потенціальної енергії.

При абсолютному нулі температури заповненими виявляться лише найнижчі енергетичні рівні та зони, що їх містять. Остання з повністю (чи частково) заповнених енергетичних зон називається валентною. Перша з незаповнених (чи частково заповнених) – зоною провідності. Для металів поняття валентної зони та зони провідності збігаються.

Між верхом W_V валентної зони та дном W_C зони провідності міститься зона заборонених енергій із шириною $\Delta W = W_C - W_V$. За значенням ΔW речовини умовно поділяють на: а) діелектрики ($\Delta W \geq 3\ eB$); б) напівпровідники ($0{,}1\ \text{еВ} \leq \Delta W \leq 3\ eB$); в) провідники ($0 \leq \Delta W \leq 0{,}1\ eB$).

Відповідно до гіпотези Л. де Бройля, кожен електрон, окрім корпускулярних, має і хвильові властивості. Зв'язок між його імпульсом $\vec{p}$ та хвильовим вектором $\vec{\kappa}$ задається співвідношенням де Бройля:

$$\vec{p} = \hbar\vec{\kappa}, \tag{1}$$

де $\hbar = h/(2\pi)$ – стала Дірака; h – стала Планка.

Енергія W електрона залежить від його імпульсу p:

$$W = \frac{p^2}{2m} = \frac{\hbar^2\kappa^2}{2m}. \tag{2}$$

У той час, коли хвильове число κ електрона змінюється неперервно, його енергія W може зазнавати розривів. Для того, щоб і надалі використовувати залежність (2), зонна теорія пропонує підганяти значення m так, щоб співвідношення (2) виконувалось при довільному κ.

Подвійним диференціюванням (2) за отримаємо:

$$\frac{\partial^2 W}{\partial \kappa^2} = \frac{\hbar^2}{m}. \tag{3}$$

Отримане з виразу (3) значення маси m^* називають ефективною масою носія струму:

$$m^* = \hbar^2 \Big/ \frac{\partial^2 W}{\partial \kappa^2}. \tag{4}$$

Ефективна маса m^* може значно відрізнятись від маси електрона. Більше того, вона може бути як додатною, так і від'ємною. Саме тому в зонній теорії говорять не про рух електронів, а про рух квазічастинок з ефективною масою m^*. Квазічастинку з додатною ефективною масою і від'ємним електричним зарядом називають електроном провідності. Квазічастинку з додатною ефективною масою та додатним електричним зарядом називають діркою.

У хімічно чистих (власних) напівпровідниках квазічастинки електрони провідності та дірки з'являються парами і „живуть" біля $10^{-8}\,c$. Потім вони рекомбінують – зникають з утворенням нейтральних атомів напівпровідника. Ймовірність появи такої пари залежить від температури T і визначається статистичним розподілом Фе́рмі– Дірáка:

$$\rho(W) = \frac{1}{exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) + 1}, \tag{5}$$

де $\rho(W)$ – густина ймовірності появи пари квазічастинок з енергією W; W_F – енергія Фермі; k – стала Больцмана ($k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}$ *Дж / К*).

Крім власних, існують напівпровідники, в яких рівність концентрацій електронів провідності та дірок порушена. Носії струму, концентрація яких переважає, називаються основними. Різний тип провідності напівпровідників пов'язують із наявністю в них різних домішок – донорів та акцепторів електронів. Як правило, донорні домішки мають валентність на одиницю більшу, ніж валентність атомів основного напівпровідника, а акцепторні – на одиницю меншу. Напівпровідники з електронною провідністю називаються напівпровідниками n–типу, а з дірковою – p–типу.

Якщо привести в контакт напівпровідники різних типів, то внаслідок дифузії електрони провідності з напівпровідника n–типу переходитимуть у напівпровідник p–типу і навпаки, дірки з напівпровідника p–типу переходитимуть у напівпровідник n–типу. Проте вже на довжині d вільного пробігу носії різних типів рекомбінують. В кожній з областей рекомбінуватимуть основні носії з неосновними, порушуючи динамічну рівновагу зарядів в області p–n–переходу. З боку напівпровідника n–типу залишиться нескомпенсований заряд додатних йонів донорних домішок, а з боку напівпровідника p–типу – заряд від'ємних йонів акцепторних домішок. Створене

зарядами йонів електричне поле перешкоджатиме подальшій дифузії основних носіїв струму через контакт напівпровідників двох типів. На контакті виникне рівноважний потенціальний бар'єр.

Рівноважний потенціальний бар'єр виштовхує основні носії струму з зони контакту. Такий шар напівпровідника, збіднений носіями струму, називають запірним.

Якщо до p–n–переходу прикласти зовнішню напругу U, рівновага між цими потоками порушиться. Напруга, прикладена в прямому напрямі, спрямовує до контакту додаткові порції основних носіїв, які рекомбінують у запірно́му шарі. Напруга, прикладена в зворотному напрямі, "висмоктує" з зони контакту лише власні носії, створюючи зворотний струм I_0. Із деяким спрощенням ВАХ напівпровідникового діода описується виразом:

$$I = I_0\left(exp\left(\frac{eU}{kT}\right)-1\right), \tag{6}$$

де e – елементарний заряд. Відкриття явища односторонньої провідності було настільки важливим, що у 1909 р. К.Ф. Брауну, який вперше описав його, присвоїли Нобелівську премію.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати лабораторне устаткування відповідно до принципової схеми, наведеної

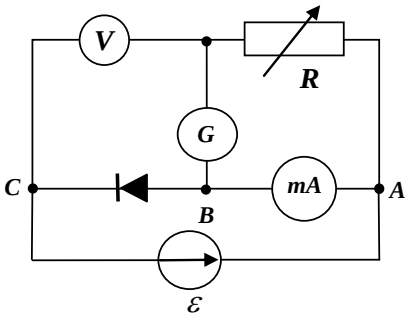


Рис. 1

на рис. 1.

2. Зняти точки ВАХ. Для цього необхідно:

а) збільшувати напругу джерела до значення, коли стрілка міліамперметра змінить покази на кількість поділок, удвічі більшу від попередніх;

б) підбираючи опір R, досягти нульових показів гальванометра G;

в) отримані значення струму I та напруги U занести до таблиці 1.

3. Пункт 2 повторити 10–12 разів для різних значень струму I;

4. Обчислити значення зворотного струму I_0 діода. Для цього необхідно:

а) побудувати графік залежності lnI від U;

б) екстраполювати цей графік до перетину з віссю lnI, як наведено на рис. 2, та

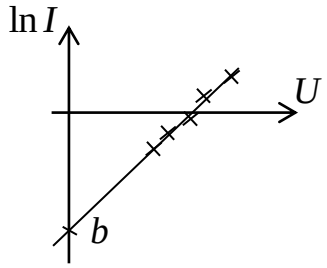


Рис. 2

знайни значення b в точці $U = 0$ (на осі lnI);

в) обчислити значення зворотного струму:

$$I_0 = exp(b). \tag{7}$$

Таблиця 1

U, B												
I, A												
lnI												

5. Порахувати значення апроксимаційного коефіцієнта:

$$U_0 = \frac{kT}{e}. \tag{8}$$

6. За двома точками графіка обчислити значення коефіцієнта α відповідно до формули:

$$\alpha = \frac{kT}{e}\frac{lnI_2 - lnI_1}{U_2 - U_1} \tag{9}$$

7. Із використанням числових значень U_0, I_0 та α записати рівняння ВАХ діода у вигляді:

$$I = I_0\left(exp\left(\alpha\frac{U}{U_0}\right) - 1\right). \tag{10}$$

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які речовини називають напівпровідниками?
2. Основні властивості напівпровідників.
3. Які прилади називають напівпровідниковими діодами?
4. Зонна структуру напівпровідників.
5. Які квазічастинки є носіями струму в напівпровіднику?
6. Що таке ефективна маса частинки?
7. Чим зумовлені власна та домішкова провідності?
8. В чому полягає статистичний розподіл Фермі–Дірака?
9. Основні властивості запірного шару.
10. Формула для ВАХ діода.

25. ВИВЧЕННЯ ЗАЛЕЖНОСТІ ОПОРУ МЕТАЛЕВИХ ЗРАЗКІВ ТА ТЕРМІСТОРІВ ВІД ТЕМПЕРАТУРИ

МЕТА РОБОТИ: навчитись визначати термічний коефіцієнт опору для резисторів із різних матеріалів.

ОБЛАДНАННЯ: 1) досліджувані резистори (металевий та напівпровідниковий); 2) муфельна піч; 3) термометр; 4 омметр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ

Явище електропровідності речовин відкрив у 1729 р. Стефан Грей. Електричний струм провідності – це впорядкований рух електричних зарядів у речовині.

1826 р. Георг Симон Ом експериментально встановив, що сила струму I на резисторі пропорційна до спаду напруги U на ньому:

$$I = \frac{U}{R}. \tag{1}$$

Вираз (1) називають законом Ома в інтегральній формі. Величину R називають електричним опором резистора. Для однорідного циліндричного зразка електричний опір рівний:

$$R = \rho \frac{l}{S}, \tag{2}$$

де l – довжина зразка; S – площа його поперечного перерізу; ρ – питомий опір речовини.

