

Міністерство освіти і науки України
Державний університет телекомунікацій

Р. К. Нафєєв, С. В. Морозова, С. В. Сімченко

ФІЗИКА ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Навчальний посібник



Київ 2023

УДК: 53.05

Ф62

Рецензенти:

С. О. Решетняк, доктор фіз.-мат. наук, професор, завідувач кафедри загальної фізики Національного технічного університету України «КПІ ім. Ігоря Сікорського».

А. І. Шевченко, доктор технічних наук, професор, директор Інституту проблем штучного інтелекту НАН України.

Г. В. Корніч, доктор фіз.-мат. наук, професор, завідувач кафедри системного аналізу та обчислювальної математики Національного університету «Запорізька політехніка».

Рекомендовано до друку Вченою радою Державного університету телекомунікацій, протокол № 15 від 26 квітня 2023 року.

Нафєєв Р. К., Морозова С. В., Сімченко С. В.

Фізика. Лабораторний практикум. Навчальний посібник /
Р. К. Нафєєв, С. В. Морозова, С. В. Сімченко – К.: ДУТ, 2023.–236 с.
ISBN 978-617-7894-91-8

Навчальний посібник підготовлений у відповідності до програм навчальної дисципліни «Фізика» Державного університету телекомунікацій.

Лабораторні роботи апробовані багаторічною практикою проведення в навчальній лабораторії «Оптики та фізики твердого тіла». До навчального посібника увійшли описи лабораторних робіт, в яких сформульовані: мета, теоретичні відомості, опис експериментальної частини, порядок виконання роботи, контрольні питання. Рекомендована література наведена наприкінці посібника.

Розрахований для використання студентами та викладачами закладів вищої освіти, що готують фахівців у галузі інформаційно-комунікаційних технологій при підготовці та проведенні лабораторних занять.

ISBN 978-617-7894-91-8

Зміст

ВСТУП	6
Правила та вимоги до виконання лабораторних робіт з курсу фізики	8
МОДУЛЬ 1. ТЕОРІЯ ПОХИБОК. ЕЛЕМЕНТИ МЕХАНІКИ.	
Лабораторне заняття 1.1. Вимірювання фізичних величин та визначення похибок вимірювань.....	12
Лабораторна робота 1.2. Визначення густини тіла правильної геометричної форми	21
Лабораторна робота 1.3. Дослідження залежності моменту інерції тіла від положення осі обертання.....	26
Лабораторна робота 1.4. Вивчення обертального руху твердого тіла на прикладі маятника Обербека	36
МОДУЛЬ 2. ЕЛЕКТРИКА ТА МАГНЕТИЗМ	
Лабораторна робота 2.1. Дослідження електростатичного поля методом моделювання	41
Лабораторна робота 2.2. Дослідження розподілу потенціалу електростатичного поля	55
Лабораторна робота 2.3. Вимірювання опору провідника за допомогою амперметра і вольтметра	62
Лабораторна робота 2.4. Визначення невідомого опору за допомогою містка Уїтстона	69
Лабораторна робота 2.5. Визначення горизонтальної складової напруженості магнітного поля Землі	75
Лабораторна робота 2.6. Вивчення магнітного поля короткого соленоїда	82
Лабораторна робота 2.7. Вивчення магнітного гістерезіса ферромагнетиків	88

МОДУЛЬ 3. КОЛИВАННЯ І ХВИЛІ

Лабораторна робота 3.1. Визначення прискорення вільного падіння за допомогою фізичного маятника	96
Лабораторна робота 3.2. Вивчення вільних згасаючих коливань пружинного маятника	103
Лабораторна робота 3.3. Дослідження вимушених електромагнітних коливань у коливальному контурі (явище електричного резонансу)	109

МОДУЛЬ 4. ГЕОМЕТРИЧНА, ХВИЛЬОВА ТА КВАНТОВА ОПТИКА

Лабораторна робота 4.1. Дослідження сферичної аберації оптичних лінз	115
Лабораторна робота 4.2. Дослідження явища дифракції за допомогою дифракційної ґратки	120
Лабораторна робота 4.3. Визначення довжині хвилі випромінювання лазера за допомогою дифракційної ґратки	134
Лабораторна робота 4.4. Дослідження поляризації світла (закон Малюса).....	142
Лабораторна робота 4.5. Дослідження поляризації світла при відбиванні від діелектрика (закон Брюстера)	152
Лабораторна робота 4.6. Дослідження теплового випромінювання. Визначення сталої Стефана-Больцмана	158
Лабораторна робота 4.7. Дослідження лінійчатих спектрів випромінювання	166

МОДУЛЬ 5. ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА. КОНТАКТНІ ЯВИЩА

Лабораторна робота 5.1. Дослідження температурної залежності електричного опору металів	174
-----------------------------------------------------------------------------------------------	-----

Лабораторна робота 5.2. Дослідження температурної залежності електричного опору напівпровідників	180
Лабораторна робота 5.3. Визначення концентрації вільних носіїв заряду в напівпровіднику	191
Лабораторна робота 5.4. Вивчення ефекту Холла і визначення рухливості носіїв струму в напівпровіднику	195
Лабораторна робота 5.5. Дослідження фотопровідності напівпровідників.....	204
Лабораторна робота 5.6. Вивчення фотоелектрорушійної сили	210
Лабораторна робота 5.7. Дослідження термоелектричного явища (ефект Зеєбека)	215
Додатки, таблиці	222
СПИСОК РЕКОМЕНДОВАНОЇ ЛІТЕРАТУРИ	235

ВСТУП

Фізика – наука експериментальна, вона спирається на спостереження й досліди. Фізичний експеримент, тобто спостереження досліджуваного явища в контрольованих умовах – один із основних методів дослідження у фізиці.

Головне завдання навчальної дисципліни «Фізика» полягає в формуванні у студентів цілісного уявлення про навколишній світ. Цілком очевидно, що успішно працювати та швидко орієнтуватися в сучасному світі будуть ті випускники закладів вищої освіти, які в процесі навчання отримали фундаментальну теоретичну та практичну підготовку, а також досвід самостійної дослідницької діяльності.

Одним із основних завдань навчання фізики є оволодіння методами експериментального дослідження фізичних процесів та явищ. Для вирішення цього завдання існує лабораторний практикум, головна мета якого – дати здобувачам вищої освіти можливість набути навичок у проведенні експерименту, обробці результатів та їх аналізі, а також служити фундаментом для активної і творчої самореалізації у майбутній професійній діяльності.

Навчальне видання складається з п'яти модулів, зміст яких охоплює наступні розділи фізики:

Модуль 1. Теорія похибок. Елементи механіки;

Модуль 2. Електрика та магнетизм;

Модуль 3. Коливання і хвилі;

Модуль 4. Геометрична, хвильова та квантова оптика;

Модуль 5. Фізика твердого тіла. Контактні явища.

Цикл лабораторних робіт складено за модульною системою навчання та за тематикою відповідає програмі

навчальної дисципліни «Фізика», що викладається в Державному університеті телекомунікацій при підготовці фахівців відповідних спеціальностей.

Технологією викладання фізики у закладі вищої освіти передбачено наступне: паралельно з лекційним курсом за тематикою певного модуля відбуваються практичні заняття з розв'язування задач і виконання індивідуальної контрольної роботи з цього модуля, а також виконання лабораторних робіт з мікроциклу, присвяченого даному модулю. Номери лабораторних робіт, обов'язкові до виконання студентами в мікроциклі, визначає лектор по узгодженню з викладачем, який до початку лабораторних занять повідомляє студентам повний список робіт.

Кожна лабораторна робота складається з теоретичних відомостей (або загальних положень теоретичного плану), опису експериментальної установки, порядку виконання роботи (вимірювань та їх опрацювання), а також питань для самоконтролю. Лабораторна робота розрахована на дві академічні години (допуск, виконання та захист попередньої роботи). Тому виконанню роботи має передувати попередня самопідготовка з використанням конспекту лекцій, підручників, навчальних посібників, що полягає у вивченні теоретичного матеріалу, знайомстві з описом експериментальної установки та підготовки звіту. Виконання лабораторних робіт спрямоване на краще опанування теоретичного матеріалу, набуття практичного досвіду роботи з обладнанням, формулювання цілей виконання роботи та вміння робити висновки на основі отриманих результатів.

ПРАВИЛА ТА ВИМОГИ ДО ВИКОНАННЯ ЛАБОРАТОРНИХ РОБІТ

Виконання лабораторної роботи включає самостійну теоретичну підготовку по темі, вивчення будови і принципів роботи лабораторної установки, методу і порядку виконання вимірювань, проведення експериментів і обробку їх результатів, оформлення звіту по виконаній роботі та її захист в ході співбесіди з викладачем. Звіти студента по лабораторних роботах оформлюються на окремих скріплених роздрукованих аркушах формату А4. Вони повинні бути чіткими, охайними і включати наступні розділи:

1. Титульна сторінка (форма приведена в Додатку 2).
2. Номер, назва і мета роботи.
3. Опис установки і метода вимірювань (загальний вигляд, або схема установки з позначеннями, розрахункові формули з поясненнями фізичних величин, що входять до них).
4. Результати вимірювань та їх обробка (таблиці з заданими, виміряними і розрахованими величинами і їх похибками, а також порядок розрахунків фізичних величин та їхніх похибок з короткими поясненнями, графіки отриманих залежностей).
5. Побудова графіків.

При виконанні ряду лабораторних робіт Вам доведеться зіткнутися з побудовою графіка, що відповідає рівнянню виду $y = f(x)$.

При побудові графіків необхідно дотримуватись таких правил:

- а) По осі абсцис (горизонтальній) відкладаються значення аргументу (x), а по осі ординат – значення функції (y). На осях

обов'язково вказуються позначення величин та одиниці їх виміру, наприклад: t, с; m, кг; f, гц і т.д.

б) Побудову графіка слід розпочинати з нанесення шкал на осі координат. Число одиниць виміру в 1 см шкали має виражатися числами $1 \cdot 10^n$, $2 \cdot 10^n$, $5 \cdot 10^n$, де n – будь-яке ціле число. На осі координат наносять тільки корисні відрізки шкал, тобто охоплюють відповідні ряди експериментальних значень. Не треба прагнути, щоб початком відліку була точка (0; 0).

с) Експериментальні дані наносять особливими, чітко позначеними значками (крапками, хрестиками тощо). Необов'язково, щоб лінія графіка точно проходила через експериментальні точки. Вона може бути прямою або плавною кривою і, по можливості, повинна якомога ближче підходити до експериментальних точок.

б. Висновки по лабораторній роботі.

Процес виконання лабораторної роботи ділиться на три етапи.

Перший етап. Самопідготовка. Студент, використовуючи навчально-методичний посібник, матеріали конспекту лекцій та рекомендованої літератури, вивчає необхідний теоретичний матеріал з лабораторної роботи, знайомиться зі схемою та будовою і принципом роботи установки, а також послідовністю практичного виконання роботи. На початку лабораторних занять студент надає викладачу конспект двох перших розділів звіту, що стає необхідною умовою його допуску до практичних вимірювань. Студент не допускається до другого етапу до тих пір, поки не буде виконана робота на першому етапі.

Другий етап. Виконання вимірювань. Студенти, які отримали допуск, приступають до виконання лабораторної

роботи. Вони працюють бригадами у складі 3-5 студентів, виконують вимірювання і результати заносять до таблиці. Виконується контрольний розрахунок, який повинен підтвердити правильність вимірювань. Отримані результати надаються викладачу. Звіт у кожного студента повинен бути індивідуальним.

Третій етап. Обробка результатів вимірювань, оформлення звіту і здача роботи. Студент закінчує роботу над третім та четвертим розділами звіту. Проводиться розрахунок шуканих фізичних величин, похибок вимірювань та інше. Всі етапи цих розрахунків необхідно коротко відобразити в звіті. Висновки звіту повинні спиратися на аналіз виявлених в роботі закономірностей, зв'язків між різними фізичними величинами, порівняння отриманих результатів з теоретичними та табличними.

Захист лабораторної роботи відбувається наприкінці поточного заняття, або на наступному занятті та включає до себе:

- 1) співбесіду з теоретичної і експериментальної частин роботи;
- 2) обговорення результатів виконання роботи;
- 3) відповіді студентів на контрольні запитання, які приведені в навчальному посібнику. Після співбесіди викладач виставляє оцінку у вигляді рейтингового балу (100-бальна шкала) за якість засвоєння матеріалу та своєчасність виконання усіх етапів роботи.

У лабораторії необхідно неухильно дотримуватися правил техніки безпеки!

Категорично забороняється:

- порушувати вимоги інструкції з техніки безпеки, яка надана в посібнику;

- приносити і вживати в лабораторії напої та їжу, розмовляти по мобільному телефону, проводити зарядку батареї мобільних телефонів, працювати у навушниках, знаходитися в лабораторії у верхньому одязі, захаращувати столи та проходи речами та одягом;
- займатися сторонніми справами, заважати виконанню робіт іншими студентами;
- користуватися чужими звітами або їх частинами (таблицями з експериментальними та розрахунковими даними, графіками).

МОДУЛЬ 1. ЕЛЕМЕНТИ МЕХАНІКИ. ТЕОРІЯ ПОХИБОК.

Лабораторне заняття № 1.1

Вимірювання фізичних величин та визначення похибок вимірювань.

Мета роботи

Вивчити правила обробки результатів фізичних вимірювань. Визначити похибку непрямих вимірювань густини циліндричного зразка за результатами багатократних вимірювань його геометричних розмірів і маси.

Теоретичні відомості

Вимірювання – це процес визначення значення фізичної величини дослідним шляхом за допомогою спеціальних технічних засобів. У результаті вимірювання ми дізнаємося, у скільки разів величина, що вимірюється, більша або менша за відповідну величину, прийняту за одиницю вимірювання.

Вимірювання бувають прямі та непрямі.

Прямими називаються вимірювання, під час яких шукане значення величини знаходять безпосередньо з дослідних даних.

Непрямими називаються вимірювання, під час яких шукане значення величини знаходять на підставі відомої залежності між цією величиною та величинами, що піддаються прямим вимірюванням. Наприклад, густина тіл циліндричної форми визначається за формулою

$$\rho = \frac{4m}{\pi d^2 h} \quad (1)$$

де m , d і h знаходять за результатами прямих вимірювань.

При вимірюванні будь-якої величини ми ніколи не дістаємо її справжнє значення. Вимірювання фізичних величин не може бути проведене абсолютно точно через недосконалість вимірювальних приладів і методів вимірювання, через вплив умов вимірювань, індивідуальних властивостей спостережника і ряду випадкових причин. У результаті цього під час будь-якого вимірювання ми припускаємося деяких похибок вимірювання. У зв'язку з цим кожний результат вимірювання не можна наводити просто у вигляді числа. Для того, щоб знати, наскільки виміряне значення близьке до справжнього, обов'язково потрібно зазначити похибку вимірювань.

Похибки вимірювань поділяють на абсолютні та відносні. **Абсолютною** похибкою вимірювання називається похибка, виражена в одиницях величини, що вимірюється та визначається формулою

$$\Delta x = x - X \quad (2)$$

де x – значення, отримане при вимірюванні, X – справжнє значення вимірюваної величини. Таким чином, абсолютна похибка – це різниця між виміряним і дійсним значеннями величини, що вимірюється. Значення абсолютної похибки без зазначення дійсного значення вимірюваної величини не характеризує точності вимірювання.

Якість результатів характеризує відносна похибка. **Відотною** похибкою вимірювання називається відношення абсолютної похибки вимірювання до справжнього значення вимірюваної величини. Оскільки справжнє значення зазвичай невідоме, то відносну похибку визначають як відношення абсолютної похибки вимірювання до виміряного її значення. Зазвичай відносну похибку виражають у відсотках.

$$\varepsilon = \frac{\Delta x}{x} 100\% \quad (3)$$

За характером і походженням, а також за засобами оцінювання та виключення впливу похибок на результат їх поділяють на три основні класи – систематичні, випадкові та грубі похибки (промахи).

Систематична похибка – це складова похибки вимірювань, що залишається сталою або такою, що закономірно змінюється при повторних вимірюваннях. Вона має знак і викликає відхилення результатів вимірювань від справжнього значення вимірюваної величини в один бік.

Систематичні похибки виникають внаслідок неправильного градування приладу або його несправності, неправильних умов роботи, помилкового вибору методу дослідження або його недостатньої розробки і т. ін. Виявлення, оцінювання і виключення систематичних похибок є одним із головних завдань експериментатора. Чим меншою ми намагаємось зробити систематичну похибку, тим ретельніше повинні готувати вимірювання та продумувати методику його виконання. Систематичні похибки становлять велику небезпеку саме тому, що здебільшого експериментатор просто не знає про їх існування.

Проте у вимірюваннях завжди існує систематична похибка, яку не вдається усунути ніякими перевірками і застосуванням інших методів і для яких не можна ввести поправку. Мова йде про *інструментальну похибку* (**див. Додаток 3**).

Інструментальною похибкою називається складова похибки вимірювання, що залежить від похибок застосованих засобів вимірювання. Ця похибка визначається недоліками використаного при вимірюванні приладу, неточністю його

виготовлення. У більшості випадків інструментальну похибку засобу вимірювання можна оцінити, знаючи клас точності приладу, що є деякою узагальненою характеристикою засобу вимірювання. Іноді відомості про похибку засобу вимірювання можуть бути вказані в паспорті. Клас точності звичайно вказується на шкалі приладу. Якщо немає ніяких вказівок щодо похибки приладу, то його абсолютну похибку вважають рівною половині ціни поділки шкали або ціні найменшої поділки, оскільки ціна найменшої поділки завжди узгоджена з інструментальною похибкою засобу вимірювання.

Випадкова похибка – це складова похибки вимірювання, що змінюється випадковим чином при повторних вимірюваннях. Дослід показує, що багаторазове вимірювання однієї й тієї ж самої величини дає різні числові значення навіть після врахування усіх відомих систематичних похибок.

За великої кількості вимірювань випадкові похибки з однаковою ймовірністю викликають відхилення вимірюваної величини в обидва боки від її істинного значення. Виключити випадкові похибки окремих вимірювань неможливо. Проте математична теорія випадкових явищ надає рекомендації щодо зменшення впливу випадкових похибок на результат вимірювання – для цього необхідно проводити багаторазові вимірювання. Чим менше значення випадкової похибки ми хочемо дістати, тим більше вимірювань потрібно проводити.

Груба похибка (або *промах*) – це похибка вимірювання, що істотно перевищує похибку, очікувану за даних умов вимірювання. Джерелом грубих промахів, як правило, є брак уваги самого експериментатора, наприклад, неправильно відлічені або записані результати. Наявність грубих похибок проявляється в тому, що серед ряду порівняно близьких

результатів є одне або кілька значень, що помітно відрізняються від загального рівня.

Правила оцінювання похибки прямих вимірювань

Розглянемо випадок, коли трапилися випадкові похибки. Припустимо, що проведено багаторазові вимірювання деякої величини x , наприклад, діаметра зразка, а кількість вимірювань становить n . Постає питання – які з визначених розмірів варто взяти як найбільш близьке до справжнього (найбільш ймовірного) і як оцінити похибку вимірювань?

Розрахунки при цьому проводяться у *наступному порядку*:

1. Як найбільш близьке до справжнього значення вимірюваної величини береться середнє арифметичне значення всіх вимірювань:

$$\bar{x} = \frac{\sum_{i=1}^n x_i}{n} \quad (3)$$

2. Далі обчислюються випадкові відхилення окремих результатів вимірювання, тобто знаходяться різниці між результатом спостереження та середнім значенням:

$$\Delta x_i = x_i - \bar{x} \quad (4)$$

3. Обчислюється середня квадратична похибка результату серії вимірювань, тобто середнє значення:

$$\overline{\delta}_n = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta x_i)^2}{n(n-1)}} \quad (5)$$

4. За таблицею залежності коефіцієнта Стюдента t_{Cm} для вибраного значення надійної ймовірності α і відповідної кількості вимірювань n визначасмо значення цього коефіцієнта. При цьому під надійною ймовірністю розуміємо ймовірність того, що випадкова похибка не перевищує зазначеного нами значення. Наприклад, при коефіцієнті

надійної ймовірності $\alpha = 0,95$ у 95 із 100 вимірів випадкова похибка не перевищує визначеного нами значення $\Delta x_{\text{вип}}$.

Коефіцієнт Стьюдента залежить не тільки від імовірності P , але й від кількості спостережень в серії n , його визначають за таблицею:

$n \backslash P$	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9	0,95	0,98	0,999
2	1,00	1,38	2,0	3,1	6,3	12,7	31,8	636,6
3	0,82	1,06	1,3	1,9	2,9	4,3	7,0	31,6
4	0,77	0,98	1,3	1,6	2,4	3,2	4,5	12,9
5	0,74	0,94	1,2	1,5	2,1	2,8	3,7	8,6
6	0,73	0,92	1,2	1,5	2,0	2,6	3,4	6,9
7	0,72	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,1	6,0
8	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,4	3,0	5,4
9	0,71	0,90	1,1	1,4	1,9	2,3	2,9	5,0
10	0,70	0,88	1,1	1,4	1,8	2,3	2,8	4,8
∞	0,67	0,84	1,0	1,3	1,6	2,0	2,3	3,3

5. Значення коефіцієнта Стьюдента множиться на середню квадратичну похибку цього значення – таким чином знаходиться випадкова похибка $\Delta x_{\text{вип}}$ результатів прямих вимірювань:

$$\Delta x_{\text{вип}} = \overline{\delta}_n t_{\text{СТ}} \quad (6)$$

6. При проведенні вимірювань можуть одночасно з'являтися як випадкові, так і систематичні похибки. Систематична похибка зазвичай невідома, але відомо, що вона не може бути більшою за інструментальну похибку (у тому випадку, якщо інші джерела систематичної похибки усунуті). В цьому випадку за систематичну похибку приймається значення інструментальної $\Delta x_{\text{ін}}$ і загальна похибка визначається за формулою:

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{вип}}^2 + \Delta x_{\text{ін}}^2} \quad (7)$$

При конкретних вимірюваннях інструментальна і відносна похибки можуть значно відрізнятись одна від одної. **Якщо одна з них у 3 та більше разів більша за іншу, то меншою нехтують.**

7. Остаточний результат серії вимірювань записується у вигляді:

$$x = \bar{x} \pm \Delta x \quad (8)$$

Відповідно при цьому відносна похибка результатів вимірювань:

$$\varepsilon = \frac{\Delta x}{\bar{x}} 100\% \quad (9)$$

Правила оцінювання похибки непрямих вимірювань

У більшості випадків величина, що нас цікавить, не вимірюється безпосередньо. Вимірюються величини, пов'язані з шуканою величиною певними співвідношеннями, при цьому похибки вимірюваних величин відомі.

Загальні правила обчислення похибок непрямих вимірювань можна отримати тільки за допомогою математичної теорії похибок та методів диференціального числення. формули, за якими обчислюються похибки, наводимо без доведення, та пропонуємо приклади їх застосування.

Нехай шукана величина y залежить від кількох величин x_i , що вимірюються безпосередньо та незалежно одна від одної. Залежність y від x_i можна подати у вигляді функції:

$$y = f(x_1, x_2, \dots, x_n) \quad (10)$$

при цьому для кожної вимірюваної величини абсолютні похибки Δx_i вважаємо відомими та визначеними для однакового значення надійної ймовірності α . Тоді абсолютну

похибку непрямих вимірювань Δy можна обчислити за формулою:

$$\Delta y = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{\partial x_1} \Delta x_1\right)^2 + \left(\frac{\partial f}{\partial x_2} \Delta x_2\right)^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{\partial x_n} \Delta x_n\right)^2} \quad (11)$$

де $\frac{\partial f}{\partial x_n}$ – частинні похідні функції за кожною зі змінних x_i (це означає, що при обчисленні частинної похідної за величиною x_i усі інші вимірювані величини вважаються сталими).

Розрахунок похибок непрямих вимірювань зручніше починати з обчислення відносної похибки. При цьому для багатьох функцій утворюються менш складні вирази для відносної похибки.

За означенням відносна похибка величини, що вимірюється непрямо,

$$\varepsilon_y = \frac{\Delta y}{y} \quad (12)$$

Тоді з попередніх формул (11) та (12) випливає

$$\varepsilon_y = \sqrt{\left(\frac{\partial f}{f \partial x_1}\right)^2 \Delta x_1^2 + \left(\frac{\partial f}{f \partial x_2}\right)^2 \Delta x_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial f}{f \partial x_n}\right)^2 \Delta x_n^2} \quad (13)$$

Відповідно до правил диференціювання $\frac{1}{f} \cdot \frac{\partial f}{\partial x_n} = \frac{\partial}{\partial x_n} \ln x_n$, тому вираз для відносної похибки непрямих вимірювань можна записати наступним чином:

$$\varepsilon_y = \sqrt{\left(\frac{\partial \ln f}{f \partial x_1}\right)^2 \Delta x_1^2 + \left(\frac{\partial \ln f}{f \partial x_2}\right)^2 \Delta x_2^2 + \dots + \left(\frac{\partial \ln f}{f \partial x_n}\right)^2 \Delta x_n^2} \quad (14)$$

До виразу (14) замість частинних похідних від функції $f(x)$ входять частинні похідні від логарифма функції. Особливо зручно застосовувати отриману формулу (14) для функції вигляду

$$y = Ax_1^l x_2^m \dots x_n^k \quad (15)$$

де A, l, m, \dots, k – сталі величини, що можуть бути цілими або дробовими, додатними або від’ємними.

Діставши формулу похибки непрямих вимірювань, визначають значення вимірюваної величини \bar{y} . Для цього у формулу для y підставляють середні значення безпосередньо виміряних величин $\bar{x}_1, \bar{x}_2, \dots, \bar{x}_n$, а далі обчислюють похибку Δy , використовуючи результати оцінки похибки прямих вимірювань $\Delta \bar{x}_1, \Delta \bar{x}_2, \dots, \Delta \bar{x}_n$.

Остаточний результат вимірювань записується у вигляді

$$y = \bar{y} \pm \Delta y(\alpha) \quad (16)$$

Похибці приписується те саме значення надійної ймовірності α , що й для прямих вимірювань.

Якщо вимірювання прямих величин проводять одноразово, то при обчисленнях \bar{y} та Δy використовують виміряні значення x_1, x_2, \dots, x_n , а як $\Delta \bar{x}_1, \Delta \bar{x}_2, \dots, \Delta \bar{x}_n$ – інструментальні похибки. Надійну ймовірність при цьому зазначити неможливо.