Майже для всіх чистих металів питомий опір ρ при звичайних температурах змінюється лінійно зі зміною температури t:

$$\rho = \rho_0 (1 + \alpha t), \tag{3}$$

де ρ_0 – питомій опір при $t = 0\,°C$; α – температурний коефіцієнт опору. Для всіх чистих металів температурний коефіцієнт опору приблизно однаковий і складає $\alpha_M \approx 1/273 (1/K) \approx 0{,}0037 (1/K)$. Питомий опір сплавів значно більший від питомого опору чистих металів, а температурний коефіцієнт опору сплавів значно менший за α_M. Для деяких сплавів (наприклад, манганін, константан) при кімнатних температурах $\alpha \approx 0$. Таку особливість сплавів використовують для побудови зразкових резисторів (магазинів опорів). Вираз (3) має наближений характер. При високих температурах температурний коефіцієнт опору металів зростає швидше. Крім того, він значно зростає при плавленні металів.

При температурах, близьких до абсолютного нуля, опір більшості металів та багатьох сплавів стрибком спадає до нуля. Це явище, яке називають надпровідністю, відкрив Камерлінг–Оннес у 1911 р.

Окрім металів, існує група речовин, питомий опір яких зменшується з ростом температури. Клас таких речовин, які називають напівпровідниками, відкрив 1863 р. М. Фарадей.

Рух заряджених частинок у речовині буде суперпозицією їх хаотичного теплового руху і направленого зміщення (дрейфу) під дією зовнішнього поля. Якщо

в одиниці об'єму зразка міститься n вільних носіїв заряду, то дрейфову швидкість $\vec{\upsilon}_{\text{др}}$ можна визначити усередненням швидкостей $\vec{\upsilon}_i$ усіх n електронів:

$$\upsilon_{\text{др}} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\vec{\upsilon}_i . \tag{4}$$

Швидкість дрейфу дуже мала і зазвичай у 10^{10} разів менша від теплової.

Рухливістю u називають відношення встановленої швидкості дрейфу $\upsilon_{\text{др вст}}$ носіїв струму в речовині під дією електричного поля до напруженості E цього поля:

$$u = \frac{\upsilon_{\text{др вст}}}{E} . \tag{5}$$

Рухливість вимірюють у $м^2/(В{\cdot}с)$. Використовуючи поняття рухливості, можна записати закон Ома в диференціальній формі:

$$j = \frac{I}{S} = enuE = \frac{1}{\rho}E , \tag{6}$$

де j – густина струму; e – заряд електрона. Із (6) чітко видно, що питомий опір ρ залежить від двох факторів – рухливості u та концентрації n носіїв струму.

У металах електронний газ вироджений, тобто концентрація носіїв струму не залежить від температури. Отже, температурна залежність питомого опору металів визначатиметься виключно температурним ходом рухливості. Тому що з ростом температури зростає тепловий рух атомів, рухливість носіїв струму буде зменшуватись, а це призведе до росту питомого опору.

Виходячи з розподілу Максвела–Больцмана, статистичну оцінку концентрації n вільних носіїв заряду в напівпровіднику визначимо за формулою:

$$n = N\,exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right), \tag{7}$$

де N – концентрація атомів напівпровідника; ΔW – ширина забороненої зони напівпровідника; T – абсолютна температура; k – стала Больцмана.

При незмінній рухливості u питомий опір ρ напівпровідника швидко зменшується при збільшенні температури:

$$\rho = \rho_0\,exp\left(\frac{\Delta W}{2kT}\right), \tag{8}$$

де ρ_0 – питомий опір речовини при дуже високій температурі.

Саме особливість напівпровідникових матеріалів різко змінювати опір зі змінами температури часто використовують для побудови чутливих до неї приладів – терморезисторів (термісторів). В останніх великий від'ємний температурний коефіцієнт опору. Як правило, термістори виготовляють із порошків оксидів металів пресуванням та спіканням. Робочий діапазон температур для поширених термісторів не перевищує $200\,°C$, при цьому їх опір змінюється в 30–200 разів.

Спосіб обчислення термічного коефіцієнта опору за експериментальними даними

Опір металевих зразків змінюється практично лінійно з температурою:

$$R = R_0\left(1+\alpha t\right), \tag{8}$$

де R_0 – опір зразка при $t=0\,°C$. Враховуючи поміряні значення опорів R_1 при температурі t_1 та R_2 за температури t_2 та виключивши з них R_0, можна визначити термічний коефіцієнт опору:

$$\alpha = \frac{R_2 - R_1}{t_2 R_1 - t_1 R_2}. \tag{9}$$

Оскільки в термісторів температурний хід опору нелінійний, можна скористатись простим прийомом: інтерполювати залежність опору R від температури лінійними відрізками і на кожному з них визначати термічний коефіцієнт опору за суміжними вимірами:

$$\alpha_i = \frac{R_{i+1} - R_i}{t_{i+1} R_i - t_i R_{i+1}}, \tag{10}$$

де i – порядковий номер виміру опору та температури.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Під’єднати до омметрів металевий зразок і термістор.
2. Увімкнути муфельну піч і, збільшуючи температуру, знімати покази омметрів та термометра. Дані вимірювань занести до таблиці 1.
3. За формулою (10) обчислити значення температурних коефіцієнтів опору металу та термістора. Дані розрахунків занести до таблиці.
4. Побудувати графіки залежностей опору R_M металевого зразка та опору R_N термістора від температури і температурну залежність термічних коефіцієнтів опору металу α_M та термістора α_N.

Таблиця 1

№	$t, °C$	R_M, *Ом*	R_N, *Ом*	$\alpha_M, 1/K$	$\alpha_N, 1/K$
1 … 10					

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Означення електричного струму провідності.
2. Які заряджені частинки є носіями струму в різних середовищах?
3. Закон Ома в інтегральній та диференціальній формах.
4. Як визначається опір однорідного циліндричного металевого зразка?
5. Залежність питомого опору металу від температури.
6. Які речовини називають напівпровідниками?
7. Яке явище називають надпровідністю?
8. Означення „швидкості дрейфу” та „рухливості носіїв струму”.
9. Як залежить питомий опір напівпровідників від температури?
10. Яку величину називають температурним коефіцієнтом опору?

26. ДОСЛІДЖЕННЯ РОБОТИ НАПІВПРОВІДНИКОВОГО ВИПРОСТУВАЧА

МЕТА РОБОТИ: засвоїти схеми випростувачів та методи вимірювання струмів різної форми.

ОБЛАДНАННЯ: 1) джерело змінної напруги; 2) напівпровідниковий випростувач; 3) вольтметри.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Напівпровідниковий випростувач

Електричним випростувачем називають перетворювач змінного електричного струму в постійний. Зазвичай такі пристрої містять електричний вентиль, за типом якого розрізняють вакуумні, газорозрядні, напівпровідникові, ртутні, електроконтактні випростувачі.

Електричним вентилем називають пристрій з односторонньою провідністю – високою для струму одного напряму і низькою для протилежного. Як вентиль у роботі використовується напівпровідниковий діод. Основою діода є контакт двох напівпровідників із різним типом провідності – дірковою та електронною. На контакті таких матеріалів, внаслідок рекомбінації носіїв різних типів, утворюється тонкий шар напівпровідника, збіднений носіями струму – запірний шар. Якщо зовнішнє поле переміщує до контакту з різних сторін електрони та дірки, останні рекомбінують у запірному шарі, підтримуючи струм через контакт. Якщо зовнішнє поле відводить електрони та дірки від контакту, струм через діод не тече. Вольт–амперна характеристика (ВАХ) діода задається виразом:

$$I = I_0\left(e^{\frac{U}{U_0}} - 1\right), \qquad (1)$$

де I – сила струму; U – напруга; I_0, U_0 – апроксимаційні коефіцієнти. Графічно ВАХ діода має вигляд, наведений на рис. 1.

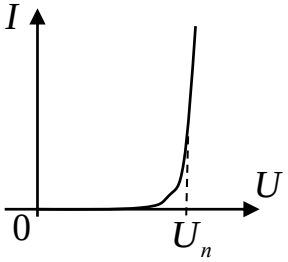


Рис. 1

Напругу U_n, вище якої через діод тече значний струм, називають “п’яткою”. В ідеального діода $U_n = 0$. Реально напруга U_n залежить від матеріалу напівпровідника: для германієвого $U_n \approx 0{,}3B$, для кремнієвого $U_n \approx 0{,}6B$, для діода з GaP напруга “п’ятки” $U_n \approx 1{,}8B$ і т. д.

Розглянемо процес випрямлення змінного струму синусоїдальної форми:

$$I = I_м \sin\frac{2\pi}{T}t, \qquad (2)$$

де $I_м$ – амплітудне значення струму; T – період коливань; t – час.

За режимом роботи випростувачі поділяють на однопівперіодні та двопівперіодні.

Однопівперіодний випростувач з ідеальним вентилем пропускає струм лише протягом половини періоду T, а протягом другого півперіоду струм не тече (рис. 2). Використовуючи односторонню провідність напівпровідникового діода, струм у зворотному напрямку відтинається. При встановленні на верхній частині вторинної обмотки трансформатора полярності "+", а на нижній "-" вентиль D відкривається і струм протікає від вторинної обмотки трансформатора через навантаження R. При зміні полярності напруги на первинній обмотці трансформатора – вентиль D закритий і струм через навантаження не протікає.

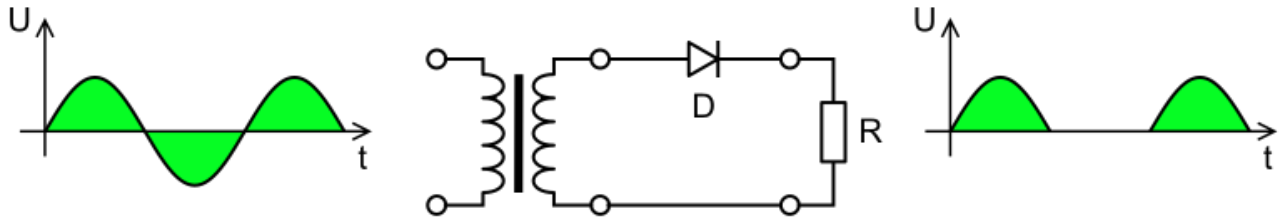


Рис. 2

Двопівперіодний випростувач перекомутовує від'ємну ділянку струму в додатну область, тому форма напруги на його виході буде такою, як зображено на рис. 3.

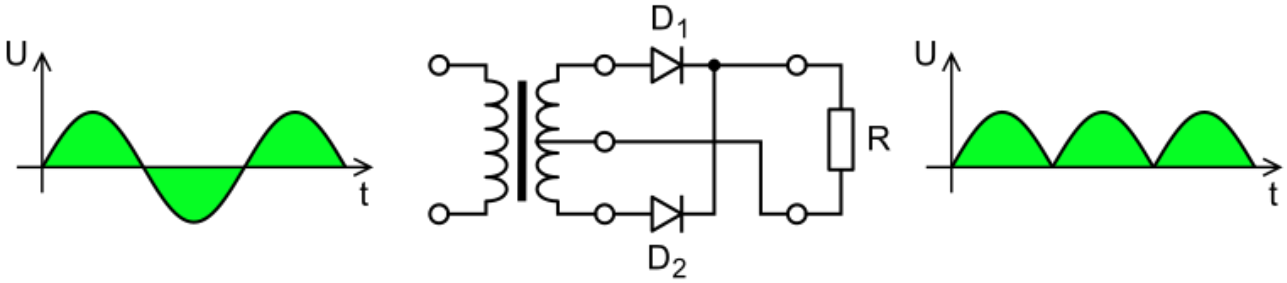


Рис. 3

Коефіцієнт корисної дії випростувача

Коефіцієнтом корисної дії (к.к.д.) η випростувача називають відношення потужності постійної складової струму на виході до потужності змінного струму на вході пристрою: $\eta = \frac{P_{вх}}{P_{вих}}$.

Розглянемо питання про максимальний к.к.д. ідеального двопівперіодного випростувача. Нехай на вхід випростувача подається напруга з діючим значенням U. Потужність $P_{вх}$, яку споживає випростувач, дорівнюватиме добутку діючих значень струму і напруги:

$$P_{вх} = IU = \frac{I_м}{\sqrt{2}} \cdot \frac{U_м}{\sqrt{2}}, \qquad (3)$$

де $U_м$ – амплітудне значення напруги на вході випростувача.

Вихідну напругу, форма якої наведена на рис. 147, можна розкласти у ряд Фур'є за гармоніками, період коливань яких кратний T, і постійну складову $U_{0вих}$. У

результаті усереднення на проміжку T складові напруги усіх гармонік дадуть нуль, отже отримаємо значення постійної складової:

$$U_{0вих} = \frac{1}{T}\int_0^T I_м \left|\sin\frac{2\pi}{T}t\right| dt = \frac{2\sqrt{2}U_м}{\pi\sqrt{2}} \approx 0{,}9U\,. \qquad (4)$$

Внаслідок наявності напруги "п'ятки" $U_п$, к.к.д. реального випростувача менший к.к.д. ідеального та залежить від напруги на вході пристрою. Дійсно, при вхідній напрузі, меншій $2U_п$, струм через діод не тече.

Типи електровимірювальних приладів

Вимірювальним приладом називають засіб вимірювань, що дає можливість безпосередньо реєструвати значення вимірюваної величини. Електровимірювальні прилади призначені для вимірювання електричних величин – струму, напруги, опору, потужності та окремих характеристик змінних струмів – частоти, коефіцієнта гармонік та інше.

За способом побудови прилади для вимірювання струму поділяють на ряд типів:

а) магнітоелектричні прилади використовують взаємодію магнітного поля постійного магніта з магнітним полем вимірюваного струму, що тече по рухомому провіднику. Якщо період коливань рухомої механічної частини приладу (рамки, стрілки) набагато більший періоду коливань змінного струму, такий прилад можна використовувати як вимірник постійної складової струму;

б) електромагнітні прилади засновані на взаємодії магнітного поля вимірюваного струму, що тече по нерухомому провіднику з полем рухомого постійного магніта. Такі прилади використовують для вимірювання сили струму промислової частоти;

в) термоелектричний прилад містить термоперетворювач, через нагрівальний елемент якого тече вимірюваний струм. Такі прилади вимірюють значення постійного чи змінного струму різної форми та частоти. Обмежене їх застосування викликано лише складністю виготовлення та градуювання термоперетворювачів.

Схема лабораторного устаткування

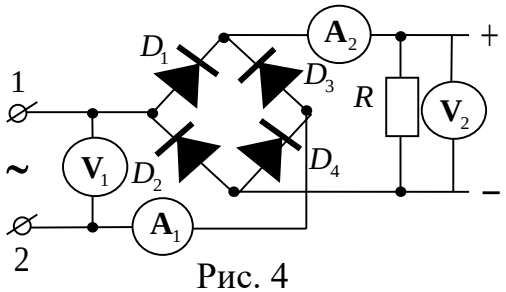


Рис. 4

Схема двопівперіодного місткового випростувача для вимірювань його к.к.д. наведена на рис. 4, де: V_1 – вольтметр електромагнітної системи для вимірювання діючого значення змінної напруги; A_1 – амперметр термоелектричної системи для вимірювання діючого значення пульсуючого струму на вході випростувача; V_2 – вольтметр магнітоелектричної системи для вимірювання постійної складової напруги на виході випростувача; A_2 – амперметр магнітоелектричної системи для

вимірювання постійної складової струму на виході випростувача; R – опір навантаження. У момент часу, коли на контакті 1 потенціал додатній, а на контакті 2 – від'ємний, струм тече через діод D_1, резистор R, діод D_4 та контакт 2. У момент часу, коли потенціал на контакті 1 від'ємний, а на контакті 2 – додатній, то струм тече через діод D_3, резистор R, діод D_2 та контакт 1. Таким чином, через резистор струм завжди тече в одному напрямі.

У роботі використовується спрощена схема вимірювання к.к.д., у якій відсутні амперметри. Дійсно, постійна складова струму на виході приблизно дорівнює 0,9 струму на вході приладу. Тому к.к.д. випростувача визначатиметься формулою:

$$\eta = \frac{I_{0вих} \cdot U_{0вих}}{I_{вх} \cdot U_{вх}} \approx \frac{0{,}9 I_{вх} \cdot U_{0вих}}{I_{вх} \cdot U_{вх}} = 0{,}9 \frac{U_{0вих}}{U_{вх}}. \qquad (5)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати лабораторне устаткування відповідно до принципової системи рис. 4 (без амперметрів).
2. Змінюючи вхідну напругу, виміряти $U_{вх}$ та $U_{0вих}$ вольтметрів V_1 та V_2.
3. Відповідно до формули (5) порахувати к.к.д. η випростувача. Дані занести до таблиці 1.

Таблиця 1

$U_{вх}$, B										
$U_{0вих}$, B										
η										

4. Побудувати графік залежності η від вхідної напруги $U_{вх}$.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які пристрої називають електричними випростувачами?
2. Принцип роботи напівпровідникового діода.
3. Як працюють однопівперіодні та двопівперіодні випростувачі?
4. Що означає термін коефіцієнт корисної дії випростувача?
5. Який максимально можливий к.к.д. двопівперіодного випростувача?
6. Основні типи електровимірювальних приладів і їх харакиеристики.
7. Принцип роботи двопівперіодного випростувача.
8. Послідовність виконання роботи.
9. Формула потужності, яку споживає випростувач.
10. Формула для визначення к.к.д. випростувача.

27. ВИВЧЕННЯ СТАТИЧНИХ ХАРАКТЕРИСТИК ТРАНЗИСТОРА

МЕТА РОБОТИ: визначити коефіцієнт підсилення транзистора у схемі зі спільним емітером.

ОБЛАДНАННЯ: 1) транзистор; 2) джерело живлення; 3) вимірювальні прилади.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Напівпровідниками називають речовини, електропровідність яких за кімнатної температури має проміжне значення між електропровідністю металів та діелектриків. Характерною особливістю напівпровідників є збільшення електропровідності при зростанні температури. У залежності від призначення серед найбільш поширених у напівпровідниковій електроніці матеріалів є кремній, германій, арсенід галію та безліч сполук 3–ої і 5–ої та 2–ої і 6–ої груп періодичної системи елементів.

Носіями струму в напівпровідниках є електрони та дірки. У власному (хімічно чистому) напівпровіднику концентрації електронів провідності та дірок однакові. У реальних кристалах, що містять домішки та дефекти структури, рівність концентрацій електронів провідності та дірок порушується.

В електроніці використовують такі домішкові напівпровідники, провідність яких спричинена носіями струму практично одного типу. Домішки, що породжують електронну провідність, називають донорними, а самі домішкові напівпровідники n–типу. Домішки, що породжують діркову провідність називають акцепторними, а такі напівпровідникові матеріали p–типу.

Транзистором називають напівпровідниковий пристрій, створений для підсилення, генерування та перетворення електричних сигналів. За фізичною структурою та механізмом керування струмом розрізняють біполярні та уніполярні (польові) транзистори. Перші містять два або більше електронно–діркових переходи, а носіями струму є як електрони провідності, так і дірки. В уніполярних транзисторів носіями струму є або лише електрони, або лише дірки. Перший біполярний транзистор розробили 1948 р. У. Шоклі, У. Браттейн та Д. Бардін. Такий транзистор містить два близько розміщених $p-n$–переходи в одному монокристалі напівпровідника. Якщо зовнішні шари мають провідність p–типу, то його називають $p-n-p$–транзистор (рис. 1), інакше – $n-p-n$.