Контрольні запитання

1. Що таке вимірювання?
2. Дати означення прямого та непрямого вимірювання.
3. Що таке абсолютна та відносна похибки вимірювання?
4. Дати означення систематичної, випадкової, грубої похибок.
5. Що таке інструментальна похибка?
6. Як оцінити інструментальну похибку?
7. Сформулювати правила оцінювання випадкової похибки прямих вимірювань.
8. Сформулювати правила врахування випадкової та систематичної похибок.

Лабораторна робота № 1.2

Визначення густини тіла правильної геометричної форми

Мета роботи

Застосування знань, отриманих на лабораторному занятті №1 з теорії похибок, для визначення густини тіла правильної геометричної форми.

Теоретичні відомості

У цій роботі визначається густина циліндричного зразка за результатами вимірювань його маси m та розмірів: d – діаметра та h - висоти.

Густиною однорідного тіла називається відношення маси тіла до його об'єму: $\rho = \frac{m}{V}$, тобто густина визначає масу одиниці об'єму.

Маса є мірою інертних і гравітаційних властивостей тіла, і є величиною скалярною та адитивною (маса складеного тіла дорівнює сумі мас усіх його частин).

Об'єм циліндричного зразка:

$$V = S \cdot h = \frac{\pi d^2}{4} \cdot h \quad (1)$$

Тоді густина твердого циліндричного зразка визначається за формулою:

$$\rho = \frac{4\bar{m}}{\pi \bar{d}^2 \bar{h}} \quad (2)$$

Дана формула може бути записана у вигляді $\rho = 4\pi^{-1}m^{+1}d^{-2}h^{-1}$. Щоб дістати співвідношення для визначення відносної похибки спочатку даний вираз логарифмується:

$$\ln \rho = \ln \frac{4}{\pi} + \ln m - 2 \ln d - \ln h \quad (3)$$

Потім обчислюються частинні похідні:

$$\frac{\partial \ln \rho}{\partial m} = \frac{1}{m}; \quad \frac{\partial \ln \rho}{\partial d} = -\frac{2}{d}; \quad \frac{\partial \ln \rho}{\partial h} = -\frac{1}{h} \quad (4)$$

Підставивши ці значення частинних похідних у рівняння (1.3), отримаємо формулу для обчислення відносної похибки:

$$\delta_\rho = \sqrt{\left(\frac{\Delta m}{m}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{\Delta h}{h}\right)^2} \quad (5)$$

Після обчислення відносної похибки δ_ρ абсолютна похибка обчислюється за формулою:

$$\Delta\rho = \rho \cdot \delta_\rho \quad (6)$$

Остаточний результат непрямих вимірювань записується у вигляді:

$$\Delta\rho = \rho \pm \Delta\rho \quad (7)$$

Похибка сталої величини π не входить до розрахункової формули, оскільки її можна зробити як завгодно малою. З якою же кількістю знаків доцільно брати число π ? При округленні числа $\pi \approx 3,1416 \dots$, ми замінюємо його значення наближенням і таким чином вносимо відносні похибки:

$$\varepsilon_\pi = \frac{\Delta\pi}{\pi} \quad (8)$$

$$\pi = 3 \quad \Delta\pi = 0,142, \quad \varepsilon_\pi \cong 5\%$$

$$\pi = 3,1 \quad \Delta\pi = 0,0416, \quad \varepsilon_\pi \cong 1,5\%$$

$$\pi = 3,14 \quad \Delta\pi = 0,0016, \quad \varepsilon_\pi \cong 0,05\%.$$

Нагадаємо, що відносна похибка, яка знаходиться у результаті обчислень, має бути приблизно на порядок (тобто у 10 разів) менша за похибку результату непрямих вимірювань. Тому, оскільки похибка непрямих вимірювань у навчальній лабораторії становить декілька відсотків, то число π будемо брати з трьома значущими цифрами, тобто $\pi = 3,14$.

Порядок виконання та обробка результатів вимірювань

1. Виміряти значення для маси m , діаметра d і висоти h зразка циліндра наданого викладачем, та записати їх в таблицю 1.

При вимірюванні враховувати інструментальні похибки цих величин: $\Delta m_{\text{ін}} = 0,01$ г; $\Delta d_{\text{ін}} = 0,01$ мм; $\Delta h_{\text{ін}} = 0,05$ мм.

2. Провести обробку результатів прямих вимірювань, для цього розрахувати:

- середні значення \bar{m} , \bar{d} і \bar{h}

- відхилення від середніх значень

$$\Delta m_i = m_i - \bar{m}, \Delta d_i = d_i - \bar{d}, \Delta h_i = h_i - \bar{h} \quad (9)$$

- середні квадратичні відхилення

$$\overline{\delta_m} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta m_i)^2}{n(n-1)}}, \overline{\delta_d} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta d_i)^2}{n(n-1)}}, \overline{\delta_h} = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (\Delta h_i)^2}{n(n-1)}} \quad (10)$$

Розрахунки виконати з чотирма значущими цифрами. Результати розрахунків записати до таблиці 1.

3. Визначити випадкові похибки $\Delta m_{\text{вип}}$, $\Delta d_{\text{вип}}$, $\Delta h_{\text{вип}}$. Для цього середні квадратичні відхилення δ_m , δ_d , δ_h помножити на коефіцієнт Стюдента t для даної надійної ймовірності α та кількості вимірювань n . В даній роботі для $\alpha = 0,95$ і $n = 5$ $t = 2,78$.

Значення випадкових похибок округлюються до однієї значущої цифри, якщо перша цифра більша за 3. Якщо ж вона дорівнює 3 або менша, округлюється до двох значущих цифр. (Наприклад, $0,419 \approx 0,4$, а $0,123 \approx 0,12$). Отримані значення занести до таблиці 1.

Таблиця 1.

Номер виміру	Маса зразка m , г	Діаметр зразка d , мм	Висота зразка h , мм	Відхилення від середнього		
				Δm_i , г	Δd_i , мм	Δh_i , мм
1						
2						
3						
4						
5						
Середні значення				Середньоквадратичні відхилення		
\bar{m}	\bar{d}	\bar{h}	δ_m	δ_d	δ_h	
Випадкові похибки				Загальні похибки		
$\Delta m_{\text{вип}}$	$\Delta d_{\text{вип}}$	$\Delta h_{\text{вип}}$	Δm	Δd	Δh	

4. Визначити загальну похибку прямих вимірів, врахувавши її випадкову та систематичну складові. Інструментальні похибки наведені в пункті 1. Загальну похибку прямих вимірювань обчислити за формулою

$$\Delta x = \sqrt{\Delta x_{\text{вип}}^2 + \Delta x_{\text{ін}}^2} \quad (11)$$

Якщо одна з цих похибок у 3 та більше разів більша за іншу, то меншою нехтуємо. Знайдені значення округлити за правилами п.3 і записати до таблиці.

6. Розрахувати за формулою (2) середнє значення густини в одиницях системи СІ.

7. Розрахувати за формулами (5) та (6) значення похибок непрямих вимірювань і округлити їх відповідно до правил, викладених у пункті 4.

8. Округлити отримане значення густини до розряду, що відповідає першій значущій цифрі похибки і записати округлений результат у вигляді: $\Delta \rho = (\bar{\rho} \pm \Delta \rho)$ кг/м³ при $\varepsilon = \dots \%$.

Контрольні запитання

- 1.Що таке вимірювання?
- 2.Дати означення прямого та непрямого вимірювання.
- 3.Що таке абсолютна та відносна похибки вимірювання?
- 4.Дати означення систематичної, випадкової, грубої похибок.
- 5.Що таке інструментальна похибка та як вона оцінюється?
- 6.Сформулювати правила оцінювання та врахування випадкової та систематичної похибок.

Лабораторна робота № 1.3.

Дослідження залежності моменту інерції тіла від положення осі обертання

Мета роботи

Визначити момент інерції тіла при трьох різних положеннях осі обертання.

Теоретичні відомості

Вектор лінійної швидкості \vec{v} напрямлений по дотичній до траєкторії руху і за величиною дорівнює першій похідній від шляху за часом:

$$\vec{v} = \frac{d\vec{S}}{dt} \quad (1)$$

Вектор прискорення \vec{a} дорівнює границі відношення приросту вектора швидкості $\Delta\vec{v}$ до того проміжку часу Δt , за яке він відбувся, за умови, що цей проміжок часу прямує до нуля, тобто прискорення дорівнює першій похідній від вектора швидкості за часом:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \frac{d\vec{v}}{dt} \quad (2)$$

Вектор $\Delta\vec{v}$ завжди можна розкласти на тангенціальну ($\Delta\vec{v}_\tau$) та нормальну (\vec{v}_n) складові:

$$\Delta\vec{v} = \Delta\vec{v}_\tau + \Delta\vec{v}_n \quad (3)$$

Тому вектор \vec{a} можна представити як суму двох величин:

$$\vec{a} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}}{\Delta t} = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}_\tau}{\Delta t} + \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}_n}{\Delta t} \quad (4)$$

У виразі (4) величину:

$$\vec{a}_\tau = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta\vec{v}_\tau}{\Delta t} \quad (5)$$

називають *тангенціальним* прискоренням, а величину:

$$\vec{a}_n = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\Delta \vec{v}_n}{\Delta t} \quad (6)$$

нормальним прискоренням.

Прискорення \vec{a} , яке називається *повним*, є векторною сумою \vec{a}_τ й \vec{a}_n , тобто:

$$\vec{a} = \vec{a}_\tau + \vec{a}_n \quad (7)$$

Можна довести, що числові значення цих складових можна обчислити наступним чином:

$$a_\tau = \frac{dv}{dt} \quad (8)$$

$$a_n = \frac{v^2}{R}, \quad (9)$$

де R - радіус кривизни траєкторії руху в розглянутий момент часу.

Тангенціальне прискорення напрямлене по дотичній до траєкторії руху та характеризує зміну вектора швидкості за числовим значенням. Якщо рух прискорений, то \vec{a}_τ збігається за напрямком з \vec{v} (рис. 1а), а якщо сповільнений то \vec{a}_τ направлене протилежно до \vec{v} (рис. 1б). Якщо швидкість за величиною не змінюється, то $\vec{a}_\tau = 0$.

Нормальне прискорення напрямлене по радіусу до центра кривизни траєкторії руху (воно називається також доцентровим) і характеризує зміну швидкості за напрямком.

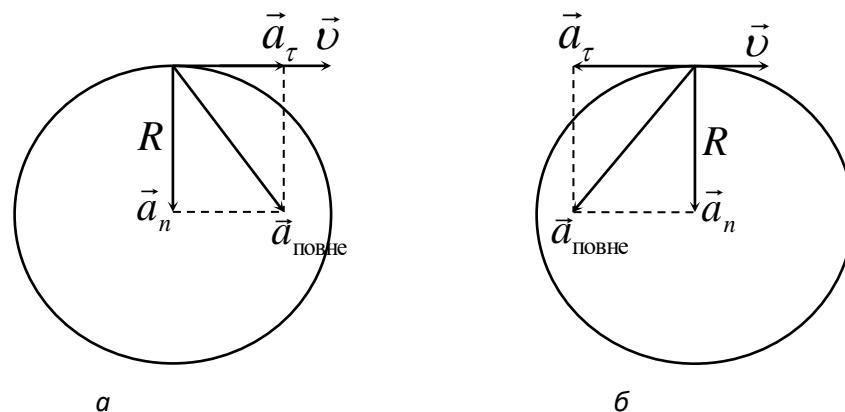


Рис. 1. Прискорення та його складові частини

Оскільки \vec{a}_τ та \vec{a}_n завжди взаємно перпендикулярні, то чисельно:

$$a = \sqrt{a_\tau^2 + a_n^2} \quad (10)$$

При обертальному русі матеріальної точки, лінійна швидкість:

$$v = \frac{dl}{dt} \quad (11)$$

де l – довжина дуги траєкторії.

Оскільки $dl = R d\varphi$, то

$$v = R \frac{d\varphi}{dt} = R\omega \quad (12)$$

де $\omega = \frac{d\varphi}{dt}$ — кутова швидкість матеріальної точки. Вона чисельно дорівнює куту повороту за одиницю часу.

Одиниці вимірювання в СІ – $[\omega] = \left[\frac{\text{рад}}{\text{с}}\right]$.

В загальному випадку кутовій швидкості надається зміст вектора, напрямленого по осі обертання (аксіального вектора). Цей вектор напрямлений так, щоб, дивлячись йому вслід, можна було бачити обертання матеріальної точки за годинниковою стрілкою, тоді $\vec{\omega} = \frac{d\vec{\varphi}}{dt}$ (рис.2).

Кутовим прискоренням ε називають величину, чисельно рівну першій похідній від кутової швидкості за часом:

$$\varepsilon = \frac{d\omega}{dt} \quad (13)$$

Одиниці вимірювання в СІ – $[\varepsilon] = \left[\frac{\text{рад}}{\text{с}^2}\right]$. У векторній формі, відповідно:

$$\vec{\varepsilon} = \frac{d\vec{\omega}}{dt} \quad (14)$$

$$M_z = F \cdot h \quad (19)$$

В загальному випадку момент сили це величина векторна:
 $\vec{M} = [\vec{F} \cdot \vec{r}]$.

Плечем сили називається найкоротша відстань від осі обертання до лінії дії (напрямку) цієї сили.

Інертність тіла, яке обертається залежить від розподілу його маси відносно осі обертання та характеризується величиною, що носить назву моменту інерції J . Розрізняють момент інерції матеріальної точки і момент інерції АТТ.

Моментом інерції матеріальної точки відносно осі z називається величина, чисельно рівна добутку маси точки m на квадрат відстані від неї до центра обертання r :

$$J_z = m \cdot r^2 \quad (20)$$

Момент інерції АТТ відносно осі z є сумою моментів інерції всіх точок, з яких це тіло складається:

$$J_{z \text{ тіла}} = \sum_{i=1}^n J_{zi} = \sum_{i=1}^n m_i r_i^2 \quad (21)$$

Момент інерції АТТ залежить як від його форми, маси й розмірів, так і від розташування осі обертання. Для тіла у формі паралелепіпеда:

$$J = \frac{m}{12} (l_1^2 + l_2^2) \quad (22)$$

де m - маса тіла, l_1 і l_2 - розміри тіла, зазначені на рис. 3

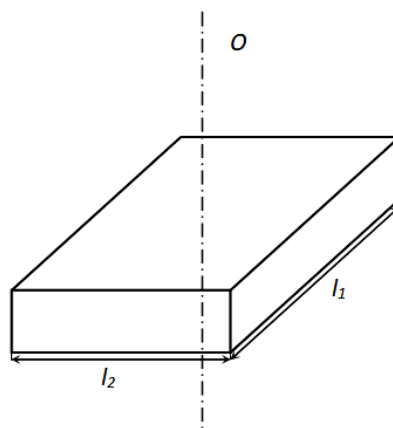


Рис. 3. Тіло правильної геометричної форми

Основний закон обертального руху для АТТ полягає в тому, що обертальний момент M_z і кутове прискорення ε , отримане тілом під дією цього моменту, прямо пропорційні та записуються у вигляді:

$$M_z = J_z \cdot \varepsilon \quad (23)$$

Лабораторне завдання

Установка (рис. 4) складається з насаджених на одну вісь шківа діаметром d і диска, на якому закріплюється досліджуване тіло. На шків намотана нитка, до кінця якої прикріплений тягарець масою m_1 . Якщо нитку перекинути через блок і дати їй можливість прискорено опускатися, то шків, диск і досліджуване тіло набудуть обертального руху.

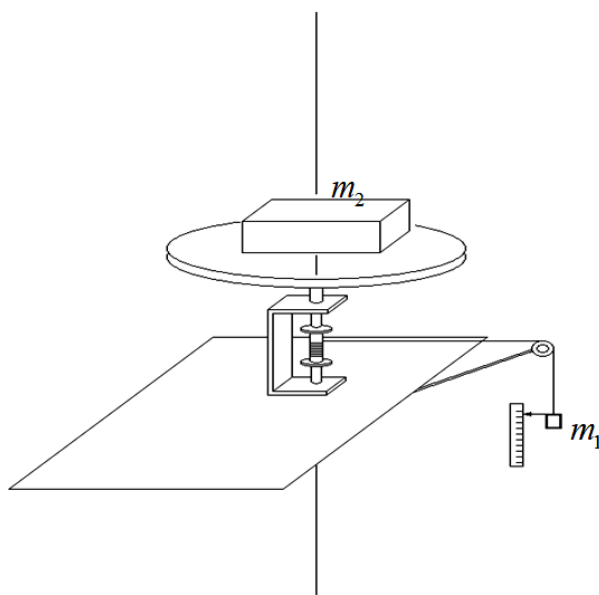


Рис. 4. Схема лабораторної установки.

При прискореному русі тягарця m_1 вниз сила натягу нитки буде

$$F = m_1(g - a) \quad (24)$$

де a - лінійне прискорення вантажу, чисельно дорівнює

тангенціальному прискоренню точок поверхні шківа, з якого змотується нитка; g – прискорення вільного падіння $g = 9,81 \frac{M}{c^2}$.

Сила, що створює обертальний момент, чисельно рівна, але протилежно напрямлена до сили натягу та прикладена до ободу шківа. Плечем цієї сили є половина діаметра шківа (радіус шківа). Отже, обертальний момент

$$M = m_1(g - a) \frac{d}{2} \quad (25)$$

Якщо врахувати, що пройдений прискорено падаючим тягарцем шлях

$$h = \frac{at^2}{2}, \text{ то } a = \frac{2h}{t^2} \quad (26)$$

а кутове прискорення частин, які обертаються, на підставі формули (15) буде:

$$\varepsilon = \frac{a}{\frac{d}{2}} = \frac{4h}{t^2 d} \quad (27)$$

Обертальний момент з врахуванням співвідношення (24) визначається так:

$$M = m_1 \left(g - \frac{2h}{t^2} \right) \frac{d}{2} = \frac{m_1 d h}{t^2} \left(\frac{gt^2}{2h} - 1 \right)$$

У цьому виразі величина $\frac{gt^2}{2h} \gg 1$, тому можна вважати, що

$$M = \frac{m_1 g d}{2} \quad (28)$$

З основного закону динаміки обертального руху (22)

$$J = \frac{M}{\varepsilon},$$

а якщо підставити вирази (22) і (27), то розрахункова формула для визначення моменту інерції J для даного положення досліджуваного тіла матиме вигляд :

$$\langle J \rangle = \frac{m_1 g d^2 \langle t \rangle^2}{8h} \quad (29)$$

Прилади та обладнання

Тіло у формі прямокутного паралелепіпеда, установка для обертання цього тіла відносно вертикальної осі, довга лінійка, секундомір, штангенциркуль.

Порядок виконання роботи:

1. Виміряти штангенциркулем діаметр шківів d .
2. Намотати нитку з тягарцем m_1 на шків, пропустити через блок.
3. Розташувати тіло на платформі в одному з трьох різних положень, відпустити тягарець m_1 та виміряти шлях, пройдений тягарцем і час проходження цього шляху.
4. Дослід виконати 3 рази та знайти середнє арифметичне значення часу $\langle t \rangle$.
5. Змінити розташування досліджуваного тіла та провести ще дві серії вимірювань (для двох інших положень тіла).
6. Зняти тіло з платформи і виконати аналогічні виміри. За цими даними обчислимо момент інерції платформи $J_{\text{платформи}}$.
7. Для кожного дослідження обчислити:

- величину J за формулою $\langle J \rangle = \frac{m_1 g d^2 \langle t \rangle^2}{8h}$;

- момент інерції тіла в цих трьох різних положеннях $\langle J_i \rangle$, віднявши від кожного значення J_i ($i = 1, 2, 3$) момент інерції платформи $J_{\text{платформи}}$, визначений за даними четвертого дослідження;

- відносну похибку непрямих вимірювань для одного з дослідів (вказаного викладачем) за формулою:

$$\delta_J = \sqrt{\left(\frac{\Delta m_1}{m_1}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta d}{d}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta t}{\langle t \rangle}\right)^2 + \left(-\frac{\Delta h}{h}\right)^2}, \varepsilon_J = \delta_J \cdot 100\% \quad (30)$$

де m_1 , d , $\langle t \rangle$, h – маса тягарця, діаметр шківів, середній час опускання тягарця та шлях тягарця відповідно, а Δm_1 , Δd ,

Δt , Δh - абсолютні похибки прямих вимірювань маси, діаметру шківів, часу та пройденого шляху відповідно;

- абсолютну похибку непрямого вимірювання за формулою $\Delta J = \langle J \rangle \cdot \delta_J$.

8. Результати вимірювань і обчислень записати в таблицю 1.

9. Для кожного з положень тіла результати розрахунків записати у вигляді:

$$J_i = (\langle J_i \rangle \pm \Delta J_i) \text{ кг} \cdot \text{м}^2 \text{ при } \varepsilon = \dots \%$$

У висновку порівняти знайдені дослідним шляхом моменти інерції тіла з обчисленими за формулою (21).

Таблиця 1

№ досліду	Положення тіла	m_1 , кг	d , м	h , м	t_i , с	$\langle t \rangle$, с	$\langle J \rangle$, кг·м ²	$\langle J_i \rangle$, кг·м ²	ΔJ_i , кг·м ²
1	I положення								
2									
3									
4	II положення								
5									
6									
7	III положення								
8									
9									
10	Платформа без тіла								
11									
12									

Контрольні запитання.

1. Що характеризує тангенціальне й нормальне прискорення?

2. Як пов'язані лінійні й кутові характеристики руху?

3. Що називають плечем сили?
4. Що називається моментом сили відносно осі?
5. Що таке момент інерції матеріальної точки?
6. Що являє собою момент інерції тіла?
7. Від чого залежить момент інерції тіла?
8. Яке тіло називається абсолютно твердим?
9. Який рух називається обертальним?
10. У чому полягає основний закон динаміки обертального руху?

Лабораторна робота № 1.4

Вивчення обертального руху твердого тіла на прикладі маятника Обербека

Мета роботи

Вивчити основний закон динаміки обертального руху; встановити залежність моменту інерції системи від рівномірного розподілу її маси відносно осі обертання; ознайомитись з методом екстраполяції.

Теоретичні відомості

Для виконання роботи необхідно вивчити такий теоретичний матеріал: обертальний рух абсолютно твердого тіла; кутова швидкість та кутове прискорення, їх зв'язок з лінійною швидкістю та лінійним прискоренням; момент сили; момент інерції та закон динаміки обертального руху абсолютно твердого тіла відносно нерухомої осі.

В даній лабораторній роботі застосовують непрямий метод визначення моменту інерції системи, що ґрунтується на законі динаміки обертального руху:

$$\beta = \frac{M}{J} \quad (1)$$

де β – кутове прискорення системи; M – момент сили; J – момент інерції.

Момент інерції абсолютно твердого тіла відносно нерухомої осі є скалярною фізичною величиною, яка дорівнює алгебраїчній сумі добутків мас m і m всіх його елементарних точок на квадрат їхніх найкоротших відстаней до осі обертання r_i та є величиною адитивною:

$$J = \sum_{i=1}^N J_i = \sum_{i=1}^N m_i r_i^2 \quad (2)$$

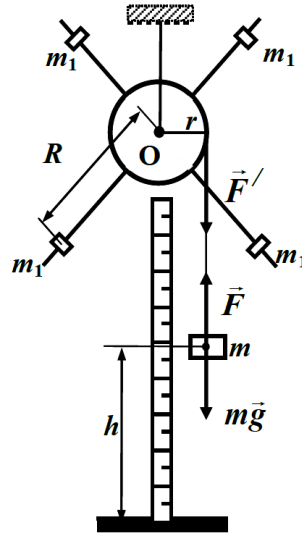


Рис 1. Схема експериментальної установки (маятник Обербека)

Робота виконується на установці (рис. 1.), що складається із хрестовини, жорстко зв'язаної з нерухомим блоком радіуса r . На хрестовині можуть закріплюватись на різних відстанях R від осі обертання тягарці m_1 . На блок намотується нитка, один кінець якої закріплений на блоці, а до іншого прив'язано вантаж масою m . Коли описаній системі тіл надати свободу, вантаж m почне опускатися, а блок з хрестовиною і тягарцями – обертатися навколо нерухомої осі. На вантаж діють сила тяжіння $m\vec{g}$ і сила натягу нитки \vec{F} . Під дією цих сил вантаж рухатиметься зі сталим прискоренням. Обертання блока, якщо знехтувати тертям на осі, викликає момент сили F' , модуль якої, за третім законом Ньютона, дорівнює модулю сили F . Плечем сили буде радіус блока, тому момент сили:

$$J\beta = M = F'r = m(g - a); \quad a = \beta r; \quad h = a \frac{\tau^2}{2} \quad (3)$$

Для визначення сили $F'=F$ записують динамічне рівняння руху вантажу m . Використовуючи зв'язок кутового прискорення β з лінійним прискоренням a і виражаючи останнє через висоту h і час опускання вантажу τ , з (1) відповідно до (3) можна отримати формулу для визначення моменту інерції системи тіл, що обертаються:

$$J = m \left(\frac{g\tau^2}{2h} - 1 \right) r^2 \quad (4)$$

Оскільки величина $\frac{g\tau^2}{2h} \gg 1$ (у чому можна переконатися безпосередніми підрахунками), то формула (4) набуває простішого вигляду:

$$J \approx \frac{mgr^2}{2h} \cdot \langle \tau^2 \rangle \quad (5)$$

Момент інерції системи J складається з моменту інерції блока з хрестовиною J_0 і моменту інерції J' тягарців m_1 , закріплених на хрестовині. Якщо вважати тягарці точковими масами, у разі їхнього симетричного розташування відносно осі обертання можна записати:

$$J = J_0 + 4m_1R^2 \quad (6)$$

де R – відстань тягарців від осі обертання.

З (6) випливає лінійна залежність між J та R^2 . Визначивши момент інерції системи для різних значень R , можна побудувати графік залежності $J = f(R^2)$ та методом екстраполяції отримати значення моменту інерції блока з хрестовиною J_0 . Приклад побудови такої залежності наведено на рис. 2.

Екстраполяція (від лат. extra і polio – пригладжую, виправляю, змінюю) – особливий тип апроксимації, коли функція апроксимується поза заданим інтервалом, а не між заданими значеннями. Тобто екстраполяція – це наближене визначення значень функції $f(x)$ в точках x , що лежать поза відрізком $[x_0, x_n]$, за її значенням в точках $x_0 < x_1 < \dots < x_n$. У статистиці екстраполяція – це поширення встановлених у минулому тенденцій на майбутній період (екстраполяція у часі застосовується для перспективних розрахунків чисельності населення); поширення вибірових даних на іншу

частину сукупності, не піддану спостереженню (екстраполяція в просторі).