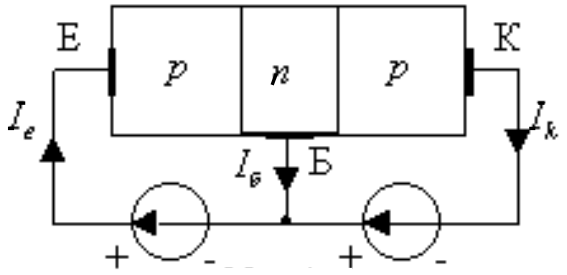


Рис. 1

Перехід у прямому напрямі („+” на p–області), називають емітерним, а всю область напівпровідника, що прилягає до нього з боку контакту – емітером. Другий перехід, який вмикають у зворотному напрямі („–” на p–області), називають колекторним, а всю область – колектором. Середню область (між переходами) називають базою. Між роботою $p-n-p$ та $n-p-n$ – транзисторів немає принципової різниці, тому надалі розглядатимемо лише перший з них.

Дірки, ін’єктовані емітером в область бази, внаслідок дифузії будуть переміщуватись до закритого колекторного переходу. Якщо товщина бази менша від дифузійної довжини, то майже всі ін’єктовані носії дійдуть до колектора і полем запірного шару будуть перекинуті в область колектора.

Конструкцію першого уніполярного (канального) транзистора розробив 1952 р. У. Шоклі. Найпростіша схема такого транзистора, виготовленого за металооксидною технологією, наведена на рис. 2.

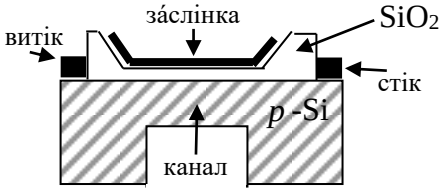


Рис. 2

Це „сендвіч” із послідовних шарів металу, оксиду кремнію (як ізолятора), та домішкового напівпровідника. Основним елементом такого транзистора є напівпровідниковий канал, довжина якого в сучасних транзисторів не перевищує 0,25 *мкм*. До кінців каналу підведено металеві контакти, які називають стоком та витоком. Над каналом створено ізолюючий шар товщиною 0,1 *мкм*, поверх якого нанесено металевий електрод – за́слінка. Подаючи на за́слінку напругу різного знаку, можна або розганяти в сторони з області каналу основні носії, або накопичувати їх там, змінюючи тим самим опір ділянки витік–стік.

Д. Кілбі та Р. Нойс 1958 р. вперше помістили на одному монокристалі цілий електронний пристрій (інтегральну мікросхему). Сучасні мікросхеми, які містять на одному кристалі по декілька мільйонів транзисторів, є основним продуктом напівпровідникової електроніки, а їхнє застосування охоплює всі сфери життєдіяльності людини.

Внаслідок рекомбінації не всі ін’єктовані емітером в область бази носії струму доходять до колектора. Відношення приростів ΔI_k струму колектора до приросту ΔI_e струму емітера при постійній напрузі на колекторі називають коефіцієнтом передачі струму емітера:

$$\alpha = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}. \qquad (1)$$

Величину α часто називають коефіцієнтом підсилення транзистора в схемі зі спільною базою. Слід зауважити, що даний коефіцієнт α<1. Відношення приросту ΔI_k колекторного струму до приросту $\Delta I_б$ базового струму при постійній напрузі на

колекторі називають коефіцієнтом підсилення транзистора в схемі зі спільним емітером:

$$\beta = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_б} = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e - \Delta I_k} = \frac{\frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}}{1 - \frac{\Delta I_k}{\Delta I_e}} = \frac{\alpha}{1-\alpha}. \qquad (2)$$

На рис. 3 наведено принципову схему вмикання транзистора в схемі зі спільним емітером.

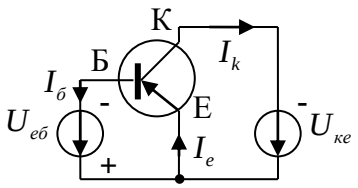
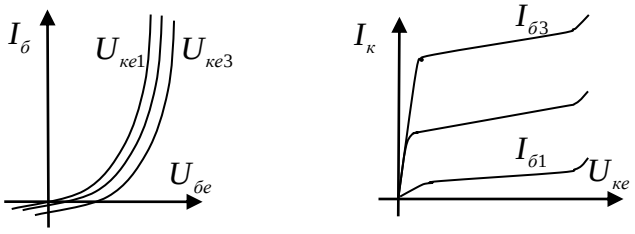


Рис. 3

Розрізняють вхідні та вихідні статичні характеристики. Сім'єю вхідних характеристик називають залежність струму бази від напруги $U_{бе}$ на переході база–емітер при постійній напрузі $U_{ке}$ на колекторі. Вихідними характеристиками називають залежність струму колектора від напруги $U_{ке}$ між колектором та емітером при постійному струмі бази $I_б = const$. Хід цих характеристик наведено на рис. 4.



Вхідні характеристики Вихідні характеристики

Рис. 4

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати лабораторне устаткування відповідно до принципової схеми рис. 5. Увімкнути живлення та потенціометром R_3 виставити вказану викладачем напругу. Записати значення $U_{ке}$.

2. Змінюючи опором R_1 струм $I_б$ бази, зняти послідовні покази I_k струму колектора. Перед кожним вимірюванням коректувати значення колекторної напруги. Дані вимірювань занести до таблиці 1.

3. За послідовними вимірами, відповідно до приростів струмів:

$$\begin{cases} \Delta I_k(i) = I_k(i+1) - I_k(i) \\ \Delta I_б(i) = I_б(i+1) - I_б(i) \end{cases}, \qquad (3)$$

визначити коефіцієнт підсилення транзистора в схемі зі спільним емітером:

$$\beta = \frac{\Delta I_k}{\Delta I_б}. \qquad (4)$$

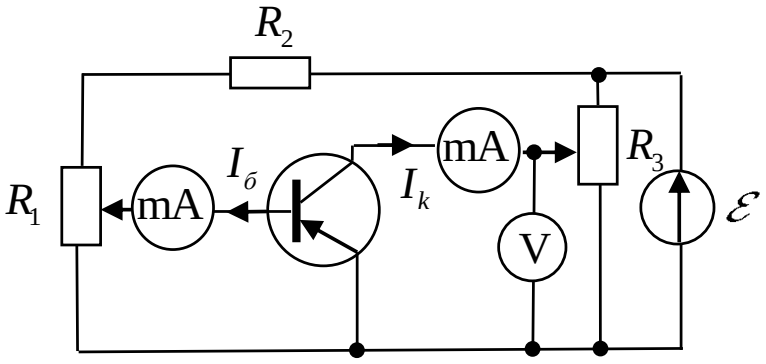


Рис. 5

4. Дані обчислень занести до таблиці 1.

Таблиця 1

$I_б$, *мА*										
I_k, *мА*										
β										

5. За даними розрахунків побудувати графік залежності β від струму I_k колектора.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які речовини називають напівпровідниками?
2. Домішкова провідність напівпровідників.
3. Які пристрої називають транзисторами?
4. Принцип роботи $p-n-p$ та $n-p-n$ переходів.
5. Будова біполярних транзисторів.
6. Будова уніполярних транзисторів.
7. Основні властивості вхідних та вихідних характеристик біполярного транзистора в схемі зі спільним емітером.
8. Означення коефіцієнта підсилення транзистора.
9. Як визначають коефіцієнти підсилення транзистора у схемах зі спільним емітером та спільною базою?
10. Послідовність виконання роботи.

28. ВИЗНАЧЕННЯ ТЕРМІЧНОЇ ШИРИНИ ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

МЕТА РОБОТИ: ознайомитись із способом визначення ширини забороненої зони матеріалів.

ОБЛАДНАННЯ: 1) муфельна піч; 2) омметр; 3) термометр; 4) зразки напівпровідникових матеріалів.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Напівпровідники були відкриті М. Фарадеєм у 1863 р. за від'ємною температурною залежністю опору Ag_2S. Згодом виявилось, що речовини, в яких провідність зростає з ростом температури, досить поширені в природі. Ці речовини можна поділити на такі класи: а) атомарні (германій, кремній та інші); б) йонні (сульфіди цинку, свинцю та інші); в) молекулярні (нафталін та інші).

До напівпровідників відносять речовини, ширина забороненої зони яких, тобто енергетична відстань від верху валентної зони до дна зони провідності, лежить у межах $0{,}1\,eB < \Delta W < 3\,eB$. Наявність в енергетичному спектрі напівпровідників забороненої зони зумовлює і особливості їхньої провідності, адже достатньою умовою провідності речовини є наявність в енергетичному спектрі кристала зон, не повністю укомплектованих електронами.

При абсолютному нулі температури в зоні провідності напівпровідника немає жодного електрона, а валентна зона заповнена повністю. Це значить, що і провідність напівпровідника буде нульовою.

При збільшенні температури існує деяка ймовірність $g(W)$ того, що частина електронів перейде в зону провідності. Кількість таких носіїв залежатиме як від температури, так і від ширини енергетичної щілини ΔW, яку їм необхідно подолати. Для багатьох речовин теплова енергія електронів при кімнатних температурах є достатньою, щоб перевести частину з них із валентної зони в зону провідності. Чим вища температура речовини, тим більше електронів зможе перейти в зону провідності, а значить, вищою буде і її питома провідність.