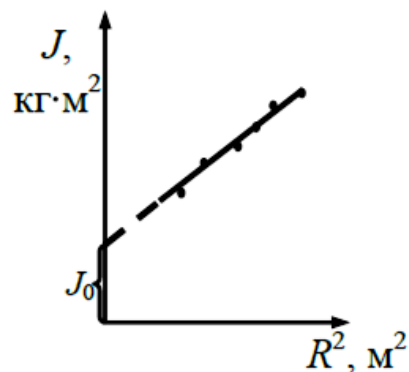


Рис 2. Екстраполяція залежності моменту інерції від R^2

Для більш точного вимірювання часу опускання вантажу в установці використовують електронний секундомір, який фіксує тривалість руху.

Порядок виконання роботи

1. Встановити тягарці m_1 на максимальній і однаковій відстані R від осі обертання.
2. Намотуючи нитку на блок, підняти вантаж m на висоту h і зупинити, зафіксувавши хрестовину.
3. Відпустити хрестовину і виміряти час τ опускання вантажу. Дослід повторити тричі і знайти середнє значення часу опускання вантажу m .
4. Розрахувати значення моменту інерції J , підставляючи у формулу (5) середнє значення часу.
5. Проробити пп. 1-4 для кількох різних положень тягарців відносно осі обертання. Результати вимірювання і обчислення записати до табл. 1.
6. Побудувати графік залежності J від R^2 (рис. 2) і методом екстраполяції визначити J_0 .
7. Визначити похибки вимірювання J (див. лаб. 1.2).
8. Визначити масу тягарця m_1 , закріпленого на хрестовині.

9. Обчислити за формулою (6) моменти інерції J , скориставшись знайденими за графіком значеннями J_0 , величиною m_1 та вимірними значеннями відстані R .

10. Отримані за формулою (6) значення моментів інерції J відобразити на графіку залежності J від R^2 .

Таблиця 1

№ пор.	R , м	r , м	m , кг	h , м	τ , с	$\langle \tau \rangle$, с	J , кг·м ²	R^2 , м	J_0 , кг·м ²

Контрольні запитання

1. Дайте визначення механічного руху; поступального і обертального рухів.

2. Яке тіло називають абсолютно твердим?

3. Дайте визначення таким фізичним величинам: переміщення, шлях, швидкість, прискорення.

4. Дайте визначення таким фізичним величинам: кутова швидкість, кутове прискорення. Як обирають напрям цих векторів.

5. Запишіть формули зв'язку між лінійними та кутовими величинами під час руху по колу.

6. Дайте визначення нормального і тангенціального прискорень.

7. Сформулюйте закони Ньютона.

8. Запишіть основний закон динаміки обертального руху.

9. Дайте визначення моменту сили відносно нерухомої точки O . Як визначається напрям цього моменту сили?

10. Дайте визначення моменту сили відносно нерухомої осі Oz .

11. Що називають моментом інерції точки (тіла або системи точок) відносно осі обертання?

Лабораторна робота № 2.1.

Дослідження електростатичного поля методом моделювання

Мета роботи

1. Провести експериментальне дослідження електричного поля простої геометричної форми; отримати графічну схему розподілу силових ліній та ліній однакового потенціалу за допомогою електричного зонду.

2. Визначити напруженість електричного поля в різних його точках. Встановити залежність напруженості електричного поля від відстані вздовж силової лінії.

Теоретичні відомості

Будь-який заряд змінює властивості простору, який його оточує, бо створює в ньому електричне поле. Уявлення про електричне поле було введено М. Фарадеєм в 30-ті роки ХІХ століття. Електричне поле є окремою формою прояву електромагнітного поля, матеріальним носієм взаємодії між зарядами. Електричні заряди завжди взаємодіють один з одним, тому що навколо кожного заряду існує електричне поле.

Електричне поле в кожній точці простору характеризується значенням вектора напруженості поля \vec{E} і значенням потенціалу φ .

Напруженість є силовою характеристикою електричного поля і визначається силою, яка діє на одиничний точковий заряд, розташований в даній точці поля:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (1)$$

Напрямок вектора \vec{E} співпадає з напрямком сили, яка діє зі сторони поля на позитивний точковий заряд.

Якщо поле створене позитивним зарядом, то вектор \vec{E} напрямлений від заряду (рис. 1, а), якщо ж негативним - до заряду (рис. 1, б).



Рис. 1. Силові лінії електростатичного поля точкового заряду

Електричне поле можна задати, якщо вказати для кожної точки простору величину і напрям вектора \vec{E} . Графічно поле характеризують за допомогою ліній напруженості або силових ліній.

Силовой лінією (лінією вектора напруженості) електричного поля називають уявну лінію, дотична до якої в кожній точці співпадає за напрямом з вектором напруженості (рис. 2).

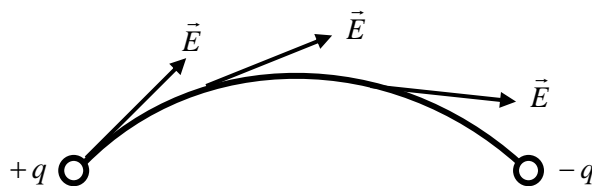


Рис. 2. Вектори напруженості електричного поля

Силлові лінії системи двох різнойменних зарядів починаються на позитивному заряді, а закінчуються на негативному (рис. 3).

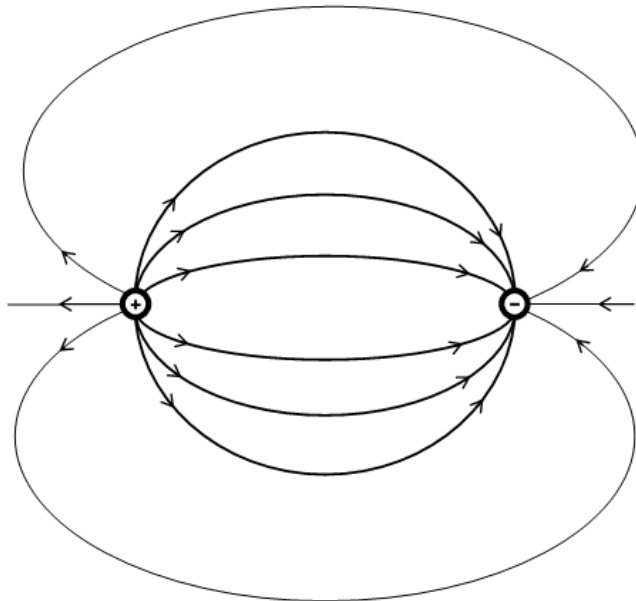


Рис. 3. Силлові лінії електричного поля системи двох різнойменних зарядів

Щоб за допомогою силових ліній можна було зобразити не тільки напрям, але й величину напруженості поля, силлові лінії домовились проводити з певною густиною, тобто густина ліній чисельно характеризує величину напруженості поля \vec{E} . Так, наприклад, з рис. 3 видно, що поблизу зарядів, де більша напруженість, і густина силових ліній більша.

Силлову лінію можна провести через будь-яку точку поля. Оскільки в кожній точці поля вектор напруженості має певний визначений напрям, то силлові лінії ніде не перетинаються.

Цей спосіб зображення електростатичного поля завдяки своїй наочності широко застосовується в електротехніці.

Іншою (енергетичною) характеристикою електричного поля є потенціал.

Потенціалом в даній точці електростатичного поля називають фізичну величину, яка чисельно дорівнює потенціальній енергії одиничного позитивного точкового заряду, розташованого в цій точці:

$$\varphi = \frac{W_n}{q} \quad (2)$$

При переміщенні заряду q з однієї точки поля в іншу виконується робота, яка дорівнює різниці потенціальних енергій заряду в цих точках:

$$A = W_{n_2} - W_{n_1} = \varphi_2 q - \varphi_1 q = q(\varphi_2 - \varphi_1) \quad (3)$$

Якщо заряд q із точки з потенціалом φ віддаляється на нескінченність (в місце, де потенціал $\varphi_1 = 0$), то робота

$$A_\infty = q\varphi \quad (4)$$

звідки
$$\varphi = \frac{A_\infty}{q} \quad (5)$$

Тобто потенціал чисельно дорівнює роботі, яку здійснюють сили поля над одиничним позитивним зарядом при віддаленні його з даної точки поля на нескінченність.

Для поля, створеного точковим зарядом q , потенціал залежить від відстані r від цього заряду:

$$\varphi = \frac{1}{4\pi\epsilon\epsilon_0} \cdot \frac{q}{r} \quad (6)$$

де ϵ – діелектрична проникність середовища. Це означає, що в просторі можна виділити таку сукупність точок, для яких потенціал буде однаковим.

Поверхня, всі точки якої мають однаковий потенціал, називається *еквіпотенціальною поверхнею*, а лінія, що з'єднує неперервний ряд точок на поверхні з однаковим потенціалом, називається *еквіпотенціальною лінією*. Для еквіпотенціальної поверхні (лінії) справедливе рівняння $\varphi = \text{const}$.

Поверхні однакового потенціалу для поля, яке створюється точковим зарядом — це концентричні сфери з центром, який співпадає з точковим зарядом (рис. 4, а). Якщо поле створюється зарядженими пластинами плоского конденсатора, то екіпотенціальні поверхні — це площини, які паралельні до цих пластин (рис. 4, б). Очевидно, що на екіпотенціальній поверхні можна виділити лінії однакового потенціалу — екіпотенціальні лінії. Як і силові лінії, екіпотенціальні лінії використовують для графічного зображення поля. Екіпотенціальні лінії можна провести через будь-яку точку поля.

Екіпотенціальні поверхні (лінії) в будь-якій точці поля завжди ортогональні (перпендикулярні) до вектора напруженості \vec{E} в цій точці (рис. 4, а, б).

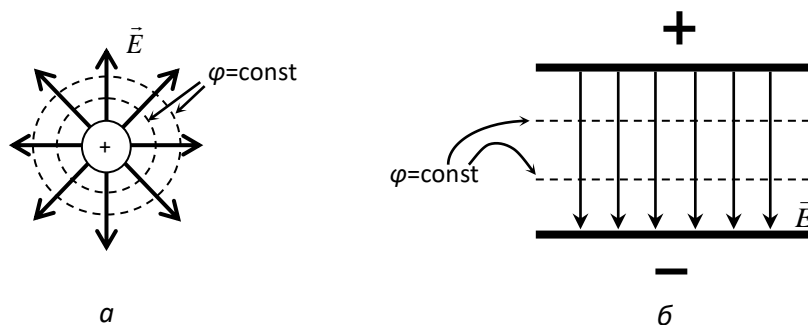


Рис. 4. Поверхні (лінії) однакового потенціалу (- - - - -) та лінії напруженості (—)
 а) у випадку позитивного точкового заряду
 б) в середині плоского конденсатора

Таким чином, електричне поле можна описати за допомогою векторної величини \vec{E} , або за допомогою скалярної величини φ . Між цими величинами існує зв'язок:

$$\vec{E} = -\overrightarrow{\text{grad}}\varphi \quad (7)$$

де $grad\varphi = \frac{\partial\varphi}{\partial x}\vec{i} + \frac{\partial\varphi}{\partial y}\vec{j} + \frac{\partial\varphi}{\partial z}\vec{k}$ векторний диференціальний оператор. При цьому проєкції вектора \vec{E} на відповідні координатні осі x, y, z ($\vec{i}, \vec{j}, \vec{k}$ – одиничні орти цих осей) дорівнюють:

$$E_x = -\frac{\partial\varphi}{\partial x}; \quad E_y = -\frac{\partial\varphi}{\partial y}; \quad E_z = -\frac{\partial\varphi}{\partial z} \quad (8)$$

Якщо виділити якийсь напрямок l у електричному полі, то проєкцію вектора напруженості поля \vec{E} на цей напрямок можна визначити як

$$E_l = -\frac{\partial\varphi}{\partial l} \quad (9)$$

Ортогональність силових ліній і еквіпотенціальних поверхонь (ліній) значно полегшує експериментальне і теоретичне дослідження електричного поля: знаходячи силові лінії, можна визначити еквіпотенціальні лінії (поверхні) і, навпаки, за еквіпотенціальними лініями (поверхнями) легко побудувати силові лінії. Останній факт має особливо широке застосування в техніці, оскільки при конструюванні електричних ламп, конденсаторів та інших приладів часто потрібно знати розподіл електричного поля в просторі.

Наприклад, аналітичний розрахунок поля в тріоді ускладнений через складну конфігурацію електродів, тому на практиці для визначення електричних полів в таких системах широко користуються методами фізичного моделювання.

Методи моделювання базуються на теоремі подібності електричних полів, згідно з якою при пропорційній зміні всіх геометричних розмірів системи електродів характер поля в системі не змінюється: форма і відносне розташування еквіпотенціальних ліній залишаються такими, як і у вихідній системі. Подібність полів зберігається і при зміні всіх напруг

в однакове число разів. Як правило, легше виконати розрахунок потенціалів, ніж напруженостей поля, оскільки потенціал - величина скалярна, а напруженість - векторна. Експериментальне вимірювання потенціалів також простіше, ніж вимірювання напруженостей поля, оскільки більшість приладів вимірюють різницю потенціалів, а не напруженість поля. Тому і в даній лабораторній роботі експериментально визначається розподіл потенціалів в електричному полі, а не напруженостей цього поля.

Силові лінії полів, що вивчаються, будуються вже потім, як ортогональні криві до експериментально знайдених еквіпотенціальних ліній.

При вивченні розподілу потенціалів в електричному полі часто використовується метод зондів, суть якого полягає у в наступному: в досліджувану точку поля вноситься спеціальний додатковий електрод-зонд, по можливості зроблений так, щоб мінімально порушувати своєю присутністю досліджуване поле. Цей зонд з'єднується провідником з приладом, який вимірює потенціал зонду в полі по відношенню до потенціалу будь-якої точки поля, вибраної за початок відліку.

Складність роботи з зондами призвела до розробки особливого методу вивчення електростатичних полів (полів, створених нерухомими і незмінними в часі зарядами) шляхом штучного відтворення їхньої структури в провідних середовищах, по яким пропускається постійний струм.

Таким чином, пряме вивчення електричного поля замінюється вивченням його моделі.

Виявляється, що при слабких струмах розподіл потенціалів в середовищі, по якому протікає струм між встановленими в ньому електродами, може бути тотожним

розподілу потенціалів між тими ж електродами, коли між ними є електричне поле в вакуумі або в однорідному діелектрику.

Якщо електроди розташувати на електропровідному папері і під'єднати їх до джерела ЕРС, то між ними виникне електричний струм. Слід мати на увазі, що заміна непровідного середовища на провідне може, взагалі кажучи, змінити конфігурацію електричного поля.

Однак, якщо питома електропровідність провідного середовища (в наших дослідах електропровідного паперу) буде значно меншою від електропровідності речовини електродів, то в цьому випадку потенціали всіх точок електрода практично однакові і лінії струму (лінії вектора \vec{E}) будуть перпендикулярними до поверхні цих електродів. Лінії вектора зміщення \vec{D} (описує електричне поле в середовищі) завжди перпендикулярні до поверхні провідника (за винятком, коли простір між електродами заповнений анізотропним діелектриком). Крім того, у випадку відсутності об'ємних зарядів між електродами ($\rho=0$), постійних струмів ($\frac{d\rho}{dt}=0$). Вектори \vec{D} і \vec{E} задовольняють однакові за виглядом рівняння Пуассона:

$$\frac{\partial D_x}{\partial x} + \frac{\partial D_y}{\partial y} + \frac{\partial D_z}{\partial z} = 0 \quad (10)$$

$$\frac{\partial E_x}{\partial x} + \frac{\partial E_y}{\partial y} + \frac{\partial E_z}{\partial z} = 0 \quad (11)$$

Ці рівняння разом з однаковими граничними умовами (вектори \vec{D} і \vec{E} перпендикулярні до поверхні електродів) означають, що конфігурації полів тотожні і дослідження

електростатичного поля \vec{D} можна замінити дослідженням конфігурації поля струмів (згідно закону Ома $\vec{j} = \sigma \cdot \vec{E}$).

Знаходження розподілу потенціалів в провідному середовищі, по якому протікає струм, порівняно легка експериментальна задача.

В даній роботі як електропровідне середовище використовується спеціальний провідний папір, що розміщується на планшеті, на якому закріплюються електроди А і В необхідної форми (рис. 5). На електроди подається постійна наруга U . Ця ж наруга подається і на потенціометр R .

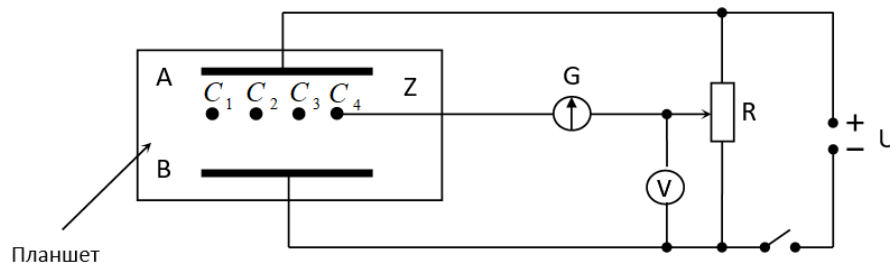


Рис. 5. Схема для дослідження електричного поля за допомогою електричного зонду

Для визначення точок однакового потенціалу на електропровідному папері використовується зонд Z , який поміщають в точку C , що досліджується. Зонд з'єднується через чутливий гальванометр G з повзунком потенціометра R . Потенціал повзунка можна змінювати, переміщуючи його по потенціометру, і вимірювати його за допомогою вольтметра V . (Якщо прийняти потенціал клеми і точки B за нуль, то покази вольтметра будуть дорівнювати величині потенціалу: $U = (\varphi)$).

Якщо потенціал повзунка потенціометра Π не дорівнює потенціалу точки C через гальванометр G буде протікати

струм і стрілка його буде відхилятися згідно із законом Ома $I = \frac{\Delta\varphi}{R}$. Якщо ж ці потенціали однакові ($\Delta\varphi = 0$), то струм через гальванометр протікати не буде і стрілка буде знаходитись на нульовій позначці. Таким чином, переміщуючи зонд по планшету, можна знайти цілий ряд точок (C_1, C_2, C_3 та ін.), з потенціалом, що дорівнює потенціалу точки П. Всі ці точки будуть знаходитись на одній еквіпотенціальній лінії.

Аналогічно можна визначити й інші еквіпотенціальні лінії. Для цього повзунок потенціометра R необхідно поставити в інше положення і задати іншу напругу U.

Для відтворення картини еквіпотенціальних ліній використовують копіювальний папір, який разом з чистим аркушем розміщують під електропровідним папером, де в процесі експерименту наносяться експериментальні точки.

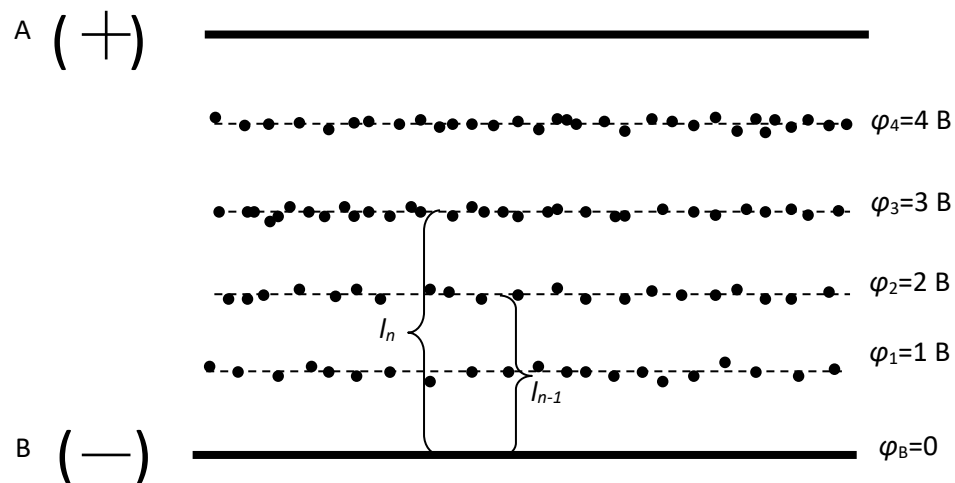


Рис. 6. Діаграма еквіпотенціальних ліній

За сукупністю еквіпотенціальних ліній можна вирахувати напруженість електричного поля та її зміну вздовж силової лінії в будь-якому напрямку (наприклад, вздовж А - В). Напруженість електричного поля визначають за формулою:

$$E = \left| \frac{\Delta\varphi}{\Delta l} \right| \quad (12)$$

де $\Delta\varphi$ - різниця потенціалів між сусідніми екіпотенціальними лініями, Δl - відстань між ними. Згідно з рис. 6 $\Delta\varphi = \varphi_n - \varphi_{n-1}$, а $\Delta l = l_n - l_{n-1}$, де l_n, l_{n-1} - відстань від точки, потенціал якої приймається за "0", до відповідної екіпотенціальної лінії вздовж силової лінії.

Отже формула, за допомогою якої розраховується напруженість електричного поля, є такою:

$$E = \frac{\varphi_n - \varphi_{n-1}}{l_n - l_{n-1}} \quad (13)$$

Розрахувавши значення E для різних відстаней l , можна графічно побудувати залежність напруженості електричного поля від відстані $E=f(l)$, де

$$l = \frac{l_n + l_{n-1}}{2} \quad (14)$$

Оскільки екіпотенціальні і силові лінії взаємно перпендикулярні, то легко доповнити одержану картину також силовими лініями. Це дасть краще уявлення про досліджуване електричне поле.

Прилади та обладнання

1. Планшет з провідним папером і плоскими електродами.
2. Потенціометр, вольтметр.
3. Нуль-індикатор (гальванометр).
4. Електричний зонд.
5. Джерело живлення.
6. З'єднувальні провідники.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати електричну схему згідно з рис. 5.

2. Після перевірки схеми викладачем замкнути коло ключем К і встановити напругу U (приблизно 6В).

3. За допомогою потенціометра R і вольтметра V повзунком встановити напругу $U_n = \varphi_n (1 - 5)$.

4. При вибраній напрузі U з допомогою електричного зонда знайти на планшеті 4 точки з однаковим потенціалом $U_n = \varphi_n$. Це означає, що для цих чотирьох точок C потенціал $\varphi_c = \varphi_{II} = \varphi_n = U_n$ і при цьому струм через гальванометр, не протікає. Потрібно легко натиснути рукою на вістря зонда і відмітити еквіпотенціальну точку на електропровідному аркуші. Відображення цієї точки отримується на аркуші паперу, розташованому під копіювальним папером і закріпленій між електродами А і В. Отримати таким самим способом інші точки даного потенціалу.

5. Пункти 3 і 4 повторити для інших напруг U_1, U_2, \dots, U_n (вибирають різницю між ними в 1 В).

6. Витягти папір з-під копіювального паперу і по точках з однаковим потенціалом провести усереднені еквіпотенціальні лінії. Перпендикулярно до еквіпотенціальних ліній провести 3-4 силові лінії досліджуваного поля.

7. За допомогою лінійки виміряти відстані l_1, l_2, \dots, l_n від електрода В до відповідних еквіпотенціальних ліній вздовж однієї силовой лінії.

8. За формулою

$$E = \frac{\Delta\varphi}{\Delta l} \quad (15)$$

виходячи з того, що $\Delta\varphi = \varphi_n - \varphi_{n-1} = U_n - U_{n-1}$, визначити значення напруженості електричного поля E_1, E_2, \dots, E_n вздовж однієї силовой лінії.

9. Дані вимірювань і розрахунків записати в таблицю 1:

Таблиця 1

№ п/п	φ_n , В	φ_{n-1} , В	$\Delta\varphi$, В	l_n , м	l_{n-1} , м	Δl , м	l , м	E , $\frac{В}{м}$
1	1	0						
2	2	1	1					
3	3	2						
4	4	3						
5	5	4						
6		5						

10. За табличними даними побудувати графік залежності $E=f(l)$ і проаналізувати його.

11. Написати висновки до роботи.

Контрольні запитання

1. Що таке електричний заряд та які його основні властивості?

2. Що таке електричне поле? Яке електричне поле називають електростатичним?

3. Що таке точковий заряд? Пробний заряд?

4. Сформулювати закон Кулона для електростатичного поля у вакуумі та речовині.

5. Які фізичні величини є силовими характеристиками електростатичного поля? Як вони взаємопов'язані? Одиниці їх виміру.

6. Яка фізична величина є енергетичною характеристикою електростатичного поля? Одиниця її виміру.

7. Як можна графічно зобразити структуру електростатичного поля?
8. Яке електростатичне поле називають однорідним?
9. Що є ознакою потенціального характеру електростатичного поля?
10. Який зв'язок між напруженістю і потенціалом електростатичного поля?
11. Чому і в якому випадку дослідження електростатичного поля можна замінити дослідженням розподілу потенціалів у провідному середовищі?
12. Пояснити суть методу електричного зонда. Як визначаються положення точок електростатичного поля з однаковим потенціалом?

Лабораторна робота № 2.2

Дослідження розподілу потенціалу електростатичного поля

Мета роботи

Вивчити характеристики електростатичного поля, експериментально дослідити характер електростатичного поля; визначити еквіпотенціальні поверхні та лінії напруженості.

Теоретичні відомості

Для виконання роботи потрібно засвоїти такий теоретичний матеріал: електричне поле та його характеристики; принцип суперпозиції електричних полів; лінії напруженості та еквіпотенціальні поверхні, зв'язок напруженості та потенціалу електростатичного поля.

Електричне поле – особливий вид матерії, що є складовою загального електромагнітного поля, утворене зарядженими частинками і тілами, або змінним у часі магнітним полем. *Електростатичне поле* – це електричне поле, що утворюється нерухомими зарядами, тобто не змінюється з часом.

Електричне поле в кожній точці простору характеризують вектором напруженості \vec{E} , який є його

силовою характеристикою, й електростатичним потенціалом φ , який є його енергетичною характеристикою. Напруженістю електростатичного поля в будь-якій точці називають вектор \vec{E} , який чисельно дорівнює силі, з якою це поле діє на одиничний позитивний заряд q , вміщений в цю точку. Напрямок вектора \vec{E} , збігається з напрямком дії сили \vec{F} , на позитивний заряд:

$$\vec{E} = \frac{\vec{F}}{q} \quad (1)$$

Потенціалом електростатичного поля в будь-якій точці називають скалярну фізичну величину φ , що чисельно дорівнює роботі, яку треба виконати проти сил електростатичного поля для переміщення одиничного позитивного заряду з нескінченності в цю точку.