Розподіл електронів по рівнях описується статистикою Фе́рмі–Дірáка:

$$g(W) = \frac{1}{exp(\frac{W - W_F}{kT}) + 1}, \qquad (1)$$

де $g(W)$ – густина ймовірності того, що електрон займе рівень з енергією W; W_F – енергія Фермі (найвищий енергетичний рівень, зайнятий електронами, при T=0 K); T – абсолютна температура; $k = 1{,}38 \cdot 10^{-23}\ Дж / К$ – стала Больцмана.

У формуванні провідності напівпровідників беруть участь носії одночасно з двох зон – зони провідності, на дні якої є електрони, а решта рівнів незаповнена, та валентної зони, що заповнена майже доверху, але містить і вільні рівні – рівні тих електронів, які перейшли в зону провідності. А тому що на дні зони провідності у квазічастинок електронів провідності ефективна маса додатна, а на верху валентної зони вона від'ємна, ці частинки ведуть себе по–різному. В одному і тому ж електричному полі перша пришвидшується в один бік, друга – в протилежний

(тобто електрони рухаються в один бік, а їхні “місця”, де знаходились електрони, – в другий). Ці частинки поводяться так, ніби в них різні електричні заряди. При теоретичному розгляді вигідно поряд із квазічастинкою електрон провідності, що перебуває на дні зони провідності і має від’ємний заряд $(-e)$ та додатню ефективну масу m_e^* ввести ще одну квазічастинку – дірку, в якої додатній заряд $(+e)$ та додатня ефективна маса m_q^*.

Отже, за своїми електричними властивостями валентна зона з невеликою кількістю вакантних станів еквівалентна порожній зоні з відповідною кількістю позитивно заряджених квазічастинок – дірок.

При зустрічі електрона провідності з діркою вони рекомбінують, тобто електрони провідності переходять у валентну зону, зменшуючи таким чином кількість носіїв. Одночасно проходить і процес теплового збудження носіїв у напівпровіднику. Час життя окремого носія не перевищує 10^{-8} c, тому статистично їхня кількість буде визначатись тільки температурою.

У деяких випадках квазічастинки електрони провідності та дірки можуть перебувати в зв’язаному стані. Таку пару прийнято називати екситоном. Енергія зв’язку екситону не перевищує ширини ΔW забороненої зони напівпровідника. Екситон електронейтральний і його наявність не впливає на електропровідність кристалу.

Власними називають хімічно чисті напівпровідники без домішок, дислокацій та вакансій. Для них рівень Фермі (рис. 1) знаходиться біля середини забороненої зони:

$$W_F = -\frac{\Delta W}{2}.$$

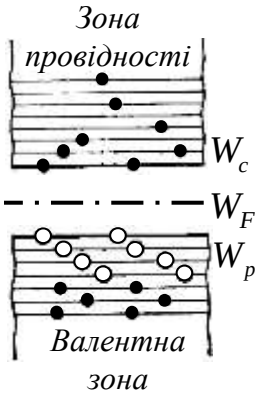


Рис. 1

Тому за формулою (1) отримуємо концентрацію електронів n_i в зоні провідності:

$$n_i = n \cdot \frac{1}{exp(\frac{\Delta W}{2kT}) + 1}, \qquad (2)$$

де n – концентрація атомів у напівпровіднику. У випадку, коли $kT << \Delta W$, одиницею в знаменнику виразу (2) можна знехтувати, і тоді квантовий розподіл Фе́рмі–Діра́ка перейде в класичний розподіл Максвела–Больцмана:

$$n_i = n \cdot exp(-\frac{\Delta W}{2kT}). \quad (3)$$

Якщо для визначення концентрації носіїв використати формулу (3), то можна встановити і власну провідність σ_i матеріалу. При цьому необхідно врахувати, що свій незалежний внесок у провідність σ_i кристалу робитимуть як електрони провідності (σ_n), так і дірки (σ_p), концентрація n_i яких у власному напівпровіднику однакова:

$$\sigma_i = \sigma_n + \sigma_p = en_i u_n + en_i u_p, \quad (4)$$

де u_n та u_p – рухливості відповідно електронів провідності та дірок. Використавши (3), перепишемо формулу (4) у вигляді:

$$\sigma_i = e(u_n + u_p)n exp(-\frac{\Delta W}{2kT}) = \sigma_o \cdot exp(-\frac{\Delta W}{2kT}). \quad (5)$$

Величина σ_0 слабо залежить від температури, тому основний внесок у температурну залежність напівпровідника обумовлюватиме член $exp(-\frac{\Delta W}{2kT})$. З формули (5) видно, що σ_i зростає зі збільшенням температури.

Залежність σ_i від T зручно зображати в функціональних логарифмічно–гіперболічних координатах (координатах Арреніуса). Для цього прологарифмуємо вираз (5):

$$ln\sigma_i = ln\sigma_o - \frac{\Delta W}{2kT}. \quad (6)$$

Якщо позначити $ln\sigma_i = y;\ ln\sigma_0 = b;\ \frac{1}{T} = x,$ і по осі абсцис x відкладати $1/T$, а по осі ординат y відкладати $ln\sigma$, то отримаємо рівняння прямої:

$$y = b - \frac{\Delta W}{2k}x. \quad (7)$$

Тангенс кута нахилу цієї прямої пропорційний ширині забороненої зони напівпровідника. З (6) отримуємо вираз для знаходження ΔW:

$$\Delta W = 2k\frac{ln\sigma_i(T_1) - ln\sigma_i(T_2)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}}. \quad (8)$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати лабораторне устаткування для вимірювання опору зразка.
2. Виміряти лінійні розміри зразка: l – довжину, a – ширину, b – товщину та записати їх до таблиці 1. Порахувати площу поперечного перерізу $S = a \cdot b$.

Таблиця 1

l, м	a, м	b, м	$S = a \cdot b$, м^2

3. Увімкнути муфельну піч та зняти залежність опору зразка від температури. Дані занести до таблиці 2.

4. На основі отриманих результатів вимірювань обчислити питомі провідності зразка для всіх значень температур t_i за формулою:

$$\sigma_i = \frac{l}{SR_i} \tag{9}$$

Таблиця 2

№	$t,°C$	T , K	R, $Ом$	σ, $Ом^{-1} \cdot м^{-1}$
1 ... 10				

5. Побудувати графік залежності $ln\sigma = f\left(1/T\right)$.

6. Для крайніх точок його лінійної ділянки за формулою (8) обчислити ширину ΔW забороненої зони досліджуваного матеріалу.

7. Графік побудувати на міліметровому папері та результати обчислень додати до звіту.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які речовини називають напівпровідниками?
2. Зонна структура напівпровідників.
3. У яких межах лежить ширина забороненої зони напівпровідників?
4. Формула розподілу Фермі–Дірака.
5. Формула розподілу Максвела–Больцмана.
6. Достатня умова провідності речовин.
7. Характеристики квазічастинок – «електрон» провідності та «дірка».
8. Що називають екситоном?
9. Що являють собою координати Арреніуса?
10. Робоча формула для обчислення термічної ширини забороненої зони напівпровідника.

29. ВИЗНАЧЕННЯ КОНЦЕНТРАЦІЇ ТА РУХЛИВОСТІ НОСІЇВ СТРУМУ В РЕЧОВИНІ ЗА ДОПОМОГОЮ ЕФЕКТУ ХОЛЛА

МЕТА РОБОТИ: засвоїти методи вимірювання характеристик носіїв струму в речовині.

ОБЛАДНАННЯ: 1) досліджуваний зразок; 2) джерело живлення; 3) міліампер–метр; 4) мілівольтметр; 5) постійний магніт.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Електричний струм провідності пов'язаний із дрейфом заряджених частинок (носіїв струму) в речовині. Складність моделювання руху заряджених частинок у речовині на мікроскопічному рівні пов'язана з необхідністю враховувати різноманітні типи взаємодій носіїв струму з речовиною.

Сила струму I (чи густина струму j) – це усереднені характеристики руху носіїв на значних об'ємах та проміжках часу. Використання усереднених напівемпіричних характеристик мікроскопічних об'єктів дозволяє значно спростити процес моделювання електричного струму в речовині.

Рух електронів у твердому тілі буде суперпозицією їхнього теплового руху і направленого зміщення (дрейфу) під дією зовнішнього поля. Якщо в одиниці об'єму міститься n носіїв, то їхню дрейфову швидкість $\upsilon_{\text{др}}$ можна визначити усередненням швидкостей $\vec{\upsilon}_i$ всіх n носіїв:

$$\vec{\upsilon}_{\text{др}} = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n}\vec{\upsilon}_i . \qquad (1)$$

Порівняно з тепловими швидкостями швидкість дрейфу мізерна. Наприклад, для міді при густині струму $j = 10^4\, А/м^2$, $\upsilon_{\text{др}} = 2\cdot 10^{-6}\, м/с$, у той час як теплова швидкість $\upsilon_i = 10^5\, м/с$.