Для переміщення заряду q з точки a , потенціал якої дорівнює φ_a , в точку b з потенціалом φ_b , треба виконати роботу A :

$$A = q(\varphi_a - \varphi_b) \quad (2)$$

Унаслідок переходу від більшого потенціалу до меншого робота буде позитивною, тобто її виконують електричні сили. У разі переходу від меншого до більшого потенціалу роботу виконують сторонні сили.

Напрямок вектора напруженості поля та розподіл потенціалів можна зобразити наочно, якщо скористатися поняттям ліній напруженості поля (силовими лініями поля) та поняттям поверхні однакового потенціалу (еквіпотенціальними поверхнями). *Силіві лінії* (або *лінії напруженості*) електростатичного поля – лінії, дотичні до

яких у кожній точці збігаються з напрямом вектора напруженості \vec{E} , а їхня густина характеризує модуль $|\vec{E}|$. Лінії напруженості не перетинаються, оскільки в кожній точці поля вектор \vec{E} має лише один напрям.

Для наочності силові лінії проводять так, щоб кількість ліній N , які пронизують одиничну площадку перпендикулярної до них поверхні, дорівнювало чисельному значенню вектора \vec{E} .

Еквіпотенціальною поверхнею називають геометричне місце точок з однаковим потенціалом. Еквіпотенціальні поверхні на площині зображують графічно у вигляді ліній (рис.1), які проводять так, щоб різниця потенціалів між будь-якими двома сусідніми лініями була однаковою. Згідно з фізичним змістом потенціалу *лінії напруженості завжди перпендикулярні* до еквіпотенціальних поверхонь (рис.1).

Взаємна перпендикулярність ліній напруженості і поверхонь однакового потенціалу істотно полегшує експериментальне дослідження електростатичного поля: знайшовши лінії напруженості, можна визначити еквіпотенціальні поверхні, і навпаки, знайшовши поверхні однакового потенціалу, можна побудувати лінії напруженості.

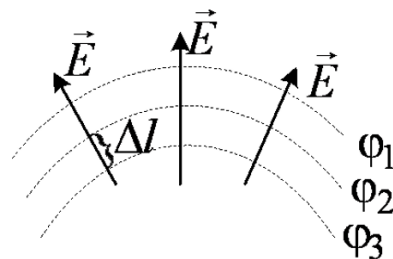


Рис. 1 Еквіпотенціальні поверхні на площині

Якщо провідник з порожниною заземлити, то потенціал в

усіх точках порожнини дорівнюватиме нулю, тобто вона буде повністю ізольована від впливу зовнішніх електростатичних полів. На цьому принципі засноване явище *електростатичного захисту об'єктів – екранування тіл від впливу зовнішніх електростатичних полів*. На практиці суцільні провідники замінюють щільною металевою сіткою, ефективною для захисту не лише статичних, а й змінних електричних полів. Електростатичного захисту потребують чутливі електроприлади та проводка, тому приміщення, в яких вони будуть знаходитись (щитові, лабораторії тощо), на стадії будівництва додатково армують добре провідними заземленими сітками.

Експериментально легше виміряти потенціали електростатичного поля, ніж його напруженість. Це пояснюється тим, що більшість електровимірювальних приладів, насамперед зонди в комбінації з електрометрами, різноманітні індикатори струму в комбінації з потенціометрами, вимірюють різницю потенціалів між різними точками поля, а не його напруженість. Тому в більшості випадків, як і в пропонованій задачі, експериментально вивчають розподіл потенціалів в електростатичному полі, а не лінії напруженості. *Силові лінії будують як лінії, перпендикулярні до експериментально знайдених поверхонь рівного потенціалу.*

Зв'язок між \vec{E} та φ визначають за формулою:

$$\vec{E} = \overrightarrow{\text{grad}}\varphi \quad (3)$$

де $\overrightarrow{\text{grad}}\varphi$ чисельно дорівнює зміні потенціалу, який припадає на одини-

цю довжини силової лінії. Якщо поле однорідне, то

$$E = - \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{\Delta l} \quad (4)$$

де Δl – відстань між поверхнями з потенціалами φ_1 та φ_2 (рис.1).

Проте визначення еквіпотенціальних поверхонь за допомогою зондів теж не проста задача, оскільки в непровідному середовищі (наприклад, в повітрі) важко зрівняти потенціали зонда та досліджуваної точки поля. Тому в цій лабораторній роботі вивчення електростатичного поля нерухомих зарядів замінено на дослідження поля постійного електричного струму.

Заміна електростатичного поля еквівалентним за конфігурацією електричним полем струму не завжди можлива. Така заміна можлива тоді, коли: 1) середовище однорідне; 2) провідність його надзвичайно мала порівняно з провідністю електродів. Дотримання цих умов означає, що поле між електродами під час проходження струму буде таким самим, яким воно було б у вакуумі за наявності на електродах тільки нерухомих зарядів.

У цій роботі електростатичне поле утворюють між двома металевими електродами “*a*” і “*c*” різної форми, закріпленими на аркуші електропровідного паперу (рис.2), до яких прикладають напругу від джерела електрорушійної сили ε . Такий папір має незначну провідність порівняно з матеріалом електродів, тому поверхні електродів можна вважати еквіпотенціальними. Потенціал електрода “*c*” вважатимемо рівним нулю. Тоді потенціал електрода “*a*” дорівнюватиме 9 В.

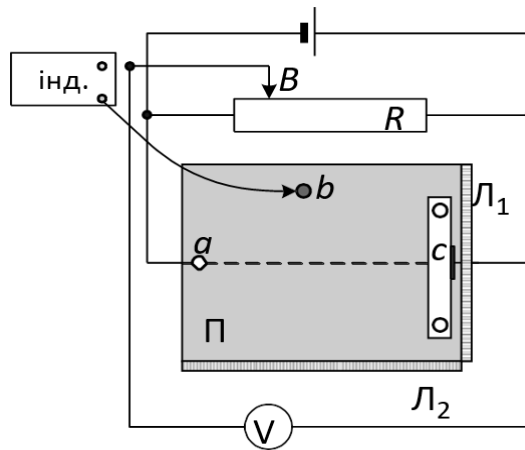


Рис 2. Схема експериментальної установки

Для дослідження розподілу потенціалів між електродами “*a*” і “*c*” в будь-яку точку між ними на папір П вміщують металевий зонд “*b*”, з’єднаний через індикатор (вольтметр) з повзунком потенціометра *R* (точка *B*). Якщо між зондом “*b*” і точкою *B* є різниця потенціалів, то індикатор покаже наявність напруги. Змінюючи положення зонда “*b*”, знаходимо точки, які дають однакові показники напруги на індикаторі, одночасно фіксуючи їхні координати *x* та *y* за допомогою лінійок *L*₁ та *L*₂. Ці точки мають однаковий потенціал. За результатами вимірів будемо серію екіпотенціальних ліній, а потім – ліній напруженості досліджуваного електростатичного поля.

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути джерело живлення та встановити за допомогою потенціометра *R* на вольтметрі *V* напругу, меншу за 9 В (задає викладач).

2. Встановити зонд *b* на осьовій лінії *ac* електропровідного паперу П поблизу точки *a*. Записати показання індикатора, тобто потенціал φ_1 та координати x_1 та y_1 на лінійках *L*₁ та *L*₂ цієї точки. Дані вимірювань записати в табл.1.

Пересуваючи зонд *b* вгору та донизу від осьової лінії *ac*,

зафіксувати точки з тим самим значенням потенціалу φ_1 . Записати відповідні координати точок x_1 та y_1 у таблицю 1.

3. Пересунути зонд b вздовж осьової лінії до електрода c та повторити пп. 2, 3 для двох інших точок з однаковим значенням потенціалів φ_2 та φ_3 (задається викладачем).

4. Позначити на міліметровому папері для потенціалів φ_1 , φ_2 та φ_3 точки з відповідними координатами x , y . Побудувати еквіпотенціальні лінії (лінії однакового потенціалу) і провести лінії напруженості досліджуваного електростатичного поля (рис 1).

5. Розрахувати напруженість поля за формулою (4) у заданій викладачем точці.

Таблиця 1

x_1 , см	y_1 , см	φ_1 , В	x_1 , см	y_1 , см	φ_2 , В	x_1 , см	y_1 , см	φ_3 , В	Δl , м	E , В/м

Контрольні запитання

1. Що називають електричним полем? Що називають електростатичним полем?
2. Дайте визначення напруженості та потенціалу електростатичного поля.
3. Який зв'язок між напруженістю та потенціалом електростатичного поля? У чому полягає фізичний зміст градієнта потенціалу?
4. У чому полягає принцип суперпозиції електричних полів?
5. Що називають силовими лініями електростатичного поля?
6. Що таке еквіпотенціальні поверхні електростатичного поля?

7. Як графічно зображують електростатичні поля?
8. Як експериментально досліджували в роботі електростатичне поле?
9. Що називають електростатичним захистом? Поясніть його призначення.

Лабораторна робота № 2.3.

Вимірювання опору провідника за допомогою амперметра і вольтметра

Мета роботи

Вивчити закони постійного струму на прикладі розгалужених кіл; визначити невідомий опір методом вимірювання напруги та струму за різних способів вмикання приладів.

Теоретичні відомості

Для виконання роботи потрібно засвоїти такий теоретичний матеріал: електричний струм; сила струму і його густина; закон Ома для однорідної і неоднорідної ділянок кола; опір провідників; правила Кірхгофа для розгалужених кіл.

Електричним струмом називають впорядковане переміщення заряджених частинок (носіїв заряду). *Струмом провідності* називають направлений рух вільних носіїв заряду у провідному середовищі. Струми, які утворюються у процесі руху заряджених тіл, називають *конвекційними*, а

короткочасні електричні струми, що виникають у діелектричних середовищах внаслідок зміщення зв'язаних зарядів під дією зовнішнього електричного поля – *струмами поляризації*. За напрям струму вважають напрям руху позитивних зарядів. У металах напрям струму є протилежним до напрямку направленої руху електронів.

Основними умовами виникнення струму у провіднику є:

- 1) наявність вільних носіїв заряду,
 - 2) створення і підтримання у провіднику електричного поля.
- Кількісною мірою електричного струму є сила струму і його густина.

Сила струму – скалярна фізична величина, яка чисельно дорівнює електричному заряду, що переноситься через поперечний переріз провідника за одиницю часу:

$$I = \frac{dq}{dt} \quad (1)$$

Одиницею вимірювання сили струму є 1 А (ампер).

Густина струму – векторна фізична величина, що чисельно дорівнює електричному заряду, який переноситься через перпендикулярний до напрямку руху носіїв переріз одиничної площі провідника за одиницю часу:

$$\vec{j} = \frac{dI}{dS} \vec{n} = \frac{d^2q}{dt \cdot dS} \vec{n} \quad (1)$$

де dS – площа перерізу провідника; n – одиничний вектор нормалі до поверхні перерізу провідника.

Постійним електричним струмом називають такий струм, значення і напрям якого не змінюються, тобто $\vec{j} = \text{const}$.

Для визначення сили струму в електричних колах використовують закони Ома. Під електричним колом розуміють систему, яка складається із джерел струму (з електрорушійною силою \mathcal{E} , опором r) і споживачів

електричної енергії (з опором R), з'єднаних між собою провідниками.

Закон Ома для однорідної ділянки кола, на який діють тільки кулонівські сили (тобто ділянки, яка не містить джерела струму, $\mathcal{E}=0$, $r=0$):

$$I = \frac{\varphi_1 - \varphi_2}{R} = \frac{U}{R} \quad (2)$$

де $\varphi_1 - \varphi_2$ – різниця потенціалів на кінцях ділянки кола, U – напруга;

R – зовнішній опір, тобто опір всіх елементів ділянки кола, крім джерела струму.

Якщо у колі діють також сторонні сили, *то закон Ома для неоднорідної ділянки кола*, тобто ділянки, яка містить джерело струму, можна записати так:

$$I = \frac{U}{R+r} = \frac{\varphi_1 - \varphi_2 \pm \mathcal{E}}{R+r} \quad (3)$$

де \mathcal{E} – електрорушійна сила джерела струму; r – внутрішній опір джерела струму.

У разі замкненого (повного) кола, тобто якщо $\varphi_1 = -\varphi_2$, маємо:

$$I = \frac{\mathcal{E}}{R+r} \quad (4)$$

Електричний опір провідника – це скалярна фізична величина, яка є властивістю провідника щодо перешкоджання упорядкованому рухові носіїв заряду вздовж нього і вимірюється в омах: 1 Ом – це опір такого провідника, по якому протікає струм в 1А за напруги на кінцях 1В.

Наявність опору в металевих провідниках першого роду пов'язана із розсіюванням енергії електронів провідності на теплову енергію коливань кристалічної ґратки або неоднорідності її структури (домішки, дефекти). Цей опір

інакше називають активним, або омічним, оскільки розрізняють ще реактивний (індуктивний і ємнісний) опір у колах змінного струму.

Опір провідника залежить від матеріалу, параметрів (довжини, площі поперечного перерізу) та температури. Для провідника циліндричної форми $R = \rho \frac{l}{S}$, де ρ – питомий опір матеріалу, з якого виготовлений провідник, вимірюється в $1 \text{ Ом} \cdot \text{м}$; l – довжина провідника; S – площа поперечного перерізу провідника.

Відомо декілька способів вимірювання електричного опору. Для безпосереднього вимірювання опору застосовують омметри. Але часто вдаються до найпростішого способу – методу прямого вимірювання струму та напруги за допомогою амперметра і вольтметра.

Як і до інших вимірювальних приладів, до амперметрів та вольтметрів висувають такі вимоги: після ввімкнення їх у коло не повинно відбуватись помітної зміни режиму роботи всього кола або окремих його ділянок.

Для того щоб виміряти величину струму, треба через прилад пропустити увесь струм (або наперед відому його частину), тому амперметр потрібно вмикати послідовно у розрив тієї ділянки мережі, де потрібно виміряти струм. Однак за такого під'єднання опір амперметра збільшить загальний опір кола і зменшить струм у ньому. Щоб цей ефект зменшити, обмотку амперметрів виконують із невеликої кількості витків дроту значної товщини, завдяки чому обмотка має невеликий опір.

Для вимірювання напруги між будь-якими двома точками електричного кола до них паралельно під'єднують вольтметр,

при цьому частина струму тектиме через нього. Щоб зменшити вплив вольтметра на коло, опір вольтметра має бути значно більшим, ніж опір ділянки кола. Тому струм, який проходить через вольтметр, дуже малий.

Якщо амперметр і вольтметр задовольняють зазначеним вимогам, то за їхніми показниками величину невідомого опору розраховують, застосовуючи закон Ома для ділянки кола (2).

Завдання цієї роботи – визначити похибку в користуванні формулою (2). На рис. 1 та рис. 2. наведено дві можливі схеми під'єднання амперметра і вольтметра для визначення опору.

Першу схему (рис.1) застосовують для вимірювання малого опору (порівняно з опором вольтметра). Амперметр у цій схемі вимірює загальний струм, який протікає і по опору R_x , і по обмотці вольтметра. Якщо опір R_x малий, то по ньому проходить майже весь струм, оскільки струм, який протікає через вольтметр, дуже малий.

Невідомий опір можна знайти за формулою

$$R_x = U / (I - U / R_v) \quad (5)$$

де R_v – опір вольтметра. З формул (2) і (3) видно, що $R < R_x$, причому чим більший опір вольтметра, тим ближче R до R_x .

Другу схему (рис.2) застосовують для вимірювання великих опорів (порівняно з опором амперметра). Вольтметр у цій схемі вимірює спад напруги і на опорі R_x , і на обмотці амперметра. Оскільки опір R_x дуже великий, на нього витрачається майже вся напруга мережі.

Невідомий опір можна знайти за формулою:

$$R_x = (U / I) - R_A \quad (6)$$

де R_A – опір амперметра. З формул (2) і (3) видно, що

$R > R_x$, причому чим менший опір амперметра, тим ближче R до R_x .

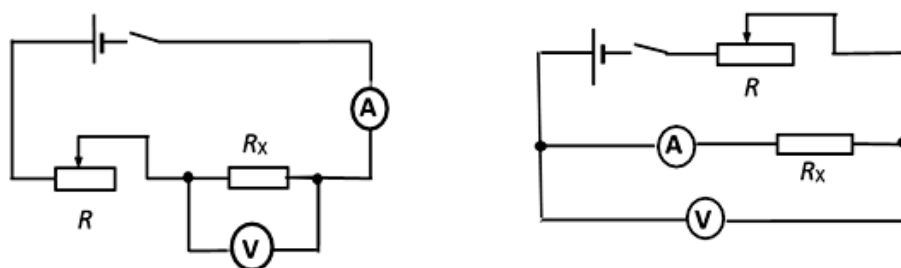


Рис.1, Рис.2 Схеми під'єднання амперметра і вольтметра для визначення невідомого опору.

Метод амперметра і вольтметра застосовують тоді, коли можна обійтись без великої точності вимірювань.

Прилади та обладнання

1. Джерело постійного струму
2. Невідомий опір
3. Амперметр
4. Вольтметр
5. Реостат

Порядок виконання роботи

1. Зібрати коло за схемою на рисунку 1.
2. Записати показники вольтметра U за трьох різних значень сили струму I . Результати вимірювань записати до табл. 1.
3. Зібрати коло за схемою на рисунку 2.
4. Записати показники вольтметра U за трьох різних значень сили струму I . Результати вимірювань записати до табл. 2.
5. Розрахувати опір R за формулою (2), знайти його середнє значення $R_{\text{сер}}$.
6. Обчислити опір R_x за формулами (3) та (4). Знайти середнє значення результатів $R_{x\text{сер}}$ для кожної схеми вмикання

приладів.

7. Визначити у відсотках та порівняти, наскільки відрізняються результати розрахунків за формулою (2) від значення розрахованого опору за формулами (3) та (4):

$$\varepsilon = \frac{|R_{\text{сер}} - R_{X\text{сер}}|}{R_{\text{сер}}} \cdot 100\% \quad (7)$$

8. Результати обчислень записати до табл. 1 та 2.

Таблиця 1

№ пор.	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$	$R, \text{Ом}$ (формула 2)	$R_X, \text{Ом}$ (формула 5)	$R_{\text{сер}}, \text{Ом}$	$R_{X\text{сер}}, \text{Ом}$	$\varepsilon, \%$

Таблиця 2

№ пор.	$U, \text{В}$	$I, \text{А}$	$R, \text{Ом}$ (формула 2)	$R_X, \text{Ом}$ (формула 6)	$R_{\text{сер}}, \text{Ом}$	$R_{X\text{сер}}, \text{Ом}$	$\varepsilon, \%$

Контрольні запитання

1. Що називають електричним струмом? Які умови існування постійного струму?
2. Дайте визначення сили струму та його густини.
3. Дайте визначення різниці потенціалів, електрорушійної сили та напруги.
4. Що називають однорідною та неоднорідною ділянками кола?
5. Запишіть закон постійного струму для неоднорідної ділянки кола. Покажіть, що це узагальнений закон, з якого можна вивести закон Ома як для ділянки, так і для замкненого кола.
6. Дайте визначення опору провідника. Чим зумовлений

опір провідника?

7. Як амперметр і вольтметр вмикають в коло? Чому саме так?

Лабораторна робота № 2.4.

Визначення невідомого опору за допомогою містка постійного струму

Мета роботи

1. Вивчити метод вимірювання опору за допомогою місткової схеми.
2. Навчитись вимірювати опір містком постійного струму.

Теоретичні відомості

Класичним методом вимірювання опору є метод містка постійного струму. Схема містка постійного струму, яка подана на рис.1, складається з відомих опорів R_0 , R_1 , R_2 , невідомого опору R_x , нуль-гальванометра G і джерела ЕРС ε . Опори R_x , R_0 , R_1 , R_2 складають так звані плечі містка.

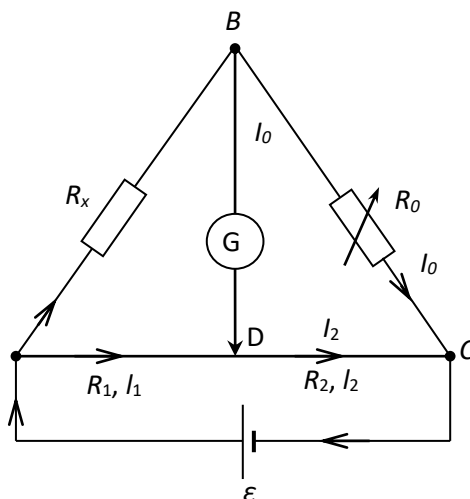


Рис. 1. Схема містка постійного струму (місток Уїтстона).

Частина схеми АС являє собою натягнутий однорідний провід (реохорд) із контактом D, який може ковзати вздовж реохорда АС, змінюючи таким чином співвідношення між опорами R_1 , R_2 , частинами проводу AD і DC. До точки з'єднання двох опорів (точка В на рис. 1) і до рухомого контакту D під'єднуються R_0 , R_2 , гальванометр G, а до точок схеми А і С - джерело ЕРС ε .

При довільному співвідношенні опорів, які складають місткову схему, через гальванометр протікає струм. Однак, переміщуючи контакт D, можна досягти, щоб сила струму через гальванометр дорівнювала нулю – у цьому випадку опори R_x , R_0 пропорційні опорам R_1 , R_2 :

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2} \quad (1)$$

Дійсно, коли струм через гальванометр не протікає, то потенціали точок В і D однакові. А це означає, що напруги на ділянках АВ і AD однакові:

$$\varphi_A - \varphi_B = \varphi_A - \varphi_D$$

або

$$I_x R_x = I_1 R_1 \quad (2)$$

Однакові також напруги на ділянках ВС і DC, тобто

$$I_0 R_0 = I_2 R_2 \quad (3)$$

Розділивши ліві і праві частини співвідношень (2) і (3), отримаємо:

$$\frac{I_x R_x}{I_0 R_0} = \frac{I_1 R_1}{I_2 R_2} \quad (4)$$

Якщо струм через гальванометр не протікає, то $I_x = I_0$, $I_1 = I_2$ і тоді

$$\frac{R_x}{R_0} = \frac{R_1}{R_2} \quad (5)$$

Сам процес вимірювання невідомого опору R_x за допомогою місткової схеми полягає в тому, що на магазині опорів виставляється опір R_0 , близький за значенням до невідомого опору R_x . Потім за допомогою рухомого контакту D знаходиться положення на реохорді, при якому сила струму через гальванометр дорівнює нулю (така операція знаходження положення рухомого контакту називається врівноженням містка).

Інакше невідомий опір R_x можна знайти не пересуваючи ковзаючий контакт, а змінюючи опір магазину опорів та досягаючи при цьому нульових показів стрілки гальванометру. Досягши рівноваги містка, за співвідношенням (5) визначаємо величину опору R_x , за відомими значеннями інших опорів.

Оскільки для однорідного проводу опори окремих ділянок реохорда відносяться один до одного як їхні довжини, то відношення $\frac{R_1}{R_2}$ у формулі (5) можна замінити відношенням довжини $\frac{l_1}{l_2}$ (де l_1, l_2 - відповідно довжини ділянок AD та DC на рис 1.) Отже, формулу (5) можна переписати як $\frac{R_x}{R_0} = \frac{l_1}{l_2}$, звідки знаходимо робочу формулу для визначення R_x :

$$R_x = R_0 \frac{l_1}{l_2} \quad (6)$$

Відзначимо, що точність визначення R_x буде тим більшою, чим ближчим до одиниці буде співвідношення $\frac{R_x}{R_0} = \frac{l_1}{l_2}$. Тому

при вимірюванні за допомогою містка Уїтстона невідомого опору R_x бажано, щоб опір R_0 не дуже відрізнявся від R_x . У зв'язку з цим порядок знаходження R_x , може бути наступним: встановити контакт D посередині реохорда (l_1, l_2) і за допомогою магазину опорів підібрати R_0 так, щоб струм через гальванометр не протікав. Тоді згідно з (6) отримуємо $R_x = R_0$.

Прилади та обладнання

1. Реохорд.
2. Магазин опорів
3. Джерело ЕРС (1,5В)
4. Невідомий опір R_x .
5. Додатковий опір (для зменшення чутливості гальванометра).
6. Нуль-гальванометр.
7. Ключі-перемикачі.
8. З'єднувальні провідники.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати схему згідно рис. 2. Для обмеження струму послідовно до гальванометра G вмикають додатковий опір $R_d = 5 \div 10$ кОм і ключ K_2 , яким цей опір можна закоротити при рівновазі містка.

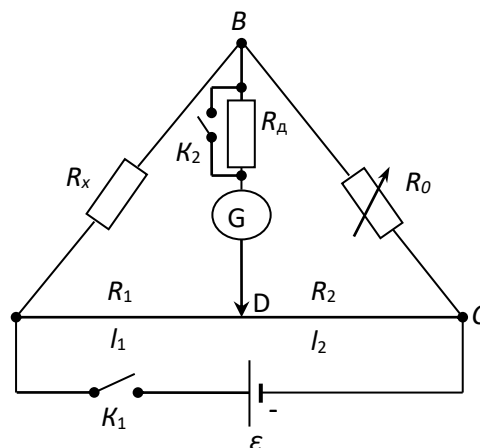


Рис. 2. Схема містка постійного струму для вимірювання невідомого опору R_x .

2. Встановити повзунок D посередині реохорда.
3. Після перевірки схеми замкнути ключ K_2 .
4. На магазині опорів підібрати такий опір R_0 , при якому струм через гальванометр дорівнює нулю.
5. За допомогою ключа K_2 замкнути додатковий опір R_d і домогтись точнішої рівноваги містка.
6. Записати в таблицю 1 значення l_1, l_2, R_0 (R_0 дорівнює сумі показів на всіх декадах магазину опорів) і обчислити за формулою $R_x = R_0 \frac{l_1}{l_2}$ опір R_x .

Таблиця 1

№ досліду	$l_1, \text{ см}$	$l_2, \text{ см}$	$R_0, \text{ Ом}$	$R_x, \text{ Ом}$	$\langle R_x \rangle, \text{ Ом}$	δ_{R_x}	$\Delta R_x, \text{ Ом}$	$\varepsilon_{R_x}, \%$
1								
2								
3								

7. Дослід повторити для двох інших співвідношень плечей реохорда l_1, l_2 , записавши отримані значення у таблицю.
8. Визначити середнє значення невідомого опору $\langle R_x \rangle$ та записати його у таблицю.
9. Визначити відносні та абсолютну похибки вимірювання R_x за формулами:

$$\delta_{R_x} = \frac{\Delta R_x}{\langle R_x \rangle} = \sqrt{\left(\frac{1}{R_0} \Delta R_0\right)^2 + \left(\frac{1}{l_1} \Delta l_1\right)^2 + \left(-\frac{1}{l_2} \Delta l_2\right)^2},$$

$$\varepsilon_{R_x} = \delta_{R_x} \cdot 100\%,$$

$$\Delta R_x = \langle R_x \rangle \cdot \delta_{R_x} \quad (7)$$

10. Записати кінцевий результат у вигляді:

$$R_x = (\langle R_x \rangle \pm \Delta R_x) \text{ Ом, при } \varepsilon_{R_x} = \dots \%$$

У висновках звернути увагу на точність вимірювання і пояснити, чим вона зумовлена.

Контрольні питання

1. Сформулюйте означення електричного струму, напруги, електричного опору. Вкажіть одиниці вимірювання цих фізичних величин.

2. Від чого залежить електричний опір провідника? Запишіть формулу, за якою визначається величина електричного опору.

3. Що таке реохорд?

4. Пояснити принцип роботи схеми містка Уїтстона.

5. Чому відношення опорів плечей реохорда можна замінити відношенням відповідних відрізків довжин реохорда?

6. При якому положенні рухомого контакту точність вимірювання містком Уїтстона максимальна?

Лабораторна робота № 2.5

Визначення горизонтальної складової напруженості магнітного поля Землі

Мета роботи

Ознайомитись з принципом дії тангенс-гальванометра та з елементами земного магнетизму. Визначити горизонтальну складову напруженості магнітного поля Землі.

Теоретичні відомості

Магнітне поле Землі складається з постійного магнітного поля, яке створюється магнетизмом земної кулі, та змінного поля, зумовленого електричними струмами, що протікають в земній атмосфері та в земній корі.

Змінне поле, як правило, не перевищує 1% від постійного поля. Розрізняють періодичні коливання магнітного поля (їхня періодичність зумовлена обертанням Землі та періодичністю сонячної активності) і неперіодичні коливання – магнітні збурення. Магнітні збурення тісно пов'язані з іоносферними збуреннями та полярними сьйвами. Джерело цих явищ – спалахи сонячної активності, які супроводжуються сонячною радіацією та викидом потоків заряджених частинок.

Постійне магнітне поле зумовлене тим, що Земля являє собою природний магніт, полюси якого розташовуються недалеко (≈ 300 км) від географічних полюсів. Магнітні силові лінії починаються біля Південного географічного полюса і закінчуються біля Північного, тому магнітний полюс Землі, розташований на півдні, називається Північним магнітним, або Південним геомагнітним полюсом, а інший, той що знаходиться на Півночі – Південним магнітним, або Північним геомагнітним полюсом.

Через магнітні полюси Землі можна провести лінії великих кіл – магнітні меридіани, перпендикулярно до них – лінії малих кіл – магнітні паралелі. Таким чином, кожній точці на Землі будуть відповідати не тільки географічні, але й магнітні координати.

Якщо у якій-небудь точці Землі вільно підвісити магнітну стрілку (тобто підвісити за центр мас так, щоб стрілка могла повертатись і в горизонтальній і у вертикальній площинах), то вона встановиться у напрямку напруженості магнітного поля Землі в даній точці.

Магнітне поле Землі схоже на поле прямого магніту. Тому вектори напруженості цього поля на магнітних полюсах вертикальні, а на магнітному екваторі – горизонтальні. В довільній іншій точці простору вектор напруженості магнітного поля нахилений до площини горизонту, отже, вільно підвішена стрілка розташовується під якимось кутом до вертикалі і під якимось кутом до горизонтальної площини у цій точці Землі (рис. 1). Через неспівпадання магнітних та географічних полюсів Землі не співпадають і площини магнітного і географічного меридіанів, які проходять через дану точку земної поверхні.

Таким чином, положення вільно розташованої магнітної стрілки характеризується двома кутами – α та β , визначеними для кожної точки Землі.

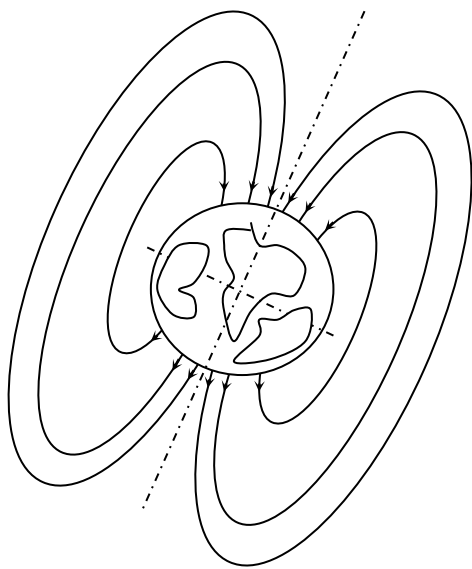


Рис. 1.

Лінії магнітного поля Землі

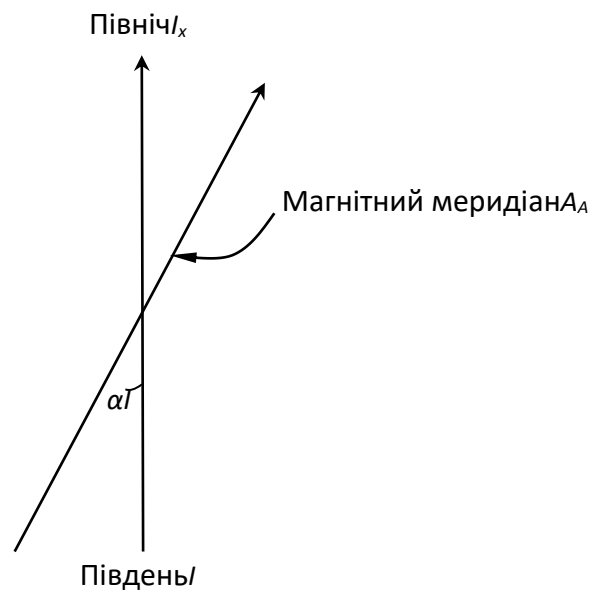


Рис. 2.

Магнітне схилення α

Магнітне схилення α – це кут між напрямками географічного та магнітного меридіанів (рис. 2). Розрізняють східне та західне схилення (північний полюс стрілки відхиляється відповідно вправо чи вліво від географічного меридіану).

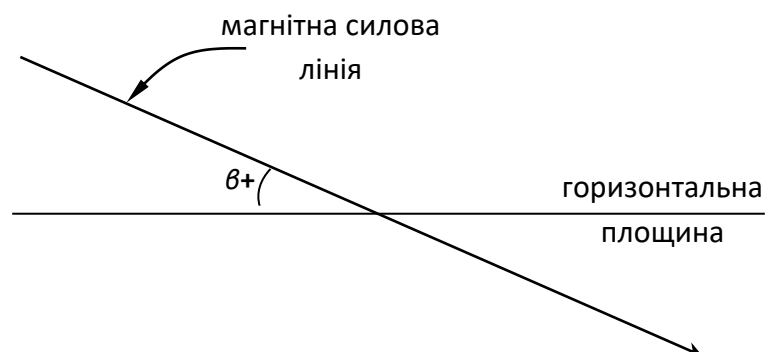


Рис. 3. Магнітне схилення β

Магнітний нахил β – це кут між напрямком напруженості магнітного поля та горизонтальною площиною (рис. 3). Нахил буває північний і південний (північний чи південний кінець стрілки нижче горизонтальної площини).

Ці два кути – схилення та нахил – називаються елементами земного магнетизму.

Встановлено, що напруженість магнітного поля має горизонтальну та вертикальну складові. Якщо магнітну стрілку закріпити на вертикальній осі, то вона встановиться в площині магнітного меридіану під дією горизонтальної складової магнітного поля Землі. Відмітимо, що магнітна стрілка або рамка із струмом встановиться в певному напрямку під дією вектора індукції магнітного поля, а не вектора напруженості. Але, оскільки у повітрі напруженості векторів магнітної індукції та напруженості магнітного поля співпадають і значення \vec{B} та \vec{H} відрізняються тільки постійним коефіцієнтом, то, згідно із встановленим традиціями, говорять зазвичай про вектор напруженості магнітного поля Землі.

Метод вимірювання

Величину горизонтальної складової напруженості магнітного поля Землі можна визначити наступним чином. Якщо за допомогою колового струму біля стрілки створити ще одне магнітне поле, то стрілка встановиться в напрямку рівнодійної обох магнітних полів. Так як поле колового струму неважко обчислити, знаючи величину струму, то горизонтальну складову земного магнітного поля можна

визначити по куту відхилення стрілки та величині струму. Прилад, дія якого ґрунтується на вказаному принципі, називається тангенс- гальванометр.

Опис приладу (тангенс-гальванометра).

В центрі колового провідника поміщена на вістрі невелика магнітна стрілка. При проходженні струму по провіднику навколо нього виникає магнітне поле.

Якщо радіус колового провідника не дуже перевищує розміри магнітної стрілки, то можна вважати, що стрілка знаходиться в однорідному магнітному полі.

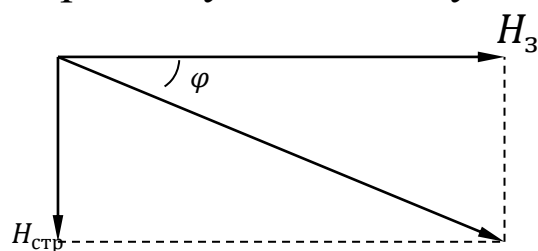


Рис. 4. Результуюча напруженість магнітного поля в центрі котушки

Напруженість магнітного поля в центрі колового струму визначається за законом Біо-Савара-Лапласа: $H = \frac{I}{D}$, де I – сила струму, D – діаметр витка буссолі.

Для збільшення магнітного поля тангенс-гальванометра замість одного витка зі струмом використовують котушку із N витків, які щільно прилягають один до одного. Якщо товщина намотаного дроту менша за діаметр витків, то можна вважати, що результуюча напруженість магнітного поля в центрі котушки

$$H = \frac{NI}{D} \quad (1)$$

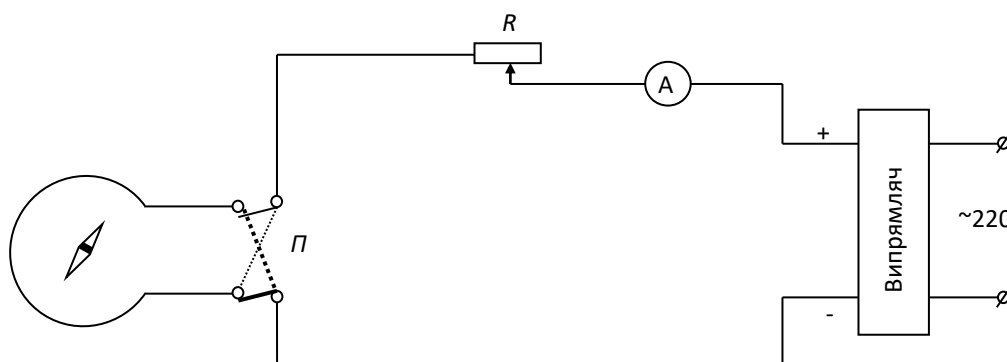


Рис. 5. Схема експериментальної установки

Якщо контур гальванометра встановити в площині магнітного меридіану, то горизонтальна складова напруженості магнітного поля Землі H_3 та напруженість магнітного поля колового струму в центрі гальванометра виявляться перпендикулярні один до одного (рис. 5). Тоді

$$\operatorname{tg}\varphi = \frac{H}{H_3}, H_3 = \frac{NI}{D \operatorname{tg}\varphi} \quad (2)$$

Прилади та обладнання

1. Випрямляч
2. Тангенс-гальванометр
3. Магнітна стрілка (компас)
4. Міліамперметр
5. Реостат

Порядок виконання роботи

1. Встановити тангенс-гальванометр в площині магнітного меридіану Землі (в напрямку магнітної стрілки).
2. Зібрати схему за рис.5 та під'єднати установку до джерела живлення.
3. Замкнути перемикач П та встановити певний струм за допомогою реостата R.

4. Виміряти кути відхилення стрілки при двох напрямках струму та знайти середнє значення кута. Напрямок струму змінювати за допомогою перемикача П.

5. Проробити кілька вимірювань при різних значеннях струму.

6. Обчислити:

- величини H_3 за формулою

$$H_3 = \frac{NI}{D \operatorname{tg} \varphi} \quad (3)$$

- відносну похибку непрямого вимірювання горизонтальної складової напруженості магнітного поля Землі H_3 за формулою:

$$\delta_{H_3} = \sqrt{\left(-\frac{\Delta D}{D}\right)^2 + \left(\frac{\Delta I}{I}\right)^2 + \left(\frac{2\Delta\varphi}{\sin\varphi}\right)^2}, \quad \varepsilon = \delta_{H_3} \cdot 100\% \quad (4)$$

- абсолютну похибку непрямого вимірювання H_3 за формулою: $\Delta H_3 = \langle H_3 \rangle \cdot \delta_{H_3}$ (5)

7. Результати вимірювань та обчислень занести в таблицю:

Таблиця 1

№	D , м	ΔD , м	I , А	ΔI , А	$\langle \varphi \rangle$, град	$\Delta \varphi$, рад	H_3 , $\frac{A}{m}$	$\langle H_3 \rangle$, $\frac{A}{m}$	δ_{H_3}	ΔH_3 , $\frac{A}{m}$
1										
2										
3										

8. Результат записати у вигляді: $H_3 = (\langle H_3 \rangle \pm \Delta H_3) \dots$ при $\varepsilon = \dots$ % та порівняти отримані значення зі значенням з довідника фізичних величин: $(9,5 \frac{A}{m})$.

Контрольні запитання

1. Які є елементи земного магнетизму?
2. Сформулювати та записати закон Біо-Савара-Лапласа.
3. Як обчислюється напруженість магнітного поля колового струму.
4. Як пов'язані вектори індукції та напруженості магнітного поля?
5. Чому магнітна стрілка тангенс-гальванометра повинна бути малих розмірів?

Лабораторна робота № 2.6.

Вивчення магнітного поля короткого соленоїда

Мета роботи

Визначити індукцію магнітного поля в різних точках осі короткого соленоїда.

Теоретичні відомості

Для виконання роботи потрібно засвоїти такий теоретичний матеріал: індукція магнітного поля; закон Біо – Савара – Лапласа; принцип суперпозиції магнітних полів; напруженість магнітного поля; закон повного струму; розрахунок магнітних полів тороїда та соленоїда; явище електромагнітної індукції, магнітний потік.

Струм, який протікає по провіднику, утворює в навколишньому просторі магнітне поле. Для утворення магнітних полів використовують провідники різних форм та розмірів, серед яких типовим є соленоїд. *Соленоїд* – це провідник, намотаний на циліндричний каркас. Лінії індукції магнітного поля соленоїда зображено на рис.1.

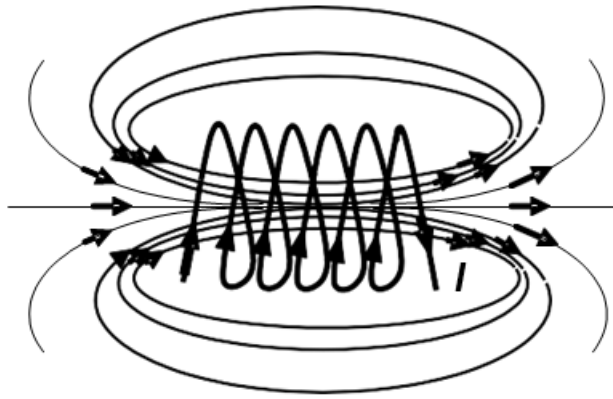


Рис. 1. Лінії індукції магнітного поля соленоїда

Магнітні поля, утворені різними провідниками зі струмом, розраховуються за законом Біо – Савара – Лапласа. Проте в деяких випадках (наприклад, в розрахунках поля тороїда або соленоїда) зручно використовувати *закон повного струму*: циркуляція вектора індукції магнітного поля вздовж довільно обраного у просторі замкненого контуру дорівнює алгебричній сумі струмів, охоплених цим контуром, помноженій на $\mu\mu_0$:

$$\oint_L (\vec{B} \cdot d\vec{\ell}) = \mu\mu_0 \sum_{i=1}^N I_i \quad (1)$$

де \vec{B} – індукція магнітного поля в довільній точці обраного контуру L ;

$d\vec{\ell}$ – елемент довжини контуру; $\mu_0 = 4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м – магнітна стала, μ – відносна магнітна проникність середовища;

$\sum_{i=1}^N I_i$ – алгебрична сума струмів, охоплених цим контуром.

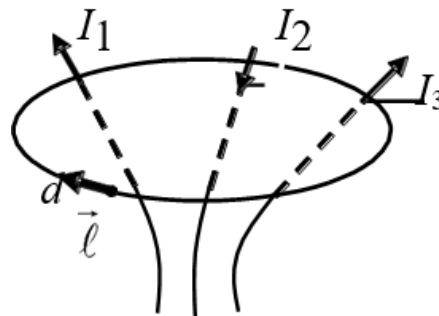


Рис. 2. Струми охоплені контуром

Розраховуючи суми струмів, позитивним слід вважати такий струм, напрям якого зв'язаний з напрямком обходу контуру правилом “правого гвинта”; струм протилежного напрямку слід вважати негативним (рис.2). Застосовуючи закон повного струму, можна вивести формулу для індукції магнітного поля B у центрі довгого соленоїда або тороїда зі струмом I

$$B = \mu \mu_0 I n_0 \quad (2)$$

де I – струм у витках; n_0 - кількість витків на одиницю довжини соленоїда або тороїда.

Розрахунки, виконані на підставі закону Біо – Савара – Лапласа, дають змогу отримати формулу для індукції магнітного поля в довільній точці на осі *короткого соленоїда* – такого соленоїда, довжина якого має практично той самий порядок, що й ширина:

$$B = \mu \mu_0 \frac{n_0 I}{2} (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_2) \quad (3)$$

α_1, α_2 – кути між віссю соленоїда та радіус-векторами, проведеними з даної точки до кінців соленоїда (рис.3).

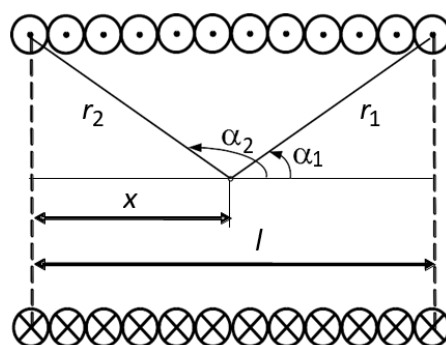


Рис.3. Схематичне зображення короткого соленоїда.

Для нескінченно довгого соленоїда $\alpha_1 \rightarrow 0, \alpha_2 \rightarrow \pi$, і вираз (3) стає тотожним виразу (2). Враховуючи геометричні розміри соленоїда (рис.3.), значення $\cos \alpha_1$ та $\cos \alpha_2$ можна виразити через довжину l та радіус r соленоїда і вираз (3)

записати у вигляді:

$$B = \mu\mu_0 \frac{n_0 l}{2} \left[\frac{l-x}{\sqrt{(l-x)^2 + r^2}} + \frac{x}{\sqrt{x^2 + r^2}} \right] \quad (4)$$

де l , r – відповідно довжина та радіус соленоїда; x – координата точки.

Досліджуючи цю функцію на екстремум, можна встановити, що індукція магнітного поля сягає максимуму за $x = l/2$. Таким чином, індукція магнітного поля, максимальна у центрі короткого соленоїда, дорівнює:

$$B = \mu\mu_0 n_0 l \frac{l}{\sqrt{4r^2 + l^2}} \quad (5)$$

Для визначення індукції магнітного поля в різних точках осі короткого соленоїда у цій роботі використовують *метод балістичного гальванометра*. Балістичний гальванометр – це дзеркальний магнітоелектричний гальванометр з великим періодом власних коливань рамки (10...20 с), з'єднаний з вимірювальною котушкою. Такий період коливань досягається збільшенням моменту інерції рухомої частини приладу або послабленням пружини, що підтримує рівновагу рамки. У процесі вимірювання час протікання струму повинен бути значно меншим, ніж період власних коливань рамки. Якщо цієї умови дотримано, максимальне відхилення стрілки гальванометра φ_{\max} пропорційне кількості електричного заряду, який пройшов по колу:

$$\varphi_{\max} = C \cdot q \quad (6)$$

де C – стала величина.

Для виконання роботи складають коло за схемою, зображеною на рис. 4, де застосовано такі позначення: Г – гальванометр, ВК – вимірювальна котушка, А – амперметр, К – перемикач.

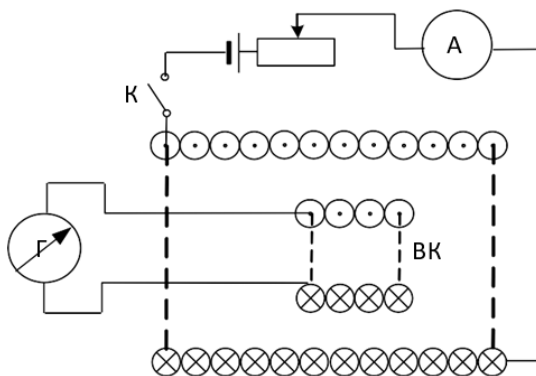


Рис. 4. Схема експериментальної установки

У момент замикання перемикача К струм у соленоїді зростає від нуля до I_{\max} , а у вимірювальній котушці (ВК) за рахунок *явища електромагнітної індукції* виникає індукційний струм, що виражається згідно із законом Фарадея:

$$I_{\text{інд}} = \frac{\varepsilon_i}{R} = \frac{1}{R} \left| \frac{d\Phi}{dt} \right| = \frac{NS}{R} \left| \frac{dB}{dt} \right| \quad (7)$$

де ε_i – електрорушійна сила індукції; $\frac{d\Phi}{dt}$ – зміна магнітного потоку; N – кількість витків ВК; S , R – відповідно площа перерізу та опір вимірювальної котушки.

За допомогою інтегрування (7) отримаємо:

$$B = \frac{R}{NS} \int_0^t I_{\text{інд}} \cdot dt = \frac{R}{NS} \cdot q \quad (8)$$

де q – заряд, який протікає по ВК за короткочасної зміни сили струму в короткому соленоїді.

Враховуючи (6) та (8), остаточно отримаємо:

$$B = \frac{R}{NSC} \varphi_{\max} = K \varphi_{\max} \quad (9)$$

де K – стала величина; φ_{\max} – максимальний кут відхилення стрілки балістичного гальванометра.

Таким чином, між величиною індукції магнітного поля і максимальним кутом відхилення стрілки гальванометра є пропорційний зв'язок.

Порядок виконання роботи

1. Скласти електричне коло, зображене на рис.4.
2. Помістити вимірювальну котушку в центрі короткого соленоїда.
3. Замкнути вимикач та виміряти максимальний кут відхилення стрілки гальванометра φ_{max} .
4. За допомогою формули (5) розрахувати індукцію в центрі соленоїда B_0 .
5. Знаючи B_0 і φ_{max} , за формулою (9) визначити сталу K :

$$K = \frac{B_0}{\varphi_{\text{max}}} \quad (10)$$
6. Послідовно встановити вимірювальну котушку в різних точках осі соленоїда і виміряти для цих точок φ_{max} .
7. За формулою (9) розрахувати індукцію магнітного поля B .
8. Результати вимірювань і обчислень записати до табл.1.
9. За результатами досліду побудувати графік залежності $B = f(x)$.

Таблиця 1

№ пор.	x , м	φ_{max}	l , м	R , м	B , Тл

Контрольні запитання

1. Що називають магнітним полем?
2. Дайте визначення індукції та напруженості магнітного поля. Як вони пов'язані між собою?
3. Сформулюйте закон Біо – Савара – Лапласа.
4. Запишіть закон повного струму.
5. Що таке соленоїд? Який соленоїд називають довгим, коротким?
6. Що називають лініями індукції магнітного поля?
7. Зобразіть та поясніть картину ліній магнітного поля

короткого соленоїда.

8. Виведіть формулу для визначення індукції магнітного поля на осі нескінченно довгого соленоїда із закону повного струму.

9. Який метод слід застосувати в цій роботі для визначення індукції магнітного поля короткого соленоїда?

10. Сформулюйте визначення явища електромагнітної індукції та запишіть для нього формулу Фарадея.

11. Запишіть та поясніть формулу магнітного потоку. Поясніть появу струму у вимірювальній котушці ВК схеми (4)

Лабораторна робота № 2.7

Вивчення магнітного гістерезиса феромагнетиків

Мета роботи

Ознайомитись з властивостями магнетиків та їх використанням; вивчити процес намагнічування феромагнетиків у змінних магнітних полях за допомогою електронного осцилографа та визначити магнітні характеристики досліджуваної речовини.

Теоретичні відомості

Магнітні властивості речовин визначаються магнітними властивостями атомів, які входять до їх складу. Речовини, магнітні моменти атомів (молекул) яких у відсутності зовнішнього магнітного поля дорівнюють нулю, називаються *діамагнетиками*, а ті речовини, магнітні моменти яких у відсутності намагнічуючого поля не дорівнюють нулю – *парамагнетиками*. Деякі парамагнетики у твердому стані утворюють клас *феромагнетиків*. В них взаємодія між магнітними моментами атомів значно більша за енергію

теплового руху, тому в деяких невеликих областях речовини – *доменах* – магнітні моменти мають певну переважну орієнтацію. В межах домена сумарний магнітний момент не дорівнює нулю, але внаслідок довільної орієнтації магнітних моментів доменів у відсутності зовнішнього магнітного поля феромагнетик, як ціле, не намагнічений.

Процес намагнічення феромагнетика проходить такі стадії. Спочатку домени, які мають орієнтацію ближчу до напрямку зовнішнього магнітного поля, збільшують свій об'єм за рахунок сусідніх доменів. Тоді границі доменів зникають, і всі магнітні моменти узгоджено повертаються в напрямку поля. Намагнічення може відбуватися і за рахунок повертання доменів. Залежність $B(H)$ в феромагнетиках складна: внаслідок відставання змін магнітного поля в магнетик від змін напруженості намагнічуючого поля (явище гістерезису) при циклічній зміні напруженості поля H магнітна індукція B (або величина вектора намагнічення J) буде змінюватись теж циклічно. При цьому графік $B(H)$ (або $J(H)$) буде мати вигляд замкнутої кривої, яка називається *петлею гістерезису*. Площа, охоплена петлею гістерезису, пропорційна роботі перемагнічування матеріалу .