Рухливістю u називають усталену швидкість дрейфу носіїв, яку вони набувають у зовнішньому полі з напруженістю $E = 1\, В/м$:

$$u = \frac{\upsilon_{\text{др}}}{E} . \qquad (2)$$

Відповідно до закону Ома:

$$\vec{j} = \sigma\vec{E} , \qquad (3)$$

де σ – питома провідність речовини, та означення густини струму:

$$j = en\upsilon_{\text{др}} , \qquad (4)$$

де e – елементарний заряд ($e = 1{,}6\cdot 10^{-19}\, Кл$), отримуємо зв'язок:

$$\sigma = enu . \qquad (5)$$

При русі зарядів у магнітному полі на них діє сила Лоренца. Остання впливатиме і на носії струму провідності, що призводить до перерозподілу їхніх концентрацій: з одного боку зразка їх буде в надлишку, а з іншого – менше ніж у середньому по провіднику. Дисбаланс концентрацій створить електричне поле. Появу поперечного до напряму струму електричного поля називають магнітогідродинамічним (МГД) ефектом.

Ефектом Холла називають виникнення поперечної різниці потенціалів у провіднику зі струмом, поміщеному в магнітне поле. Вперше цей ефект відкрив Е.Г. Холл у 1879 р. Якщо напрями струму та магнітного поля взаємноперпендикулярні, то напруга Холла:

$$U_H = R_H jBb, \tag{6}$$

де R_H – стала Холла; B – індукція магнітного поля; b – висота зразка.

Ефект Холла є одним із важливих методів дослідження властивостей твердих тіл, адже стала Холла R_H залежить лише від знаку та концентрації носіїв струму. Якщо заряд носія дорівнює e, а швидкість його дрейфу $\upsilon_{др}$, то в магнітному полі, перпендикулярному до швидкості дрейфу, на нього діє сила Лоренца:

$$F_л = e\upsilon_{др}B. \tag{7}$$

Тому, що струм тече лише вздовж провідника, силу Лоренца обов'язково компенсує сила Кулона:

$$F_k = eE_H, \tag{8}$$

де E_H – напруженість поперечної складової електричного поля. Прирівнюючи названі сили, та записавши напруженість E_H через холлівську напругу U_H, отримуємо формулу, подібну до (6):

$$U_H = \frac{1}{en} jBb = R_H jBb. \tag{9}$$

Знак напруги Холла вказує на знак заряду носія струму. Як правило, для металів напруга Холла від'ємна, отже, носіями заряду є електрони. Однак існують метали, наприклад, *Zn, Fe, Pb* та інші, для яких стала Холла додатна, хоча твердо відомо, що носіями струму в них є електрони. Цей факт задовільно пояснює лише зонна теорія.

У напівпровідників є два типи носіїв струму – квазічастинки електрони провідності та дірки. Ефект Холла дозволяє чітко визначати тип носія струму в напівпровідниках.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. До таблиці 1 записати:

а) розміри зразка (рис. 1):

де l – відстань між контактами 1–3; d – товщину зразка; b – висоту зразка;

б) властивості матеріалу: μ – молярну масу; ρ – густину:

для Ge: $\mu = 72{,}6 \cdot 10^{-3}$ *кг / моль*; $\rho = 5{,}35 \cdot 10^3$ *кг / м*^{3};

для Si: $\mu = 28{,}1 \cdot 10^{-3}$ *кг / моль*; $\rho = 2{,}33 \cdot 10^3$ *кг / м*^{3};

в) індукцію B магнітного поля.

Таблиця 1

l, *м*	b, *м*	d, *м*	$S = b \cdot d$, *м*^{2}	ρ, *кг/м*^{3}	μ, *кг / моль*	B, *Тл*

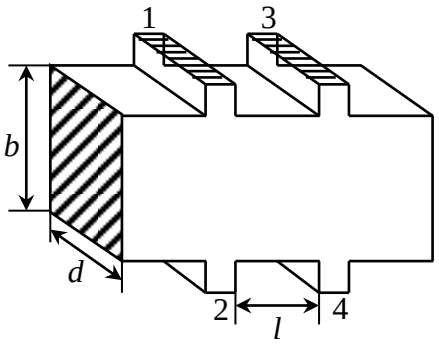


Рис. 1

2. Зібрати лабораторне устаткування відповідно до схеми, наведеної на рис. 2.
3. Змінним опором R встановити вказане викладачем значення струму I через

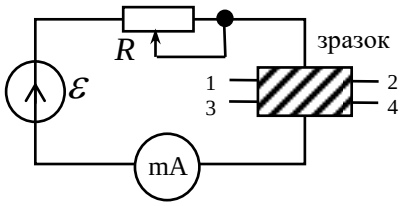


Рис. 2

зразок.
4. Мілівольтметром поміряти спад напруги U'_σ між контактами 1–3 та U''_σ між контактами 2–4.
5. Порахувати середнє значення:

$$U_\sigma = \frac{U'_\sigma + U''_\sigma}{2}, \tag{10}$$

та занести його до таблиці 2.
6. Відповідно до формули:

$$\sigma = \frac{I}{S} \cdot \frac{l}{U_\sigma}, \tag{11}$$

обчислити питому провідність σ матеріалу досліджуваного зразка.
7. Виміряти напругу Холла. Для цього необхідно:
а) під'єднати мілівольтметр до контактів 1–2 і поміряти напругу U'_0;
б) ввести зразок у магнітне поле і виміряти напругу U'_B між цими ж контактами;
в) напругою Холла вважати:

$$U'_H = U'_B - U'_0; \tag{12}$$

г) повторити позиції а), б) та в) пункту 5 для контактів 3–4 і визначити напругу Холла U''_H;
д) порахувати середнє значення U_H за формулою:

$$U_H = \frac{U'_H + U''_H}{2}, \tag{13}$$

та занести до таблиці 2;

е) сталу Холла R_H визначити за формулою:

$$R_H = \frac{U_H \cdot d}{I \cdot B} \left(\frac{м^3}{Кл} \right). \quad (14)$$

8. Використовуючи значення σ та R_H, визначити рухливість u:

$$u = R_H \sigma \left(\frac{м^2}{В \cdot с} \right), \quad (15)$$

та концентрацію n носіїв струму:

$$n = \frac{1}{R_H e} \left(\frac{1}{м^3} \right), \quad (16)$$

де $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл – заряд носія струму.

9. Визначити відносну концентрацію z носіїв струму (кількість носіїв, які припадають на один атом речовини):

$$z = \frac{n\mu}{N_0 \rho}, \quad (17)$$

де $N_0 = 6{,}02 \cdot 10^{23} \frac{1}{моль}$ – число Авогадро.

10. Дані вимірювань та обчислень занести до таблиці 2.

Таблиця 2

№	I, $А$	U_σ, $В$	U_H, $В$	σ, $Ом^{-1} \cdot м^{-1}$	R_H, $\frac{м^3}{Кл}$	u, $\frac{м^2}{В \cdot с}$	n, $\frac{1}{м^3}$	z
1								
2								
3								

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Що називають електричним струмом провідності?
2. Означення густини струму провідності.
3. Закон Ома в диференціальній формі.
4. Означення понять “рухливості” та “швидкості дрейфу” носіїв струму.
5. Що називають ефектом Холла?
6. Формула для сили Лоренца.
7. Робочі формули для визначення концентрації та рухливості носіїв струму.
8. Від чого залежить стала Холла?
9. Формула для визначення сталої Холла.
10. Що означає термін “відносна концентрація носіїв струму”?

30. ВИВЧЕННЯ ФОТОЕЛЕКТРИЧНИХ ВЛАСТИВОСТЕЙ ФОТОРЕЗИСТОРІВ

МЕТА РОБОТИ: засвоїти теоретичні основи роботи та методи дослідження властивостей фоторезисторів**.**

ОБЛАДНАННЯ: 1) джерело регульованої напруги; 2) вольтметр; 3) міліамперметр; 4) освітлювач; 5) фоторезистор ФС–3.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Фотоефект

Фотоефектом називають звільнення електронів твердого тіла (чи рідини) під дією електромагнітного випромінювання. Розрізняють чотири види фотоефекту: зовнішній, внутрішній, фотогальванічний (вентильний) та фотоефект в газоподібному середовищі.

Зовнішній фотоефект полягає в емісії електронів із поверхні речовини під дією світла. Під внутрішнім фотоефектом (фотопровідністю) розуміють явище збільшення електропровідності напівпровідників під дією світла. Вентильний фотоефект – це збудження світлом електро-рушійної сили на межі метал-напівпровідник чи між двома напівпровідниками з різними типами провідності (p – n – переході). Фотоефект в газоподібному середовищі, який полягає у фотоіонізації окремих молекул або атомів.

Максимальна довжина $\lambda_{\max}$ хвилі монохроматичного світла, при якій ще можливий фотоефект, називають червоною межею фотоефекту. Використовуючи сформовані лазером потужні (до 1000 MBm) світлові пучки, вдалось спостерігати багатофотонний (навіть восьмифотонний) фотоефект. Це означає, що довжина $\lambda_{\max}$ хвилі червоної межі до восьми разів більша, ніж звичайно.

Фотопровідність речовин уперше виявив 1873 р. Уїлобі Сміт ще за 14 років до відкриття Генріхом Герцом явища зовнішнього фотоефекту, однак ні перший, ні другий не змогли його пояснити та надати цим явищам серйозного значення. Це вже у XX ст. явище фотоефекту використовували для підтвердження гіпотези фотонів.

Фоторезистори

Фоторезистором називають напівпровідниковий пристрій, виготовлений з однорідного напівпровідника, електричний опір якого змінюється залежно від освітленості. Він характеризується однаковою провідністю незалежно від напрямку протікання струму. Робота фоторезистора базується на використанні явища внутрішнього фотоефекту в напівпровідниках. До напівпровідників відносять речовини, ширина ΔW забороненої зони яких лежить у межах $0{,}1\ eB < \Delta W < 3\ eB$.