Опис установки: схема експериментальної установки для спостереження і зняття петлі гістерезису в змінних магнітних полях показана на рис.1.

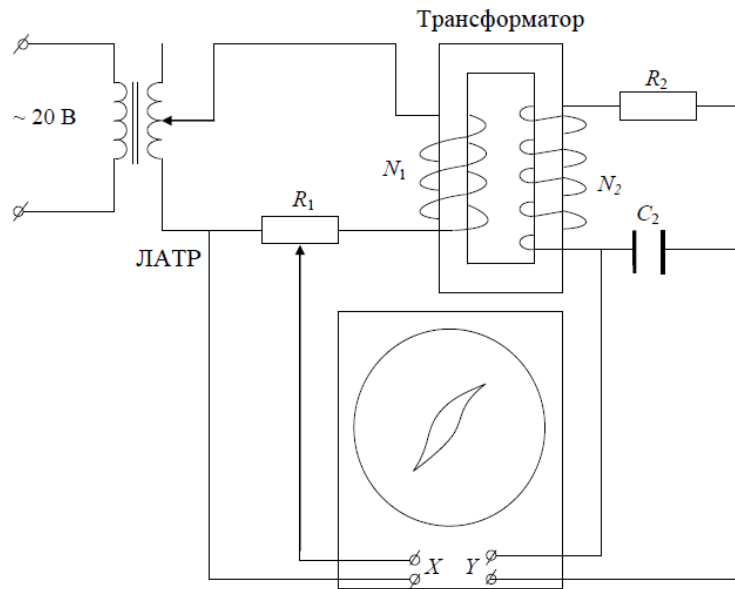


Рис 1. Схема експериментальної установки

Вона змонтована на основі лабораторного демонстраційного трансформатора. Первинна обмотка трансформатора через опір R_1 приєднана до лабораторного автотрансформатора (ЛАТР).

Досліджуваний ферромагнетик – це осердя трансформатора, яке виготовлене з пластин магнітного матеріалу, покритих електроізоляційною плівкою для зменшення вихрових струмів.

Напруженість магнітного поля H у намагнічувальній (первинній) обмотці трансформатора не залежить від наявності в ній магнетика і визначається силою струму I_1 та кількістю витків на одиницю довжини котушки $\frac{N_1}{l_1} = n_1$.

$$H = I_1 \cdot n_1 = I_1 \cdot \frac{N_1}{l_1} \quad (1)$$

На вхід «X» осцилографа (див. рис.1) подається напруга з резистора R_1 :

$$U_x = I_1 R_1 \quad (2)$$

Напруженість магнітного поля в намагнічувальній обмотці з урахуванням співвідношень (1) і (2) можна визначити за формулою

$$H = \frac{N_1}{l_1 R_1} \cdot U_x = K_1 U_x \quad (3)$$

$$\text{де } K_1 = \frac{N_1}{R_1 l_1}.$$

Як видно з формули (3), напруженість магнітного поля в феромагнітному осерді прямо пропорційна напрузі U_x , що подається на вхід «Х» осцилографа.

Вторинна обмотка трансформатора (рис.1) замкнена інтегруючим (R_2, C_2)-ланцюжком.

У первинній обмотці трансформатора проходить змінний електричний струм, тому виникає змінне магнітне поле, яке намагнічує феромагнітне осердя. Магнітна індукція поля в осерді \vec{B} буде теж змінною. Вторинну котушку пронизує змінний магнітний потік $\Psi = BSN_2$, де S - площа витка; N_2 - кількість витків у вторинній обмотці. Внаслідок явища взаємоіндукції у вторинній обмотці виникає змінний індукційний струм I_2 з електрорушійною силою взаємоіндукції:

$$\mathcal{E}_v = \left| \frac{d\Psi}{dt} \right| = N_2 S \frac{dB}{dt} \quad (4)$$

Крім того, у вторинній обмотці виникає явище самоіндукції. За другим правилом Кірхгофа, для замкненого кола вторинної обмотки

$$\mathcal{E}_v + \mathcal{E}_c = I_2 R_2 + U_c \quad (5)$$

де \mathcal{E}_c - е.р.с. самоіндукції у вторинній обмотці; U_c - напруга на сумарній ємності; R_2 - омичний опір у колі вторинної обмотки. Параметри інтегруючого (R_2, C_2) – ланцюжка підібрані так, що омичним опором самої вторинної

катушки і вхідною ємністю осцилографа можна знехтувати. В рівнянні (5) можна знехтувати також доданками \mathcal{E}_c і U_c . За таких наближень це рівняння набуває вигляду: $\mathcal{E}_c = I_2 R_2$.

З урахуванням рівняння (4) маємо:

$$N_2 S \frac{dB}{dt} = I_2 R_2 \quad (6)$$

$$dB = \frac{I_2 R_2}{N_2 S} dt \quad (7)$$

Після інтегрування отримаємо:

$$B = \frac{R_2}{N_2 S} \int_0^t I_2 dt = \frac{R_2}{N_2 S} q \quad (8)$$

де q - величина електричного заряду, що проходить через вторинну обмотку за час t . Заряд q і напруга на конденсаторі C_2 пов'язані співвідношенням $q = C_2 U_c$. Тому

$$B = \frac{R_2 C_2 U_c}{N_2 S} = K_2 U_c \quad K_2 = \frac{R_2 C_2}{N_2 S} \quad (9)$$

З конденсатора C_2 (рис.1) напруга U_c подається на вхід «Y» осцилографа ($U_c = U_Y$). Тому згідно з формулою (9), магнітна індукція B поля в осерді трансформатора прямо пропорційна напрузі U_c на вході «Y» осцилографа.

Отже, відхилення електронного променя (світлової точки на екрані осцилографа) по горизонталі прямо пропорційне H , а по вертикалі прямо пропорційне B . Відбувається додавання двох взаємно перпендикулярних коливань електронного променя відносно положень рівноваги (центра трубки осцилографа). Електронний промінь на екрані буде описувати криву залежності $B = f(H)$. За один період зміни синусоїдального струму слід електронного променя на екрані опише петлю гістерезису. За кожний наступний період траєкторія променя повністю повториться. Петля гістерезису

на екрані буде здаватись нерухомою. При збільшенні за допомогою ЛАТР значення сили струму в первинній котушці збільшується амплітуда коливань B і H , а за рахунок цього на екрані осцилографа можна спостерігати різні петлі гістерезису.

Прилади і обладнання:

1. Установка для дослідження процесу намагнічування феромагнетиків;
2. Низькоомний реостат;
3. ЛАТР;
4. Осцилограф.

Порядок виконання роботи

1. За схемою на рис.1 скласти експериментальну установку. Поставити ручку ЛАТР у крайнє ліве положення, що відповідає нульовому струму намагнічування.

2. Ввімкнути електронний осцилограф у мережу змінної напруги і дати йому прогрітись. Ручками керування виставити слід електронного променя в центрі екрана осцилографа.

3. Ввімкнути ЛАТР у мережу змінного струму. За допомогою ЛАТР збільшувати значення амплітуди сили струму намагнічування від нуля до максимального значення і записати координати крайніх точок (Y_+ , X_+) і (Y_- , X_-) петлі гістерезису (в поділках шкали осцилографа) при 8–10 різних значеннях напруги на ЛАТР. Результати записати в таблицю 1.

4. Обчислити середні значення координат крайньої точки петлі гістерезису за різних значень напруги на ЛАТР за формулами:

$$X_{сер} = \frac{|X_+| + |X_-|}{2}; Y_{сер} = \frac{|Y_+| + |Y_-|}{2} \quad (10)$$

5. Результати записати в таблицю 1. Рух крайньої точки петлі гістерезису по екрану осцилографа відповідає ходу початкової кривої намагніченості.

6. За формулами

$$H_i = K_1 U_{xi} = K_1 C_x X_{сер}; B_i = K_2 \cdot U_{Yi} = K_2 \cdot C_Y \cdot Y_{сер.i} \quad (11)$$

обчислити значення напруженості H намагнічуючого поля і магнітної індукції B магнітного поля в феромагнетику для вимірних точок, що лежать на початковій кривій намагнічування. Результати обчислень занести в таблицю 1.

Зауваження. Чутливості каналів «X» і «Y» осцилографа C_X і C_Y , а також величини для розрахунку коефіцієнтів K_1 і K_2 даються в паспорті установки.

Таблиця 1

Вимірювана величина	Номер вимірювання									
	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10
X_+										
X_-										
$X_{сер}$										
Y_+										
Y_-										
$Y_{сер}$										
$H, A/m$										
$B, Tл$										

7. За обчисленими значеннями H_i та B_i побудувати початкову криву намагнічування.

8. Для граничної петлі гістерезису (при максимальній напрузі на ЛАТР) визначити спочатку в поділках шкали осцилографа координати точок, що відповідають значенням H_n , B_n , залишковій індукції B_z (точка, де гранична петля гістерезису перетинає вісь Y) і коерцитивній силі H_k (де гранична петля перетинає вісь X).

За формулами (9) обчислити значення H_n , B_n , H_k . Результати обчислень записати в таблицю 2.

9. Оцінити значення початкової магнітної проникності феромагнітної речовини осердя трансформатора

$$\mu_{II} = \frac{1}{\mu_0} \frac{B_1}{H_1} \quad (12)$$

Таблиця 2

μ_{II}	$B_{max}, \text{Тл}$	$B_z, \text{Тл}$	$H_k, \text{А/м}$

10. Зробити висновок про матеріал осердя трансформатора.

Контрольні запитання

1. Які речовини називаються діа-, пара- і феромагнетиками?

2. Який фізичний зміст вектора намагніченості?

3. Відносна магнітна проникність, її значення і особливості для різних типів магнітних речовин.

4. Які особливості процесу намагнічування для діа-, пара- і феромагнітних речовин?

5. У чому полягає явище магнітного гістерезису?

6. Який фізичний зміст коерцитивної сили, залишкової намагніченості, температури Кюрі?

7. Наведіть приклади застосування феромагнетиків.

8. Які фізичні основи методу дослідження залежності $B(H)$ за допомогою електронного осцилографа?
9. Чому нагрівається осердя трансформатора?
10. Чому осердя складене з окремих, ізольованих одна від одної пластин?
11. Які матеріали використовуються для виготовлення осердь трансформаторів?

Лабораторна робота № 3.1

Вивчення прискорення вільного падіння тіла за допомогою фізичного маятника

Мета роботи

Вивчити вільні незатухаючі коливання фізичного маятника і визначити прискорення вільного падіння.

Теоретичні відомості

Колівання – це процес, який повторюється з часом. В механіці прикладом коливань є коливальний рух маятників, який являє собою періодичне відхилення маятника від

положення рівноваги то в один, то в протилежний бік. При цьому відбуваються також періодичні зміни швидкості, прискорення, кінетичної та потенціальної енергії маятника.

Коливання, які відбуваються тільки під дією внутрішніх сил коливальної системи, називаються *вільними*. Якщо при цьому в системі відсутні сили тертя, то енергія системи з часом не змінюється і коливання є *незгасаючими*.

Розглянемо вільні незгасаючі коливання фізичного маятника. *Фізичним маятником* називається тіло довільної форми, здатне здійснювати коливання під дією сили тяжіння навколо нерухомої горизонтальної осі OO' , яка не проходить через центр тяжіння цього тіла C (рис. 1).

При відхиленні маятника від положення рівноваги виникає обертальний момент M сили тяжіння, який намагається повернути маятник до положення рівноваги:

$$M = -mgl \sin \alpha \quad (1)$$

де m - маса тіла, g - прискорення вільного падіння, l - відстань між точкою підвісу O та центром тяжіння C , α - кутове зміщення маятника. Знак “-“ вказує на те, що повертаючий момент напрямлений проти кутового переміщення α .

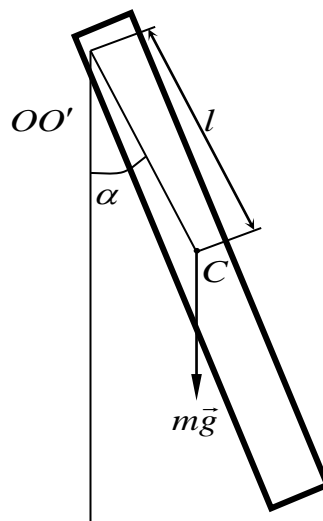


Рис. 1. Фізичний маятник

При малих кутах відхилення $\sin \alpha \approx \alpha$ (рад), тому обертаючий момент дорівнюватиме:

$$M = -mgl\alpha \quad (2)$$

Якщо дією моментів сил тертя знехтувати, то з основного рівняння динаміки обертального руху:

$$M = I\varepsilon \quad (3)$$

де I - момент інерції тіла відносно осі OO' , а ε – кутове прискорення, яке дорівнює:

$$\varepsilon = \frac{d^2\alpha}{dt^2} \quad (4)$$

дістанемо рівняння руху фізичного маятника:

$$I \frac{d^2\alpha}{dt^2} = -mgl\alpha \quad (5)$$

Запишемо це рівняння в іншій формі:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \frac{mgl}{I}\alpha = 0 \quad (6)$$

Величина $\frac{mgl}{I}$ має розмірність циклічної частоти в квадраті, тому введемо позначення:

$$\frac{mgl}{I} = \omega_0^2 \quad (7)$$

Тоді остаточно дістанемо диференціальне рівняння вільних незгасаючих коливань фізичного маятника:

$$\frac{d^2\alpha}{dt^2} + \omega_0^2\alpha = 0 \quad (8)$$

Розв'язком цього рівняння є функція

$$\alpha(t) = \alpha_m \cos(\omega_0 t + \varphi_0) \quad (9)$$

де $\alpha(t)$ - кутове зміщення маятника відносно положення рівноваги в довільний момент часу; α_m - *амплітуда коливань*, модуль максимального зміщення від положення рівноваги. Амплітуда вільних незгасаючих коливань визначається початковими умовами; ω_0 - *власна циклічна частота*, це кількість коливань за 2π секунд. Як видно з рівняння (7) власна частота визначається параметрами коливальної системи; величину, що стоїть під знаком косинуса називають *фазою коливань*:

$$\varphi = \omega_0 t + \varphi_0 \quad (10)$$

де φ_0 - фаза коливань в початковий момент часу (*початкова фаза*).

Як видно з рівняння (9), вільні незгасаючі коливання фізичного маятника є періодичними і відбуваються за законом косинуса (синуса) тобто є, *гармонічними*. *Період* вільних незгасаючих коливань (час одного повного коливання) T_0 визначається за формулою

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} \quad (11)$$

а з врахуванням (7) період малих вільних коливань фізичного маятника дорівнюватиме:

$$T_0 = \frac{2\pi}{\omega_0} = 2\pi \sqrt{\frac{I}{mgl}} \quad (12)$$

Графік вільних незгасаючих коливань зображений на рис. 2.

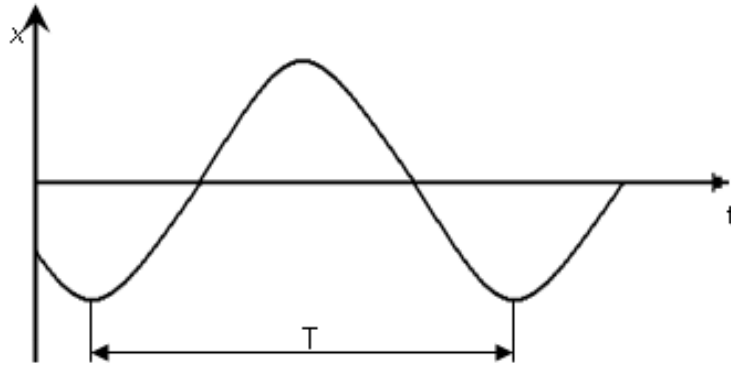


Рис. 2 Графік вільних незгасаючих коливань

Методика вимірювання

Для визначення прискорення вільного падіння (табличне значення $g = 9,81 \frac{\text{м}}{\text{с}^2}$) в роботі спостерігають незгасаючі коливання фізичного маятника і визначають час t та кількість коливань маятника N за цей час. З формули періоду коливань (12) прискорення вільного падіння дорівнюватиме:

$$g = \frac{4\pi^2 l}{mT^2} \quad (13)$$

Період коливань визначається за формулою

$$T_0 = \frac{t}{N} \quad (14)$$

В роботі фізичним маятником є металевий однорідний стержень, який коливається навколо осі, що проходить через його кінець, тому:

$$l = \frac{I_C}{2} \quad (15)$$

де l_C - довжина стрижня.

Момент інерції стрижня відносно осі OO' за теоремою Штейнера дорівнює

$$I = I_C + ml^2 \quad (16)$$

де I_c - момент інерції стержня відносно осі, що проходить через центр тяжіння

$$I_c = \frac{1}{12} ml_c^2 \quad (17)$$

Тоді момент інерції відносно осі OO' дорівнюватиме:

$$I_c = \frac{1}{12} ml_c^2 + m \frac{l_c^2}{4} = \frac{1}{3} ml_c^2 \quad (18)$$

Підставимо формули (14), (15), (18) в формулу (13) і отримаємо розрахункову формулу для прискорення вільного падіння:

$$g = \frac{8\pi^2 l_c N^2}{3t^2} \quad (19)$$

Прилади та обладнання.

1. Фізичний маятник зі шкалою
2. Секундомір, лінійка.

Порядок виконання роботи

1. Виміряти лінійкою довжину стержня l_c .
2. Відхилити маятник від положення рівноваги на кут $\alpha < 10^\circ$ і відпустити.
3. Пропустити (1-2) коливання та ввімкнути секундомір.
4. Відрахувати 20 – 30 коливань (точну кількість вказує викладач) і вимкнути секундомір. Визначити час цих коливань. Провести вимірювання 3 рази і результати занести в таблицю. За середніми значеннями виміряних величин визначити середнє значення прискорення вільного падіння за

формулою (19): $g = \frac{8\pi^2 l_c N^2}{3t^2}$

Таблиця 1

№	N	t, c	$g_i, \frac{M}{c^2}$	$\langle g \rangle, \frac{M}{c^2}$	δg	$\Delta g, \frac{M}{c^2}$
1						
2						
3						

5. Визначити відносну похибку непрямого вимірювання прискорення вільного падіння за формулою:

$$\delta_g = \frac{\Delta g}{\langle g \rangle} = \sqrt{\left(\frac{1}{l_c} \Delta l_c\right)^2 + \left(-\frac{2}{t} \Delta t\right)^2}, \quad \varepsilon_g = \delta_g \cdot 100\%,$$

а також абсолютну похибку непрямого вимірювання за формулою: $\Delta g = \langle g \rangle \cdot \delta_g$. Результати занести в таблицю.

6. Отримане значення прискорення вільного падіння записати у вигляді:

$$g = \langle g \rangle \pm \Delta g \text{ при } \varepsilon = \dots \%;$$

$\langle g \rangle - \Delta g \leq g \leq \langle g \rangle + \Delta g$ (м/с²) та перевірити, чи потрапляє табличне значення $g = 9,81$ м/с² в визначений інтервал.

Контрольні запитання

1. Який рух називається коливальним?
2. Які коливання називаються вільними? В якому випадку вільні коливання є незгасаючими?
3. Які коливання називаються гармонічними, чи є вони періодичними?
4. Що являє собою фізичний маятник?
5. Запишіть і поясніть диференціальне рівняння вільних незгасаючих коливань фізичного маятника.

6. Запишіть рівняння вільних незгасаючих коливань фізичного маятника. Дайте визначення амплітуди, фази, частоти та періоду коливань.

7. В чому полягає методика вимірювання прискорення вільного падіння в даній роботі?

8. Які величини в роботі визначаються прямими, а які непрямыми вимірюваннями?

9. За якими формулами в роботі визначаються прискорення вільного падіння та похибка його вимірювання?

Лабораторна робота № 3.2

Вивчення вільних згасаючих коливань пружинного маятника

Мета роботи

Вивчити вільні згасаючі коливання пружинного маятника, визначити параметри коливальної системи та характеристики

коливань (жорсткість пружини, коефіцієнт опору, період коливань, логарифмічний декремент згасання та коефіцієнт згасання), а також дослідити їх залежність від маси маятника.

Теоретичні відомості

Пружинним маятником називають систему, що складається з невеликого тіла масою m , підвішеного на вертикальній пружині жорсткістю k , другий кінець якої закріплений. Масою пружини нехтують (рис. 1).

В положенні рівноваги ($x = 0$) сила тяжіння, що діє на кульку, врівноважується силою пружності:

$$mg = k\Delta l, \quad (1)$$

де Δl - видовження пружини в стані рівноваги.

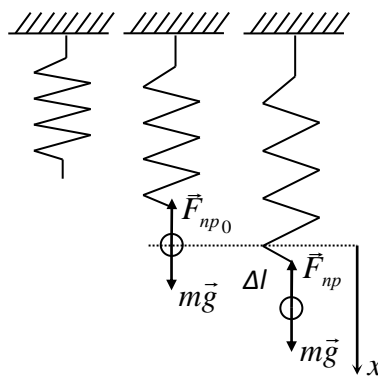


Рис. 1. Пружинний маятник

При зміщенні тіла від положення рівноваги сила пружності буде більшою або меншою за силу тяжіння і їхня рівнодійна F буде напрямлена до положення рівноваги, а її модуль дорівнюватиме:

$$F = F_{np} - mg \quad (2)$$

За законом Гука:

$$F_{np} = -k(\Delta l + x), \quad (3)$$

де x – зміщення системи від положення рівноваги, $(\Delta l + x)$ – величина деформації пружини, знак “-” свідчить про те, що сила пружності за напрямком протилежна до деформації.

Підставимо у формулу (2) вирази (3) та (1) і отримаємо:

$$F = -k(\Delta l + x) - mg = -k\Delta l - kx - k\Delta l = -kx \quad (4)$$

Рівнодійна сил пружності і тяжіння пропорційна зміщенню x і направлена до положення рівноваги, тобто є повертаючою силою, під дією якої в системі відбуваються вільні коливання.

Крім повертаючої сили F на систему діє сила опору середовища, в якому вона перебуває.

$$F_0 = -rv \quad (5)$$

де r – коефіцієнт опору, v – швидкість системи. Знак “-” свідчить про те, що сила опору напрямлена проти швидкості.

Записавши II закон Ньютона у вигляді:

$$ma = -rv - kx \quad (6)$$

та виконавши математичні перетворення, отримаємо диференціальне рівняння згасаючих коливань у вигляді

$$\frac{d^2 x}{dt^2} + 2\beta \frac{dx}{dt} + \omega_0^2 x = 0 \quad (7)$$

де $2\beta = \frac{r}{m}$; $\omega_0^2 = \frac{k}{m}$ (r, m, k – параметри пружинного маятника).

Розв’язком цього рівняння є функція:

$$x(t) = A_0 e^{-\beta t} \cos(\omega_3 t + \varphi_0) \quad (8)$$

Вільні коливання пружинного маятника є згасаючими з амплітудою $A(t) = A_0 e^{-\beta t}$, та частотою $\omega_3 = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$; де $\omega_0 = \sqrt{\frac{k}{m}}$ – власна частота коливань пружинного маятника.

За формулою зв’язку між періодом та частотою отримаємо вираз для періоду коливань пружинного маятника:

$$T = \frac{2\pi}{\omega_3} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}}} \quad (9)$$

Логарифмічний декремент згасання, який характеризує зменшення амплітуди за період коливань, дорівнює:

$$\delta = \ln \frac{A(t)}{A(t+T)} = \beta T = \frac{r}{2m} \cdot \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{k}{m} - \frac{r^2}{4m^2}}} = \frac{r\pi}{\sqrt{km - \frac{r^2}{4}}} = \frac{2r\pi}{\sqrt{4km - r^2}} = \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{4km}{r^2} - 1}} \quad (10)$$

З отриманих рівнянь видно, що коефіцієнт згасання, період та логарифмічний декремент згасання залежать від параметрів системи.

Методика вимірювання.

Методика виконання даної роботи полягає в тому, що за вимірним значенням амплітуди коливань A_0 в початковий момент часу та амплітуди A_n через час t , за який відбулось n коливань, визначається період коливань T , коефіцієнт згасання β та логарифмічний декремент згасання δ за формулами:

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

$$\delta = \frac{1}{n} \ln \frac{A_0}{A_n} \quad (12)$$

$$\beta = \frac{\delta}{T} = \frac{1}{t} \ln \frac{A_0}{A_n} \quad (13)$$

Для визначення жорсткості пружини використовується додатковий тягарець масою M , який додається до тіла, підвішеного на пружині, і призводить до її додаткового видовження Δl_d .

Тоді за умови рівноваги:

$$k(\Delta l + \Delta l_d) = (m + M)g$$

Враховавши, що $mg = k\Delta l_0$ остаточно отримаємо формулу для розрахунку жорсткості пружини:

$$k = \frac{M}{\Delta l_D} g \quad (14)$$

Коефіцієнт опору r отримаємо з виразу $2\beta = \frac{r}{m}$:

$$r = 2\beta m = \frac{2m}{t} \ln \frac{A_0}{A_n} \quad (5)$$

Прилади та обладнання

1. Пружинний маятник зі шкалою відліку,
2. Лінійка,
3. Секундомір,
4. Тягарець.

Порядок виконання роботи

1. Відтягнути підвішене на пружині тіло від положення рівноваги і відпустити.

2. Пропустити 1-2 повних коливань та виміряти за шкалою початкову амплітуду коливань A_0 , увімкнувши одночасно секундомір. Результат записати в таблицю 1.

3. Відрахувати 20 повних коливань і виміряти амплітуду коливань A_n та час, за який відбулися ці коливання. Результати записати в таблицю 1.

4. Всі вимірювання провести три рази і визначити середні значення виміряних величин.

5. За середніми значеннями $\langle A_0 \rangle$, $\langle A_n \rangle$ і $\langle t \rangle$ визначити період коливань, логарифмічний декремент згасання, коефіцієнт згасання, коефіцієнт опору середовища за формулами:

$$T = \frac{t}{n}, \quad \delta = \frac{1}{n} \ln \frac{A_0}{A_n}, \quad \beta = \frac{\delta}{T}, \quad r = 2\beta m.$$

Результати записати в таблицю 2.

6. Після припинення коливань додати до тіла масою m тягарець масою M і визначити додаткове видовження

пружини Δl_D . За формулою $k = \frac{M}{\Delta l_D} g$ визначити коефіцієнт жорсткості пружини. Результати записати в таблицю 2.

7. Відтягнути тіло з додатковим навантаженням від положення рівноваги і відпустити. Повторити пункти 2-5 і результати записати в таблицю 1.

Таблиця 1

для тіла без важка					для тіла з важком				
№	A_0 , см	A_n , см	n	t , с	№	A_0 , см	A_n , см	n	t , с
1					1				
2					2				
3					3				
Середні значення					Середні значення				

Таблиця 2

Маса тіла, кг	T , с	β , c^{-1}	δ	k , $\frac{H}{M}$	r , $\frac{Hc}{M}$

Контрольні запитання

1. Що таке пружинний маятник?
2. Під дією яких сил відбуваються вільні згасаючі коливання пружинного маятника?
3. Записати диференціальне рівняння згасаючих коливань пружинного маятника та його розв'язок.

4. Який фізичний зміст мають i в яких одиницях вимірюються період коливань, коефіцієнт згасання та логарифмічний декремент згасання?

5. Назвіть параметри пружинного маятника та одиниці їх вимірювання.

6. Проаналізуйте залежність характеристик згасаючих коливань від параметрів пружинного маятника.

Лабораторна робота № 3.3

Вивчення вимушених електромагнітних коливань в коливальному контурі (явище резонансу)

Мета роботи

Вивчити вимушені коливання в коливальному контурі. Визначити залежність амплітуди струму в коливальному контурі від частоти і залежність резонансної частоти від його індуктивності L (або ємності C).

Теоретичні відомості

В техніці дуже часто потрібні незгасаючі коливання. *Незгасаючими* є вимушені коливання, тобто коливання, що виникають під дією джерела змінної напруги, яка поповнює зменшення енергії в коливальному контурі. Такі коливання виникають у коливальних контурах радіопередавачів.

Нехай в коливальному контурі діє змінна ЕРС

$$\varepsilon = \varepsilon_m \cos \omega t \quad (1)$$

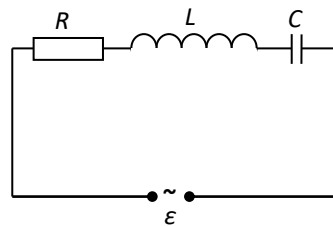


Рис. 1 Послідовний коливальний контур

За другим законом Кірхгофа:

$$IR + \frac{q}{C} = -L \frac{dI}{dt} + \varepsilon_m \cos \omega t \quad (2)$$

Звідси маємо:

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + \frac{R}{L} \frac{dq}{dt} + \frac{q}{CL} = \frac{\varepsilon_m}{L} \cos \omega t \quad (3)$$

або

$$\frac{d^2 q}{dt^2} + 2\beta \frac{dq}{dt} + \omega_0^2 q = \frac{\varepsilon_m}{L} \cos \omega t \quad (4)$$

де - $\omega_0^2 = \frac{1}{CL}$; $2\beta = \frac{R}{L}$

Розв'язком диференціального рівняння (4) є гармонічна функція:

$$q = q_m \cos(\omega t + \psi) \quad (5)$$

Амплітуда q_m і початкова фаза ψ визначаються із співвідношень:

$$q_m = \frac{\varepsilon_m}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (6)$$

$$\operatorname{tg} \psi = \frac{2\beta\omega}{\omega_0^2 - \omega^2} \quad (7)$$

Напруга на конденсаторі змінюється в тій же фазі, що і заряд на його обкладинках:

$$U_C = \frac{q}{C} = U_{mC} \cos(\omega t + \psi) \quad (8)$$

$$U_{mC} = \frac{q_m}{C} = \frac{\varepsilon_m}{CL\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (9)$$

Амплітуда напруги (і заряду) залежить від частоти.

Знайдемо вираз для сили струму. Використовуючи (5), маємо:

$$I = \frac{dq}{dt} = -\omega q_m \sin(\omega t + \psi) = \omega q_m \cos(\omega t + \psi + \frac{\pi}{2}) = \omega q_m \cos(\omega t + \psi) = I_m \cos(\omega t + \varphi)$$

$$\text{де } \varphi = \psi + \frac{\pi}{2}$$

$$I = \omega q_m \quad (10)$$

Підставимо в (10) вираз для q_m (6):

$$I_m = \frac{\omega \varepsilon_m}{L\sqrt{(\omega_0^2 - \omega^2)^2 + 4\beta^2\omega^2}} \quad (11)$$

Враховуючи, що $\omega_0^2 = \frac{1}{CL}$ та $2\beta = \frac{R}{L}$ рівняння (11) можемо записати у вигляді:

$$I_m = \frac{U_m}{\sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}} = \frac{\varepsilon_m}{Z} \quad (12)$$

Тут $Z = \sqrt{R^2 + \left(\omega L - \frac{1}{\omega C}\right)^2}$ - повний електричний опір, який складається із активного опору R , та реактивних - індуктивного ωL та ємнісного $\frac{1}{\omega C}$.

При $\omega L - \frac{1}{\omega C} = 0$ матимемо максимум амплітуди струму - резонанс напруг. Звідси $\omega = \omega_{\text{дв}} = \frac{1}{\sqrt{LC}} = \omega_0$, тобто цей резонанс реалізується при частоті, яка дорівнює частоті власних коливань контуру. Збільшення ємності C чи індуктивності L зменшує резонансну частоту, що якісно зображено на рис. 2а та 2б.

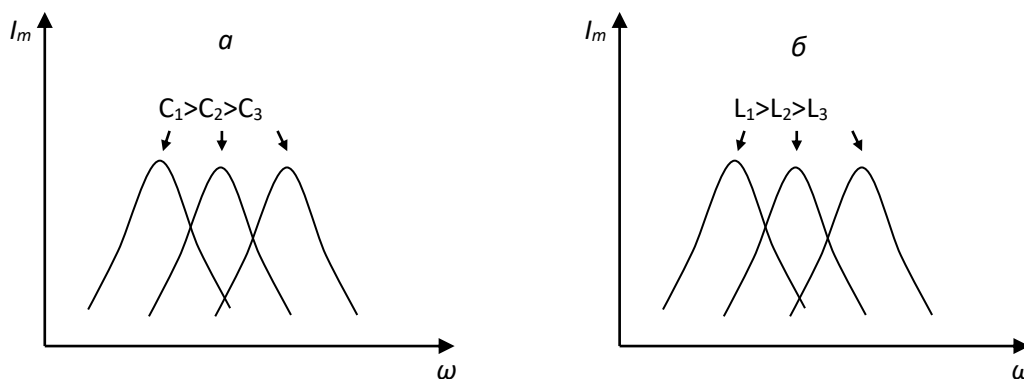


Рис. 2. Залежність амплітуди струму від частоти коливального контура

При резонансі амплітуда струму I_m стає максимальною і залежить тільки від активного опору:

$$I_m = \frac{\mathcal{E}_m}{R} \quad (13)$$

На графіку залежність амплітуди струму від частоти зображується наступним чином:

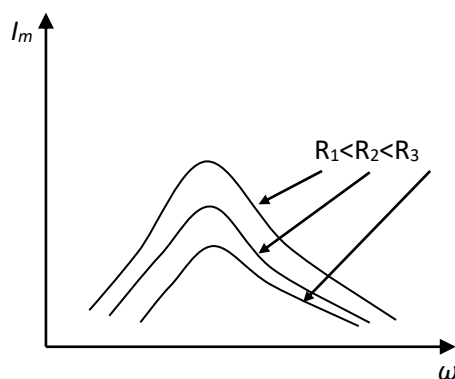


Рис. 3. Залежність амплітуди струму від частоти при різних R

При $\omega=0$ струм в коливальному контурі відсутній (через конденсатор постійний струм не протікає).

Опис експериментальної установки

Дослідити залежність амплітуди струму від частоти, а також залежність резонансної частоти від індуктивності та ємності можна за допомогою наступної установки.

В коливальному контурі, який складається із активного опору R , індуктивності L і ємності C діє вимушуюча ЕРС. Змінюючи її частоту, можна досягти резонансу в коливальному контурі (при $\omega = \omega_0$)

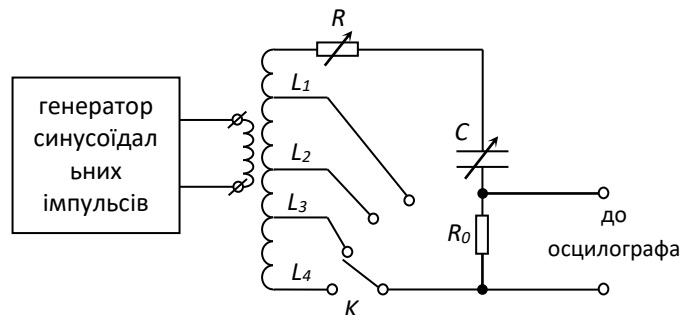


Рис. 4. Схема експериментальної установки

Величину струму оцінюємо за величиною напруги на невеликому опорі $R_0 \ll R$, яка подається на осцилограф.

Прилади та обладнання

1. Установка для вивчення вимушених коливань.
2. Генератор синусоїдальних коливань.
3. Осцилограф.

4.3' єднувальні провідники.

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути осцилограф і генератор синусоїдальних коливань. Отримати на екрані осцилографа зображення синусоїдального сигналу.

2. Зняти залежність амплітуди напруги на R_0 від частоти, яка подається від генератора при трьох значеннях ємності та/або індуктивності (за вказівкою викладача) при незмінному активному опорі кола.

3. Дані вимірювань занести в таблицю 1:

Таблиця 1

№	ν , Гц									
1	$U(\nu)$, В									
№	ν , Гц									
2	$U(\nu)$, В									
№	ν , Гц									
3	$U(\nu)$, В									

дослід 1: $L=$

$C=$

дослід 2: $L=$

$C=$

дослід 3: $L=$

$C=$

4. Побудувати графіки залежностей $U_i(t)$ та визначити за ними резонансні частоти коливального контура.

5. Побудувати за отриманими даними графік залежності резонансної частоти коливального контура від різних значень ємності (C), або індуктивності (L) наданих викладачем.

6. Обчислити значення резонансної частоти для кожного досліду, порівняти їх з отриманими дослідним шляхом та дати оцінку отриманим результатам.

Контрольні запитання

1. Які коливання називаються гармонічними?
2. Дати визначення амплітуди, фази, періоду, частоти і циклічної частоти гармонічного коливання.
3. Коливання яких величин відбуваються в електричному коливальному контурі?
4. Які коливання називаються вимушеними?
5. Записати диференціальне рівняння вимушених коливань і його розв'язок.
6. За яким законом змінюється заряд і напруга на обкладинках конденсатора при вимушених коливаннях?
7. За яким законом змінюється струм в коливальному контурі при вимушених коливаннях.
8. Як змінюється амплітуда струму при вимушених коливаннях в залежності від частоти? Що таке резонанс?

Лабораторна робота № 4.1

Дослідження сферичної аберації оптичних лінз

Мета роботи

Вивчення основних характеристик і дефектів оптичних лінз.

Теоретичні відомості

На рисунку 1 показаний хід пучка променів, паралельних до головної оптичної осі, що заломлюються в збиральній лінзі великої світлосили. Параксіальні промені (промені, що знаходяться поблизу головної оптичної осі) перетинаються в точці, що перебуває на відстані f_0 від оптичного центра лінзи – у точці S' . Чим далі від оптичної осі поширюватиметься вихідний промінь, тим сильніше він буде відхилятися, перетинаючись у все більш близьких до оптичного центра лінзи точках. Самі крайні (периферійні) промені перетнуться на відстані f_m - у точці s'' . Таким чином фокусом лінзи буде не одна точка, а цілий відрізок $S'S''$. Довжина цього відрізка $\delta = F_m - F_0$ і є мірою сферичної аберації. Для збиральної лінзи значення $\delta < 0$, для розсіювальної $\delta > 0$.

Наявність сферичної аберації робить дещо невизначеним поняття фокуса та фокальної площини лінзи. На екрані, перпендикулярному до оптичної осі, зображення буде не точковим, а матиме вигляд нерівномірно освітленого кола, діаметр якого буде мінімальним не в точці S' , а ближче до лінзи.

Для зменшення сферичної аберації можна діафрагмувати пучок, обмежуючи його променями, близькими до параксіальних. Однак введення діафрагми знижує світлосилу лінзи.

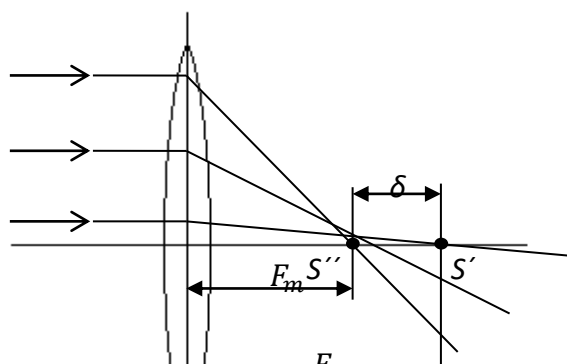


Рис. 1. Хід пучка променів, паралельних до головної оптичної осі у збиральній лінзі

Іншим способом боротьби зі сферичною аберациєю є комбінування збиральної ($\delta < 0$) і розсіювальної ($\delta > 0$) лінз. При цьому крайні промені можна звести в ту ж точку, що й параксіальні (сумарна $\delta = 0$).

Опис експериментальної установки

Для визначення параметрів досліджуваної збиральної лінзи, і вивчення її оптичних дефектів складена лабораторна установка, зображена на рисунку 2.

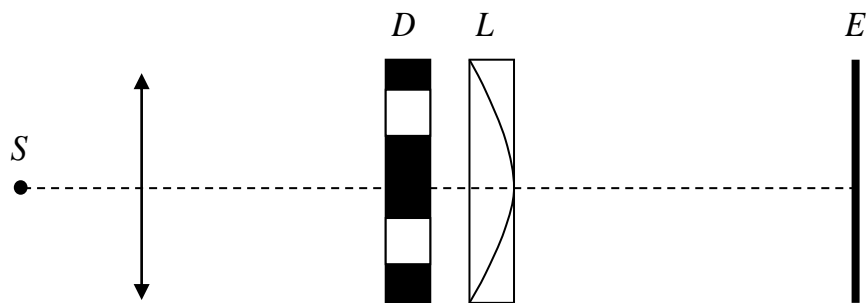


Рис. 2. Схема експериментальної установки

Зсувом екрану E відносно оптичної лінзи L (без діафрагми D) вздовж оптичної лави домагаються максимального фокусування променів на екрані. Це і є фокусна відстань лінзи F .

За допомогою двох різних діафрагм перед лінзою визначаємо фокусні відстані для параксіальних F_0 та

периферійних F_m променів, різниця яких і визначає значення сферичної аберації:

$$\delta = F_m - F_0 \quad (1)$$

Прилади та обладнання

1. Оптична лава;
2. Джерело світла;
3. Збиральна лінза;
4. Набір діафрагм.

Порядок виконання роботи

1. На оптичній лаві лабораторної установки розмістити досліджувану лінзу на відстані порядку 30 - 50 см від джерела випромінювання.

2. Переміщуючи екран вздовж оптичної лави, домогтися максимально чіткого зображення джерела випромінювання на екрані. Виміряти фокусну відстань.

3. Провести 5 вимірювань. Результати вимірювань занести у таблицю 1.

4. Визначити середнє значення фокусної відстані для проведеної групи вимірювань за формулою:

$$\langle F \rangle = \frac{\sum_{i=1}^N F_i}{N} \quad (2)$$

Таблиця 1

№ Дослід у	F , м	$\langle F \rangle$, м	ΔF , м	D , дптр	F_0 , м	$\langle F_0 \rangle$, м	ΔF_0 , м	F_m , м	$\langle F_m \rangle$, м	ΔF_m , м	δ , м	$\Delta \delta$, м
1												

2												
3												
4												
5												

5. Обчислити середню квадратичну похибку проведених вимірювань за формулою:

$$\Delta F = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^N (\langle F \rangle - F_i)^2}{N(N-1)}} \quad (3)$$

6. Обчислити оптичну силу лінзи за формулою:

$$D = \frac{1}{\langle F \rangle} \pm \frac{\Delta F}{\langle F \rangle^2} \quad (4)$$

7. Помістити перед лінзою діафрагму, що закриває периферійні промені, домогтися їх максимального фокусування та виміряти F_0 . Результати вимірів занести у таблицю та обчислити $\langle F_0 \rangle$ та ΔF_0 .

8. Помістити перед лінзою діафрагму, що закриває аксіальні промені, домогтися їх максимального фокусування та виміряти F_m . Результати вимірів занести у таблицю та обчислити $\langle F_m \rangle$ та ΔF_m .

9. Визначити значення сферичної аберації лінзи (різниця середніх значень фокусних відстаней для обох діафрагм).

10. У висновках до роботи вказати отримане значення сферичної аберації збиральної оптичної лінзи, яка використовувалась в даній лабораторній роботі, і похибку її визначення, як суму середньоквадратичних похибок, обчислених для першої та другої діафрагм:

$$\Delta \delta = \Delta F_0 + \Delta F_m \quad (5)$$

Контрольні запитання

1. Що являє собою оптична лінза? Які види лінз ви знаєте?
2. Що таке оптичний центр лінзи, фокус і фокальна площина?
3. Що таке оптична сила і фокусна відстань лінзи? Який зв'язок між цими величинами?
4. Які промені називаються параксіальними, периферійними?
5. З чим пов'язана поява дефектів зображень в лінзах? Перелічіть відомі вам аберації (похибки) лінз.
6. Що таке сферична аберація?
7. Які способи боротьби з різними видами аберацій зображення в лінзах?

Лабораторна робота № 4.2

Дослідження явища дифракції за допомогою дифракційної ґратки

Мета роботи

Отримати дифракційну картину та визначити період, роздільну здатність і кутову дисперсію дифракційної ґратки.

Теоретичні відомості

Дифракція світла зумовлена його хвильовою природою і полягає в огинанні світловими хвилями перешкод, тобто у відхиленні їх від прямолінійного поширення. Спостерігається дифракція за умови, що розміри перешкод співрозмірні з довжиною хвилі.

Розрізняють два види дифракції світла.

Дифракція сферичних хвиль, що спостерігається в променях, які після огинання перешкоди сходяться на екрані, розташованому на певній відстані від перешкоди. Така дифракція має назву дифракції за Френелем.

Дифракція плоских світлових хвиль, що створюється паралельними променями, називається дифракцією за Фраунгофером. В цьому випадку дифракційна картина спостерігається за допомогою збираючої лінзи, яка знаходиться між перешкодою і екраном, розташованим у фокальній площині лінзи.

При дифракції виникають так звані максимуми і мінімуми інтенсивності світла, місце розташування яких визначається формою і розмірами перешкоди, на якій дифрагують хвилі.

Посилення і послаблення інтенсивності світла при дифракції пояснюється за допомогою принципу Гюйгенса-Френеля, який полягає в наступному:

-кожна точка фронту хвилі є джерелом вторинних

сферичних хвиль;

-вторинні джерела хвиль когерентні, тому збуджені ними вторинні хвилі інтерферують і створюють новий хвильовий фронт.

Згідно з цим принципом прозора для світла частина перешкоди при проходженні крізь неї первинної хвилі може розглядатись як сукупність вторинних джерел. Випромінювані ними вторинні хвилі інтерферують, внаслідок чого відбувається перерозподіл енергії в хвилі, тобто виникнення максимумів і мінімумів освітленості.

При поширенні хвилі в однорідному середовищі з непрозорими перешкодами інтерференція вторинних хвиль призводить до виникнення хвильового фронту, відмінного від хвильового фронту первинної хвилі. Така деформація хвильового фронту еквівалентна зміні напрямку поширення світла і теж призводить до перерозподілу його інтенсивності і виникненню певної дифракційної картини на екрані.

Якщо на вузьку щілину (рис. 1) шириною a спрямувати паралельний пучок променів, то за принципом Гюйгенса-Френеля кожна точка хвильової поверхні АВ буде джерелом коливань, котрі поширюються в усіх напрямках. Результат накладання пучка променів, відхилених під кутом φ від нормалі до площини щілини і зібраних лінзою в одному місці, визначиться різницею ходу АС між крайніми променями цього пучка АД і ВЕ.

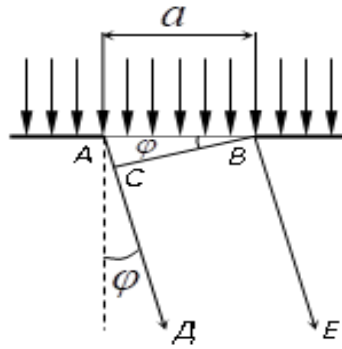


Рис. 1. Хід променів при дифракції на щілині

При різниці ходу, рівній парному числу на півхвиль (цілому числу довжин хвиль λ), увесь пучок можна розкласти на парне число таких сусідніх пучків, різниця ходу між якими буде дорівнювати половині довжини хвилі $\lambda/2$. Світлові хвилі, відповідні цим пучкам, будуть мати протилежні фази, тому при накладанні їх на екрані виникнуть мінімуми інтенсивності світла. Зауважимо, що лінза не вносить різниці фаз, бо всі паралельні промені збираються лінзою в одному місці, проходячи від хвильової поверхні до фокуса однаковою оптичну довжину ходу. Оскільки

$$AC = a \sin \varphi ,$$

то умова дифракційного мінімуму в цьому випадку запишеться так:

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

або

$$a \sin \varphi = k\lambda , \quad (1)$$

де $k = \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$

Якщо різниця ходу між крайніми променями пучка складає непарну кількість напівхвиль, то її можна розділити на непарне число променів, для яких різниця ходу для сусідніх променів дорівнює половині довжини хвилі. З поміж них парне число променів за інтенсивністю будуть взаємно

знищені, а залишковий промінь забезпечить максимум інтенсивності світла. Тому умова спостереження максимуму інтенсивності при дифракції на одній щілині має вигляд:

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

де $k = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$

Посередині дифракційної картини (рис. 2) буде спостерігатись світла смуга - дифракційний максимум, який називається центральним, або нульовим, бо в цьому місці будуть сфокусовані лінзою промені, між якими різниця ходу відсутня, тобто вони приходять на екран з однаковими фазами (формула (2) не містить умову нульового максимуму).

На рис. 2 показано хід крайніх променів у пучках, для яких кут φ має різні значення. Ці промені створюють у фокальній площин лінзи максимуми інтенсивності світла. На цьому ж рисунку подано графік розподілу інтенсивності I світла на екрані в залежності від різниці ходу крайніх променів.

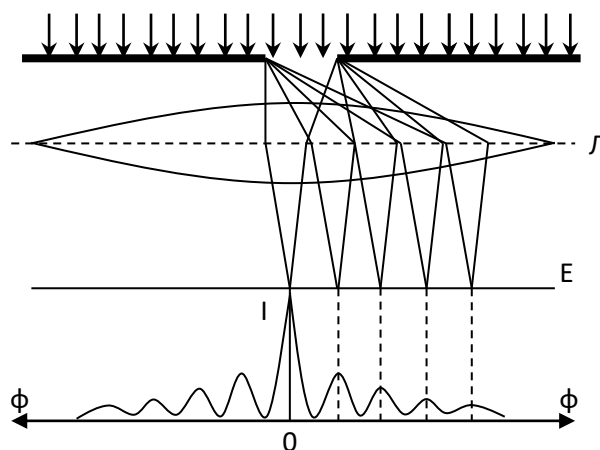


Рис. 2. Дифракція на щілині.

При освітленні щілини паралельними променями монохроматичного світла по нормалі до щілини на екрані, розташованому у фокальній площині лінзи, будуть

спостерігатись світлі (відповідного кольору) паралельні смуги, що чергуються з темними смугами. Освітленість світлих смуг буде зменшуватись при збільшенні їх відстані від центра дифракційної картини. Якщо щілину освітлювати білим світлом, то центральний максимум на екрані теж буде білим, бо в цьому місці промені всіх кольорів будуть відповідно посилювати один одного. По обидва боки від центральної (білої) смуги будуть спостерігатись забарвлені смуги (спектри), які є максимумами інтенсивності для променів, що мають різну довжину хвилі. При цьому промені з більшою довжиною хвилі будуть відхилені в спектрі на більший кут, а з меншою - на менший кут φ , відповідно до формули (2). Ближче до центральної білої смуги буде розміщено максимум фіолетового кольору, а далі від неї - максимумами синього, блакитного, зеленого, жовтого, оранжевого і червоного кольорів, нагадуючи спостерігачеві послідовність кольорів веселки.

Перейдемо до дифракції на ґратці.

Система однакових за шириною і паралельних між собою прозорих щілин, розташованих в одній площині і відокремлених одна від одної непрозорими проміжками, називається *одномірною дифракційною ґраткою* (рис. 3).

Сталою, або *періодом ґратки* називається величина

$$d = a + b ,$$

де a - ширина прозорої щілини, b - відстань між сусідніми щілинами.

Якщо на дифракційну ґратку перпендикулярно до її площини падає пучок паралельних променів, то згідно з принципом Гюйгенса-Френеля кожна точка хвильової поверхні AB кожної щілини буде джерелом вторинних хвиль. Промені всіх пучків, які поширюються під одним і тим же

кутом φ відхилення від початкового напрямку променя після проходження ним дифракційної ґратки попадають на лінзу L . А вона, в свою чергу, буде збирати всі промені в одній точці екрану E , розташованій у фокальній площині лінзи.