Фоторезистори є менш світлочутливими за фотодіоди чи фототранзистори, оскільки два останніх є справжніми напівпровідниковими приладами, у той час як фоторезистор є пасивним компонентом і не має p–n–переходу. Фотоопір (електричний опір) будь якого фоторезистора може змінюватися у широких межах у залежності від температури навколишнього середовища, що робить їх непридатними для застосувань, що вимагають точного вимірювання або чутливості до світла. Для фоторезисторів також характерна деяка затримка між дією світла і

наступною зміною опору, значення якої, як правило, складає близько 10 *мс*. Час затримки за переходу від освітлених до темних середовищ, є навіть ще більшим, і часто досягає 1 секунди. Ця властивість робить фоторезистори непридатними до вимірювання об'єктів, які швидко блимають, але іноді вони використовується задля згладжування реакції стиснення аудіосигналу.

Якщо енергія E фотона $E \geq \Delta W$, то при поглинанні кванта світла речовиною електрон може перейти із валентної зони в зону провідності (атом виявиться збудженим). Отже, в зоні провідності появиться додатковий носій струму – електрон провідності, а у валентній зоні інший тип носія – дірка, які під дією зовнішнього електричного поля можуть дрейфувати в речовині.

Збуджений стан нестабільний. Якщо електрон провідності та дірка знаходяться поруч, то в середньому через 10^{-8} *с* вони рекомбінують – електрон із зони провідності переходить у валентну зону, а енергія, що вивільнилась, передається кристалічній гратці (чи випромінюється).

Червона межа внутрішнього фотоефекту $\lambda_{\max}$ залежить від ширини ΔW забороненої зони, і її можна знайти зі співвідношення:

$$\Delta W = \frac{hc}{\lambda_{\max}}, \qquad (1)$$

де h – стала Планка; c – швидкість поширення світла у вакуумі.

Людське око сприймає світло з довжинами хвиль λ у межах $0{,}4\ мкм < \lambda < 0{,}8\ мкм$. Цим довжинам хвиль відповідає енергія квантів:

$$E = h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \qquad (2)$$

яка лежить у межах $1{,}6\ eB < E < 3\ eB$ (від червоного кольору до фіолетового). Жовто-зеленому світлу, інтенсивність якого в сонячному промінні найбільша, відповідає енергія квантів $E = 2{,}2\ eB$. Отже, до напівпровідників відносять речовини, які можуть збуджуватись, між іншим, світлом видимого діапазону (деякі лише синім чи фіолетовим).

У напівпровідників із невеликою шириною забороненої зони фотоефект спостерігається і при опроміненні їх інфрачервоними променями (що використовується при побудові тепловізорів, приладів нічного бачення та інше).

Необхідно відзначити, що речовина є прозорою для світла з довжинами хвиль $\lambda > \lambda_{\max}$ і непрозорою для світла з $\lambda < \lambda_{\max}$. Отже, поглинання світла може відбуватись лише на поверхні речовини. Саме тому фоторезистори виготовляють у вигляді тонких плівок. З іншого боку, поверхня є потенційним джерелом рівнів Тамма, домішкових адсорбційних рівнів, дефектів за Шотткі з енергетичними рівнями всередині забороненої зони напівпровідника, що збільшує ймовірність теплової генерації носіїв струму. Найвживанішими матеріалами для виготовлення промислових фоторезисторів (СФ–1, СФ–2, СФ–3) є сірчистий кадмій (CdS), фотопровідність якого в 10^5–10^6 разів перевищує темнову.

Темновий струм фоторезистора

Рівноважна концентрація носіїв струму в напівпровіднику залежатиме не лише від інтенсивності світла, що пропорційна кількості фотонів, які падають на одиницю поверхні речовини за одиницю часу, та квантового виходу, а й від його

температури T. Відповідно до статистичного розподілу частинок речовини за енергіями, для валентних електронів запишемо розподіл Фе́рмі–Дірáка:

$$g(E)=\frac{1}{\exp\left(\frac{E-E_F}{kT}\right)+1}, \tag{3}$$

де $g(E)$ – густина ймовірності того, що електрон матиме енергію, не меншу, ніж E; k – стала Больцмана; E_F – енергія Фе́рмі.

Для власного (хімічно чистого) напівпровідника, у забороненій зоні якого немає додаткових енергетичних рівнів, енергія Фермі E_F знаходиться посередині забороненої зони. Зважаючи, що для виникнення фотопровідності мінімальна енергія E електронів відповідає дну зони провідності, вираз (3) набуде вигляду:

$$g(E)=\frac{1}{\exp\left(\frac{\Delta W}{2kT}\right)+1}. \tag{4}$$

Для зменшення темнового струму фоторезисторів необхідно забезпечити виконання умови:

$$\Delta W \gg kT. \tag{5}$$

ЇЇ можна досягти або зниженням температури T фоторезисторів, або вибирати матеріал напівпровідника з відповідною шириною ΔW забороненої зони. При виборі матеріалу для фоторезистора балансують між двома крайностями, адже збільшення ширини ΔW забороненої зони призводить до зміни червоної межі фотоефекту.

За виконання умови (5) квантовий розподіл Фермі–Дірака переходить у класичний розподіл Ма́ксвела–Больцмана:

$$g(E)=\exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right), \tag{6}$$

за допомогою якого можна визначити концентрацію n_i електронів у зоні провідності та дірок у валентній зоні:

$$n_i = N\exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right), \tag{7}$$

де N – концентрація атомів напівпровідника. Темнова провідність σ_T пропорційна до концентрації n_i термогенерованих носіїв струму, їхнього заряду e та рухливості u_e електронів і u_o дірок:

$$\sigma_T = n_i e\left(u_e + u_o\right). \tag{8}$$

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Зібрати лабораторне устаткування відповідно до схеми рис. 1.

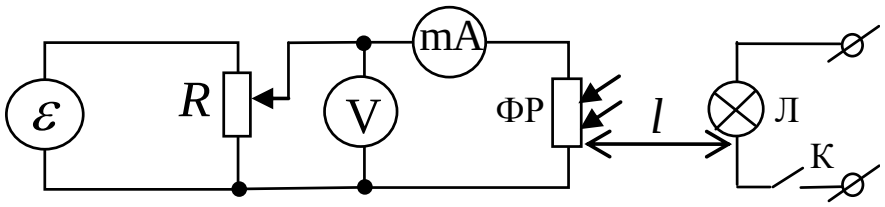


Рис. 1

2. Вимкнувши ключем K освітлювач Л фоторезистора ФР та змінюючи потенціометром R напругу U, переконатись у відсутності фотоструму.

3. Встановити освітлювач на вказаній викладачем відстані l до фоторезистора та увімкнути ключ K. Змінюючи напругу U, зняти покази амперметра. Дані занести до таблиці 1.

Таблиця 1

U, $В$										
I, $А$										

4. Побудувати графік залежності I від U (вольт–амперну характеристику фоторезистора).

5. Встановити вказану викладачем напругу U на фоторезисторі. Змінюючи відстань l, зняти світлову характеристику. Дані вимірювань занести до таблиці 2.

Таблиця 2

l, $м$										
I, $А$										
$1/l^2$, $м^{-2}$										

6. Побудувати графік залежності фотоструму I від $1/l^2$.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Які пристрої називають фоторезисторами?
2. Явища фотоефекту: зовнішнього, внутрішнього, вентильного.
3. Означення ширини забороненої зони. В які межі вона має для напівпровідників?
4. Яку величину називають червоною межею фотоефекту?
5. Яке явище називають багатофотонним фотоефектом?
6. Які речовини відносять до напівпровідників? Які з них називають власними?
7. Формула розподілу Фе́рмі–Діра́ка для валентних електронів.
8. Від чого залежить величина темнового струму фоторезистора?
9. Які матеріали використовують для виготовлення фоторезисторів?
10. Формула для визначення темнової провідності.

31. ВИВЧЕННЯ РОБОТИ ВЕНТИЛЬНИХ ФОТОЕЛЕМЕНТІВ

МЕТА РОБОТИ: засвоїти схему побудови та принцип роботи фотоелементів із запірним шаром.

ОБЛАДНАННЯ: 1) оптична лава з освітлювачем, об'єктивом, діафрагмою та фотоелементом; 2) джерело постійної напруги; 3) мікроамперметр; 4) вольтметр; 5) люкс-метр.

ТЕОРЕТИЧНІ ВІДОМОСТІ ТА ОПИС ПРИЛАДІВ

Запірний шар. Рівноважний потенціальний бар'єр

Розглянемо контакт двох домішкових напівпровідників з різними типами провідності за температури T, коли всі донорні та акценторні рівні виснажені, а власні рівні ще не збуджені. При кімнатних температурах цим вимогам найкраще відповідають напівпровідникові матеріали з шириною забороненої зони ΔW від 0,7 eB до 2 eB, тобто $Ge, Si, GaAs, Se, GaP$.

На рис. 1 наведено характерне розміщення донорних E_D та акцепторних E_A рівнів у забороненій зоні напівпровідників n–типу та p–типу відповідно. Тут використано позначення: E_C – мінімальна енергія електронів у зоні провідності; E_V – максимальна енергія електронів у валентній зоні; E_F – рівень Фе́рмі.

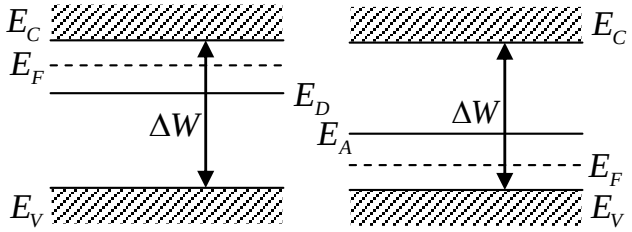


Рис. 1

Внаслідок теплового руху в області контакту на довжині d вільного пробігу носіїв струму ($d \approx 0{,}01$–1 *мкм*) електрони провідності з n–області переходитимуть у p–область, і навпаки, дірки з p–області переходитимуть в n–область. Зустріч електрона провідності з діркою призводить до їх рекомбінації, тобто переходу електрона із зони провідності у валентну зону. Такий перехід означає зменшення в приконтактній області кількості як електронів провідності, так і дірок. Область, збіднену носіями струму, називають запірним шаром.

У запірно́му шарі з боку напівпровідника n–типу залишається додатно заряджені йони донорних домішок, а з боку напівпровідника p–типу – від'ємно заряджені йони акцепторних домішок із густинами заряду ρ, як наведено на рис. 2.

На контакті виникне створене різнойменними зарядами йонів електричне поле напруженістю до $10^6\, В/м$, а між напівпровідниками різних типів – напруга U_K, яку називають рівноважним потенціальним бар'єром. Величина напруги U_K не може перевищувати потенціалу активації напівпровідника:

$$U_K < \frac{\Delta W}{e}, \tag{1}$$

де e – елементарний заряд.

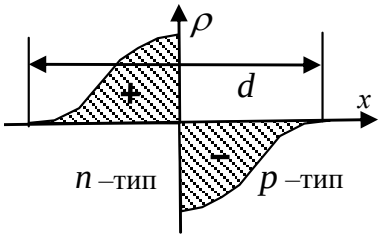


Рис. 2

Темновий струм фотодіода

Внаслідок рекомбінації електронів та дірок у запірному шарі практично відсутні основні носії струму, тому при розрахунках його провідності вже не можна нехтувати тепловою генерацією власних носіїв струму, що утворюються при переході електронів із валентної зони в зону провідності. Концентрацію n_i власних носіїв можна визначити за статистичним розподілом Максвела–Больцмана:

$$n_i = N\,exp\left(-\frac{\Delta W}{2kT}\right), \tag{2}$$

де k – стала Больцмана; N – концентрація атомів напівпровідника.

Якщо ззовні з'єднати провідником n та p області напівпровідника, то напруга U_K не створить струму в провіднику, адже саме рівноважний потенціальний бар'єр урівноважує потоки власних та домішкових носіїв струму (контактні різниці потенціалів між провідником та напівпровідниками різних типів провідності за законом послідовних контактів Вольти скомпенсують напругу U_K). Якщо ж до $p-n$–переходу прикласти зовнішню напругу U в прямому напрямі ("+" на p області і "–" на n області), то зовнішнє електричне поле спрямовуватиме до контакту додаткові порції основних носіїв струму, які рекомбінуватимуть у запірному шарі, створюючи, таким чином, струм через контакт. Зовнішня напруга U, прикладена в зворотному запірному напрямі ("–" на p області) лише висмоктуватиме з $p-n$–переходу власні носії струму, яких і так небагато, тому і зворотний струм буде незначним. Вольт–амперна характеристика темнового струму має вигляд:

$$I = I_0\left[exp\left(\frac{eU}{kT}\right)-1\right], \tag{3}$$

де I_0 – зворотний темновий струм, що практично не залежить від зовнішньої напруги U.

Вентильний фотоефект

Окрім теплової генерації власних носіїв струму, може відбуватись фотозбудження напівпровідника, коли під дією кванта світла з енергією $E \geq \Delta W$ електрони переходитимуть із валентної зони в зону провідності,

породжуючи при цьому пару носіїв струму: електрон провідності та дірку (електронно–діркову пару). Квантовим виходом β називають кількість електронно–діркових пар, утворених одним фотоном.

Якщо фотозбудження напівпровідника відбувається в приконтактній області, поле рівноважного потенціального бар'єру розноситиме електрон провідності в n область, а дірку в p область, порушуючи рівновагу потоків домішкових та власних носіїв струму. Зміниться і величина напруги на контакті. Збудження світлом електрорушійної сили на $p-n$–переході називають вентильним фотоефектом, а сам пристрій, де це відбувається – фотодіодом.

Важливою характеристикою фотоелемента є його інтегральна чутливість K_0 – відношення струму короткого замикання $I_{к.з.}$ до освітленості E:

$$K_0 = \frac{I_{к.з.}}{E}. \qquad (4)$$

Часто фотоелемент використовують у режимі фотодіода – подають на нього зовнішню напругу в запірному напрямі. Оскільки в фотодіода існує темновий струм I_0, його інтегральну чутливість визначають за формулою:

$$K_Д = \frac{I - I_0}{E}, \qquad (5)$$

де I – повний струм фотодіода.

Схема лабораторного устаткування

Схема лабораторного устаткування для дослідження фотоелектричних властивостей фотоелементів наведена на рис. 3.

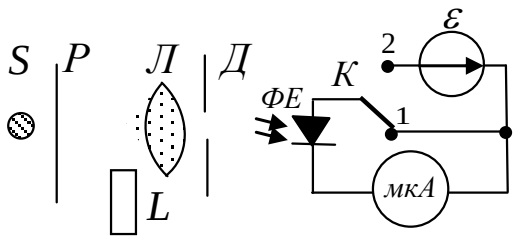


Рис. 3

Установка складається з джерела світла S, дифузного розсіювача P (матове скло), лінзи $Л$, регульованої діафрагми $Д$, фотоелемента $ФЕ$, джерела напруги ε, ключа K та люксметра L. Позначки діафрагми вказують величину, обернену до світлосили об'єктива – тілесного кута Ω, під яким із фотоелемента видно площу поверхні, відкриту діафрагмою. Отже, освітленість E фотоелемента дорівнюватиме освітленості E_0 об'єктива (яку показує люксметр), поділену на виставлене значення діафрагми.

ПОРЯДОК ВИКОНАННЯ РОБОТИ

1. Увімкнути джерело світла S та виміряти освітленість E_0 об'єктива.

2. Перемкнути ключ K у позицію 1 і, змінюючи діафрагму $Д$, зняти залежність струму $I_{к.з.}$ короткого замикання від освітленості E. Дані занести до таблиці 1. За формулою (4) знайти інтегральну чутливість K_0.

Таблиця 1

$Д$										
E										
$I_{к.з.}$										
K_0										

3. Перемкнути ключ K у позицію 2, та виміряти залежність повного струму I від освітлення E. Дані занести до таблиці 2.

4. Вимкнути джерело світла, закрити об'єктив та поміряти темновий струм

Таблиця 2

$Д$										
E										
I										
$K_Д$										

5. Побудувати графік залежності I від E.

6. За формулами (4) та (5) порахувати інтегральні чутливості. Дані занести до таблиці 1 та таблиці 2.

КОНТРОЛЬНІ ЗАПИТАННЯ

1. Явище вентильного фотоефекту?
2. Які пристрої називають фотоелементами?
3. Які напівпровідники називають власними, а які домішковими ?
4. Процес утворення запірно́го шару та рівноважного потенціального бар'єру.
5. Статистичний розподіл Максвела–Больцмана.
6. Що таке темновий струм фотодіода?
7. Яку величину називають квантовим виходом?
8. Як визначається інтегральна чутливість фотоелемента?
9. Формула для визначення потенціалу активації напівпровідника.
10. Принцип дії лабораторної установки.

СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ

1. Лабораторні роботи з фізики. Навчальний посібник для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти денної та заочної форм навчання. – Луцьк: Луцький НТУ, 2022. – 274 с.

2. Фізика: курс лекцій для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти денної та заоч. форм навч. / уклад.: Ю. В. Коваль, Л.В. Ящинський. Луцьк: ЛНТУ, 2026. 228 с.

3. Фізика : метод. вказівки до самостійної роботи для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти спец. 123 «Комп’ютерна інженерія» та 125 «Кібербезпека та захист інформації» денної та заоч. форм навч. / уклад.: Л. В. Ящинський, Д. А. Захарчук. Луцьк : ЛНТУ, 2025. 189 с.

4. Fedosov S., Yashchynskiy L. Engineer's Physical Handbook : Tutorial for applicants of the first (bachelor's) level of higher education technical and natural sciences full-time and part-time forms of study | Фізичний довідник інженера : навчальний посібник для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти технічних і природничих спеціальностей денної та заочної форм навчання. Луцьк : ЛНТУ, 2026. 94 с.

5. Фізика і енергетика. Навчальний посібник [Текст] / І.Р. Зачек, І.Є. Лопатинський, Ф.М. Гончар, І.Є. Мороз, М.М. Романюк. Львів.: Ліга-Прес, 2020 р. 372с.

Ф 50 Фізика. Методичні вказівки до лабораторних робіт для здобувачів першого (бакалаврського) рівня вищої освіти спеціальності G5 Електроніка, електронні комунікації, приладобудування та радіотехніка денної та заочної форм навчання / уклад. Д.А. Захарчук, Л.В. Ящинський, Луцьк: ЛНТУ, 2026. 122 с.

Комп'ютерний набір: Л.В. Ящинський

Редактор: Д.А. Захарчук

Підп. до друку «___»_____ 2026 р.
Формат 60х84/16. Папір офс.
Гарн. Таймс. Ум. друк. арк. 16.
Тираж 50 прим.

Інформаційно-видавничий відділ
Луцького національного технічного університету
43018, м. Луцьк, вул. Львівська, 75
Друк – ІВВ ЛНТУ