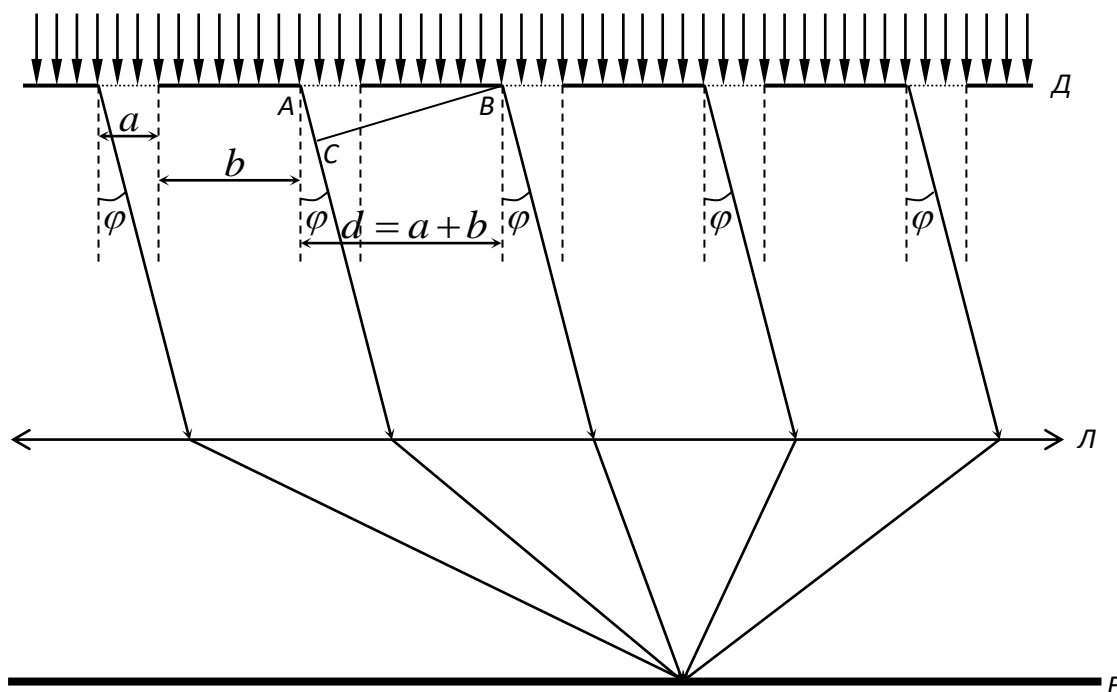


Рис. 3. Хід променів при дифракції на ґратці.

Інтенсивність променів одного пучка, як було з'ясовано при розгляді дифракції від однієї щілини, залежить від кута дифракції φ . Тому для пучків, що вийшли з різних щілин під одним і тим же кутом, інтенсивність буде однаковою. Результат інтерференції таких пучків визначається різницею фаз, з якою промені накладаються на екрані.

При монохроматичному освітленні ґратки ця різниця фаз визначається співвідношенням між різницею ходу і довжиною хвилі. Для крайніх променів в пучках різниця ходу (див. рис. 3)

$$AC = d \cdot \sin \varphi$$

Якщо величина AC складається з парного числа напівхвиль (ціле число довжин хвиль), то промені

накладаються один на одного в однакових фазах і взаємно посилюються. Отже, умова виникнення максимуму освітленості екрана при дифракції на дифракційній ґратці має вигляд:

$$d \cdot \sin \varphi = m\lambda \quad (3)$$

Число m називається *порядком головного дифракційного максимуму* і може набувати значення:

$$m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$$

Якщо різниця ходу крайніх променів пучків буде дорівнювати непарному числу напівхвиль, то ці промені зустрінуться на екрані в протилежних фазах і послаблять один одного. Таким чином, умова спостереження дифракційного мінімуму освітленості екрана запишеться у вигляді

$$d \cdot \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2}, \quad (4)$$

де $m = 0; \pm 1; \pm 2; \pm 3; \dots$

Формулами (3) і (4) описано умови спостереження головних дифракційних максимумів та мінімумів для ґраток з будь-якою кількістю щілин, бо пучок світла від кожної нової додаткової щілини поводить себе так само, як і промені від решти щілин ґратки. Положення їх центрів на екрані не залежить від кількості щілин ґратки, а їхня яскравість при збільшенні кількості щілин ґратки зростає, бо чим більше щілин, тим більше додається світлових променів

Умовами (3) і (4) не вичерпано всі можливі максимуми і мінімуми інтенсивності світла на екрані після проходження світла крізь дифракційну ґратку. Наприклад, в напрямках, визначених із співвідношення

$$d \cdot \sin \varphi = (2m + 1) \frac{\lambda}{2},$$

де $m = 0; \pm 1; +2; \pm 3; \dots$,

різниця фаз хвиль, що накладаються, складає $\frac{\pi}{2}$. При накладанні хвиль з такою різницею фаз коливання тільки частково посилюються. Цим зумовлена поява додаткових слабо виражених максимумів інтенсивності. Ділянки дифракційної картини, якими відокремлено один від одного ці додаткові максимуми, є додатковими мінімумами.

Зауважимо, що при збільшенні кількості щілин у ґратці число додаткових максимумів зростає, проте їх освітленість зменшується, тоді як кількість і розташування головних максимумів залишається незмінною. При достатньо великій кількості щілин ґратки додатковими максимумами нехтують і вважають, що вся енергія хвилі розподіляється тільки між головними дифракційними максимумами інтенсивності світла.

При опроміненні ґратки монохроматичним світлом на екрані чергуються світлі смуги відповідного кольору з темними смугами. При опроміненні ґратки білим світлом дифракційна картина буде складатись із спектрів, розділених темними проміжками. Послідовність чергування кольорів у дифракційних спектрах буде зворотною до розташування кольорових смуг в спектрах, одержаних при дисперсії білого світла. В центрі дифракційної картини буде біла (ахроматична) смуга, бо в цьому напрямі за кутом дифракції $\varphi = 0$ при $m = 0$ виконується умова максимуму інтенсивності світла для хвиль будь-якої довжини.

На практиці важливо відокремити дві спектральні лінії, що мають близькі довжини хвиль, і бачити їх у спектрі як дві лінії, а не одну. Така можливість надається дифракційною ґраткою, вона називається *роздільною здатністю* ґратки.

Якщо довжина хвилі однієї лінії λ , а другої $\lambda + \Delta\lambda$, то роздільна здатність

$$R = \lambda + \Delta\lambda \quad (5)$$

Роздільна здатність є безрозмірною величиною. Вона показує, у скільки разів довжина хвилі спостережуваної лінії має бути більшою від різниці хвиль сусідніх ліній у спектрі, щоб цю лінію можна було бачити як окрему. Внаслідок математичних перетворень виходить, що роздільна здатність ґратки

$$R = m \cdot N, \quad (6)$$

де N - загальна кількість щілин ґратки. З формули (6) видно, що для максимумів одного і того ж порядку роздільна здатність тим більша, чим більша кількість щілин N ґратки задіяна в експерименті, а для однієї й тієї ж ґратки роздільна здатність збільшується при зростанні порядку дифракційного максимуму m .

Ширина дифракційних спектрів характеризується величиною

$$D = \frac{\Delta\varphi}{\Delta\lambda},$$

яка називається кутовою дисперсією ґратки. В цій формулі $\Delta\varphi$ - кутова відстань між лініями, які відрізняються довжиною хвилі на $\Delta\lambda$.

Кутова дисперсія чисельно дорівнює кутовій відстані між лініями, що відрізняються за довжиною хвилі на одиницю. Вимірюється кутова дисперсія в рад/м. З теорії дифракційної ґратки випливає, що

$$D = \frac{m}{d} \cos \varphi, \quad (7)$$

Отже, кутова дисперсія для дифракційних максимумів одного і того ж порядку тим більша, чим більша стала ґратки;

для однієї й тієї ж ґратки кутова дисперсія збільшується при зростанні порядку максимуму.

Практично дифракційна ґратка використовується як основна частина спектральних приладів, призначених для розкладання світлових хвиль в спектр. Останнім часом знайшла практичне використання здатність дифракційної ґратки змінювати напрямок поширення монохроматичного проміння в елементах інтегральної оптики, призначених для передачі інформації на оптичних частотах.

Дифракційні ґратки бувають прозорі та відбивальні.

Прозорі ґратки являють собою скляні або кварцові платівки, на поверхні яких за допомогою спеціальних машин нанесено діамантовим різцем паралельні риски. Щілинами є проміжки між рисками.

Відбивальні ґратки виготовляють шляхом нанесення паралельних рисок на поверхні металевого дзеркала. Виготовлення таких гравірованих ґраток обходиться дорого, тому з них знімають пластикові або желатинові копії (репліки), які майже не поступаються за якістю оригіналові і використовуються як дифракційні ґратки.

Зараз у зв'язку з успіхами в розвитку лазерної техніки з'явилась можливість голографічного виготовлення дифракційних ґраток, на яких на фоточутливій плівці фіксується інтерференційна картина.

У високоякісних ґраток на 1 мм припадає 1200 рисок, а, отже, і стільки ж щілин.

Число n рисок на одиниці довжини і стала d дифракційної ґратки є оберненими величинами, тобто

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

У якісних ґраток стала ґратки (період) є малою величиною і вони мають добру роздільну здатність та кутову дисперсію.

Домашнє завдання.

Необхідно вивчити зазначені нижче питання курсу фізики. Принцип Гюйгенса-Френеля. Дифракція світла в паралельних променях на щілині. Одномірна дифракційна ґратка. Період (стала) ґратки. Головні дифракційні максимуми. Роздільна здатність і кутова дисперсія ґратки.

Лабораторне завдання.

В даній лабораторній роботі джерелом монохроматичного світла є оптичний квантовий генератор (ОКГ). Незначне розширення його променя дозволяє вважати, що ОКГ є джерелом плоских хвиль, які дифрагують на ґратці ДГ (рис. 1).

Дифракція спостерігається на екрані E , що віддалений від дифракційної ґратки на відстань L .

Методика виконання роботи полягає в тому, що за відомою довжиною хвилі $\lambda = 6,33 \cdot 10^{-7}$ м та за виміряними в досліді величинами L та M (відстань від центра дифракційної картини до головного дифракційного максимуму з порядком m) і l (ширина робочої частини дифракційної ґратки, рівна діаметрові світлового променя) вираховуються величина періоду d , роздільної здатності R і кутової дисперсії D .

З формули (3) період ґратки $d = m \frac{\lambda}{\sin \varphi}$, а з рис. 1 видно, що $\sin \varphi = \frac{M}{L^2 + M^2}$. Отже, період визначається за розрахунковою

формулою:

$$d = \frac{m \cdot \lambda}{M} \sqrt{L^2 + M^2} \quad (8)$$

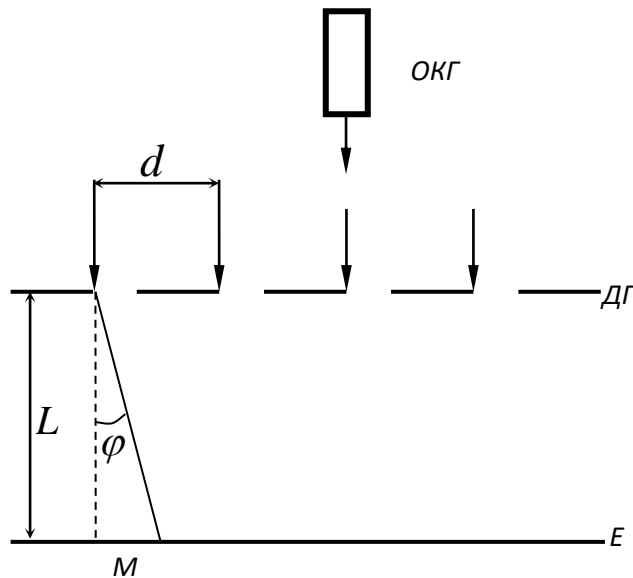


Рис. 4. Схема установки.

Використовуючи формули (6) і (7) і те, що в ґратці працює загальна кількість щілини $N = 1/d$, отримуємо розрахункову формулу для визначення роздільовальної здатності ґратки

$$R = \frac{l \cdot M}{\lambda \cdot \sqrt{L^2 + M^2}} \quad (9)$$

Використовуючи формулу (7) і вираз $\cos \varphi = \frac{L}{\sqrt{L^2 + M^2}}$ (див. рис. 1.), отримуємо розрахункову формулу для кутової дисперсії ґратки

$$D = \frac{M}{\lambda} L \quad (10)$$

Примітка: вмикати ОКГ тільки під керівництвом лаборанта, не допускати потрапляння лазерного променя в око.

Прилади та обладнання.

Оптична лава. Одномірна дифракційна ґратка. Оптичний квантовий генератор. Екран з лінійною шкалою. Міліметрова лінійка.

Порядок виконання роботи.

1. Виміряти робочу ширину l дифракційної ґратки за допомогою міліметрового паперу.
2. Ввімкнути ОКГ і підготувати установку так, щоб ґратка та екран були паралельні між собою і перпендикулярні до лазерного променя, а головний дифракційний максимум нульового порядку розташовувався в центрі екрана.
3. Виміряти відстань L від ґратки до екрана і відстань M від центра картини до максимумів першого, другого і третього порядків.
4. За формулами (8), (9), (10) вчислити величини d , R , D і знайти середнє арифметичне значення постійної дифракційної ґратки.
5. Результати вимірювань і розрахунків занести до таблиці 1:

Таблиця 1

№.	m	$l, \text{мм}$	$L, \text{мм}$	$M, \text{мм}$	$d, \text{м}$	R	$D, \text{рад/м}$
Середн. арифм.							

7. У висновках з роботи порівняти d з табличним значенням ґратки і проаналізувати залежність R і D від m .

Контрольні запитання

1. Яке явище називається дифракцією світла? Яка умова її спостереження?
2. В чому полягає принцип Гюйгенса-Френеля?
3. Які умови спостереження дифракційних максимумів і мінімумів при дифракції на одній щілині?
4. Що являє собою одномірна дифракційна ґратка? Яка величина називається сталою (періодом) ґратки?
5. Які дифракційні максимуми називаються головними? Записати і пояснити умови їх спостереження.
6. Яка величина називається роздільною здатністю ґратки? Від чого вона залежить і в яких одиницях виражається?
7. Що називається величиною кутової дисперсії ґратки? Від чого вона залежить і в яких одиницях вимірюється?
8. Яке практичне використання дифракційних ґраток?
9. В чому суть методики виконання даної лабораторної роботи?

Лабораторна робота № 4.3

Визначення довжини хвилі випромінювання лазера за допомогою дифракційної ґратки

Мета роботи

Дослідити явище дифракції світла та визначити довжину хвилі джерела світла за допомогою дифракційної ґратки.

Теоретичні відомості

Дифракція — фізичне явище, пов'язане з непрямолінійним поширенням хвиль, огинанням ними перешкод та проникненням хвилі в область геометричної тіні. Дифракцією називаються явища, зумовлені хвильовою природою світла, що спостерігаються при поширенні світла в середовищі з різко вираженими неоднорідностями (отворами в непрозорих екранах, непрозорими тілами і т. ін.)

Дифракційною ґраткою називається оптична система з багатьма щілинами. Одномірна дифракційна ґратка складається з великого числа однакових за шириною і паралельних одна одній щілин, розділених однаковими за шириною непрозорими проміжками.

В роботі використовуються ґратка, яка являє собою періодичну послідовність (чергування) щілин шириною b , розділених непрозорими смугами шириною a (рис. 1), розташованих в одній площині.

Періодом (сталю) ґратки називається величина $d = a + b$, яка дорівнює відстані між центральними лініями O_1 і O_2 сусідніх щілин. Непрозорі щілини настільки вузькі, що неозброєним оком їх практично не видно.

Загальна картина поширення світла через ґратку показана на рис. 2. Ґратка опромінюється потоком паралельних променів, перпендикулярних її площині. Це відповідає падінню на ґратку плоскої хвилі.

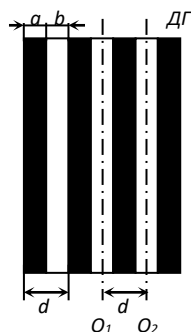


Рис. 1. Дифракційна ґратка

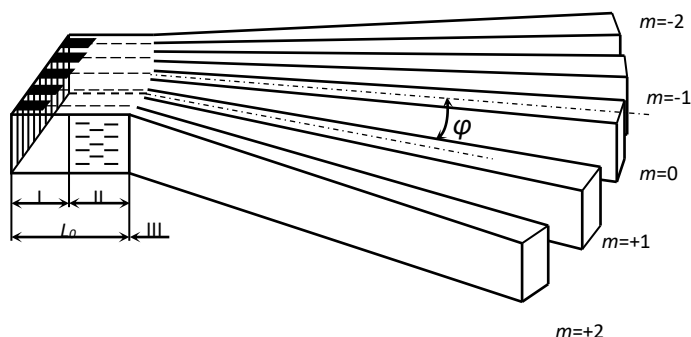


Рис. 2. Загальна картина поширення світла через ґратку

За ґраткою, в ближній області I, поширення світла приблизно відповідає законам геометричної оптики, а дифракція мало помітна. Тут світло проходить крізь щілини без зміни напрямку, за смугами з'являються тіні. В проміжній області II вже виявляється дифракція, але зберігається і прямолінійне поширення падаючих променів. В дальній області III світло розходить в'ялоподібно, створюючи неоднорідні потоки з чергуванням максимальної і мінімальної інтенсивності. Ці максимуми і мінімуми називаються *дифракційними*.

В області III не зберігається початковий напрям променів, що пройшли крізь щілини. Тут промені відхилились від початкового напрямку і створили нові світлові потоки. Отже, закони геометричної оптики для поширення світла для цієї області застосувати неможливо, в цій області поширення світла зумовлене саме дифракцією.

Розрахунки показують, що область III з яскраво вираженою дифракцією за перешкодою лежить на відстані

$L_0 \gg D^2/\lambda$, де D – поперечний розмір перешкоди в світловому потоці.

В ґратці з шириною щілини $d = 1,0 \cdot 10^{-5}$ м при довжині хвилі $\lambda = 500$ нм дифракція від щілини спостерігається на відстанях, більших за 0,2 м. Тобто для спостереження дифракції важливе співвідношення розміру перешкоди і довжини хвилі. Для спостереження дифракції світлових хвиль поблизу ґратки вона повинна мати малий період d .

Якщо відоме положення фронту хвилі, швидкість хвилі v в деякий момент часу t , то положення фронту в наступний момент часу $t + \Delta t$ визначається за *принципом Гюйгенса-Френеля*: всі точки поверхні $S(t)$, до яких дійшла хвиля у момент часу t , стають джерелами вторинних сферичних когерентних хвиль, а положення фронту в момент часу $t + \Delta t$ співпадає з поверхнею, яка огинає ці вторинні хвилі. В однорідному середовищі вторинні хвилі випромінюються тільки вперед, тобто в напрямках, які складають гострі кути з зовнішньою нормаллю до фронту хвилі.

Падаючу хвилю прийнято називати первинною, а хвилі, які випромінюються точками – вторинними. В точці випромінювання вторинні хвилі мають ту ж частоту і фазу, що і первинна, внаслідок чого вторинні хвилі у вакуумі є сферичними.

Промінь являє собою уявну лінію, вздовж якої поширюється хвиля. Промінь перпендикулярний хвильовій поверхні, тому плоска хвиля зображається набором паралельних променів, а сферична – променів, які радіально розходяться з центра сфери. В точці перетину променів відповідні їм хвилі інтерферують (додаються).

За принципом Гюйгенса-Френеля поле E в точці спостереження буде являти собою суму електричних полів вторинних хвиль, що випромінюють всі вторинні джерела.

На практиці вимірюють і спостерігають не саму напруженість електричного поля хвилі $E(t)$, а інтенсивність хвилі, яка визначається із співвідношення:

$$I(t) = \frac{1}{2} \frac{E_0^2}{\sqrt{\mu_0 / \varepsilon_0}}, \quad (1)$$

де μ_0 - магнітна стала, а ε_0 - електрична стала.

Набагато легше отримати вираз для інтенсивності в дальній області, де перетинаються вторинні промені, майже паралельні один одному (на рис. 3 точка M).

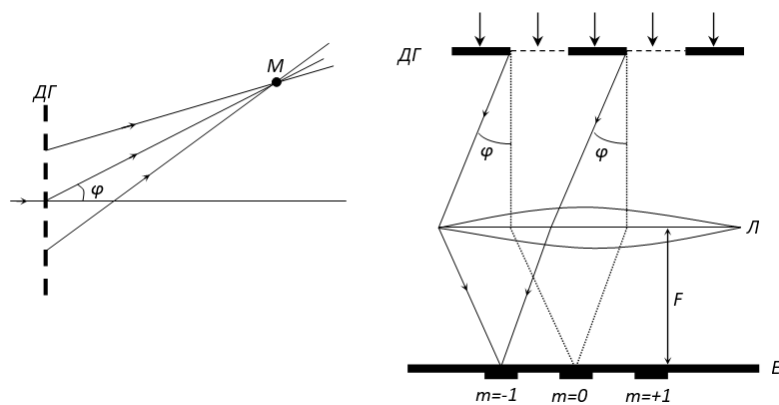


Рис. 3. Утворення дифракційних максимумів

За ґраткою можна розмістити збираючу лінзу, тоді падаючі на лінзу паралельні вторинні промені перетнуться у її фокальній площині (рис. 3). Графік залежності інтенсивності від відстані подано на рис. 4.

Кут дифракції φ відраховується від напрямку падаючого променя. Цьому куту на відстані L відповідають координати вертикального відхилення $x = L \operatorname{tg} \varphi$. Картину дифракції можна спостерігати на екрані E , площина якого паралельна до площини ґратки.

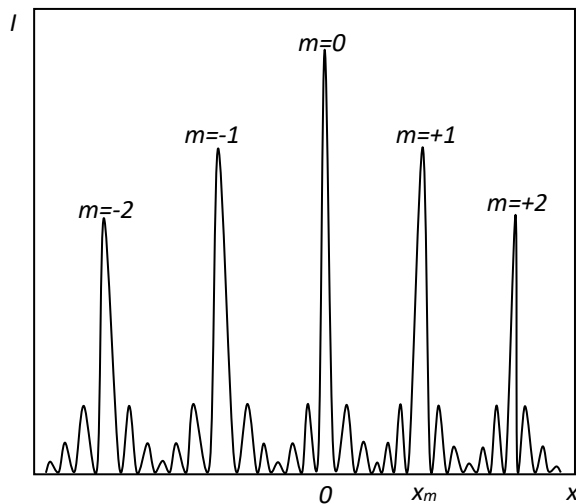


Рис. 4. Графік залежності інтенсивності від відстані до головного максимуму

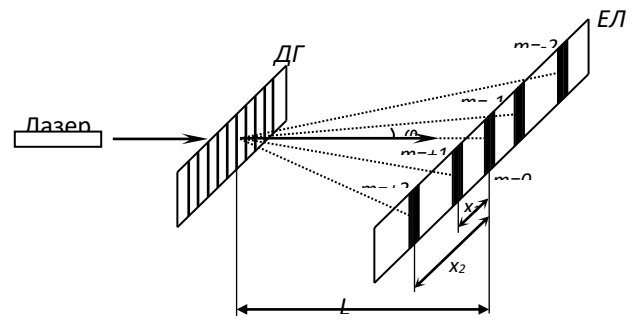


Рис. 5. Схема експериментальної установки

Для залежності $I(\varphi)$ характерним є чергування головних (великих за амплітудою) та побічних (малих за амплітудою) дифракційних максимумів.

Для головних максимумів виконується наступна умова.

$$d \sin \varphi_m = m\lambda, \quad m = 0, \pm 1, \pm 2, \dots, \quad (2)$$

де φ_m - кут дифракції m – го максимуму, m – число, яке називається порядком головного максимуму.

Умова головних максимумів дозволяє визначити довжину хвилі джерела світла

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

Для цього потрібно спрямувати на дифракційну ґратку потік нормально падаючих променів (рис. 3) і на екрані Е, площина якого паралельна площині ґратки, отримаємо дифракційну картину.

Вимірявши відстань x_m між центральним ($m = 0$) і m – тим головним максимумом та відстань L між екраном і ґраткою,

можна обчислити тангенс кута дифракції, а за ним – і його синус

$$\operatorname{tg} \varphi_m = \frac{x_m}{L}, \quad \sin \varphi_m = \frac{\operatorname{tg} \varphi_m}{\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2 \varphi_m}} = \frac{(x_m/L)}{\sqrt{1 + (x_m/L)^2}}. \quad (4)$$

Період дифракційної ґратки, що використовується у даній лабораторній роботі, $d = 1,0 \cdot 10^{-5}$ м. За відомим значенням d і вимірним значенням L та x_m з умови головних максимумів отримаємо розрахункову формулу

$$\lambda = \frac{d}{|m|} \frac{A}{\sqrt{1 + A^2}}, \quad (5)$$

де m – порядок головного максимуму для $m \neq 0$, $A = x_m/L$.

Якщо падаюче світло складається з набору хвиль різної довжини, то різні хвилі відхилятимуться на різні кути:

$$\sin \varphi_{m,\lambda} = \frac{m}{d} \lambda \quad (6)$$

внаслідок чого у дифракційних максимумах з $m \neq 0$ падаюче світло розкладатиметься в спектр.

Опис експериментальної установки

Світло лазера Л (рис. 5) падає на дифракційну ґратку ДГ. Досліджувана дифракційна картина розташована за ґраткою, її можна побачити на екранній лінійці ЕЛ за ґраткою (на лінійці нанесені міліметрові поділки). Спостерігач бачить дифракційні максимуми спроектованими на екранну лінійку.

При такому способі спостереження в формулі (4): L – відстань від дифракційної ґратки до лінійки, x_m – відстань від центрального максимуму до максимуму m -го порядку.

За правилами техніки безпеки вмикати лазер дозволяється тільки в присутності викладача, не допускаючи потрапляння лазерного променя в око.

Прилади та обладнання

1. Оптична лава.
2. Лазер типу ЛГ-28.
3. Екранна вимірювальна лінійка.
4. Дифракційна ґратка.

Порядок виконання роботи

1. Встановити задану викладачем відстань від ґратки до екранної лінійки (площини ґратки і екранної лінійки встановити перпендикулярно до лазерного променя).

2. Ввімкнути джерело світла і від'юстувати установку так, щоб світловий пучок проходив через дифракційну ґратку, а дифракційна картина спостерігалась на екранній лінійці.

3. Виміряти на екранній лінійці відстань x_m від центрального максимуму до дифракційного максимуму під номером m , для $m = 1, -1, +2, -2$ (вважати, що на лінійці вправо від щілини розташовані максимуми з додатними, а вліво – з від'ємними номерами). Отримані значення x_m та L записати в таблицю

Таблиця 1

№ дослідю	L , м	m	x_m , м	A	λ , м	$\bar{\lambda}$, м	$\Delta\lambda$, м	ε , %
1		1						
		2						
2		1						
		2						
3		1						
		2						

4. Обчислити довжину хвилі λ за формулою $\lambda = \frac{d}{|m|} \frac{A}{\sqrt{1+A^2}}$,

при цьому x_m знаходити як середнє арифметичне значення

$$x_1 = \frac{x_{+1} + x_{-1}}{2}, \text{ при } |m|=1, \quad x_2 = \frac{x_{+2} + x_{-2}}{2}, \text{ при } |m|=2.$$

Результати обчислень занести в таблицю 1.

5. Збільшити відстань від ґратки до екранної лінійки та повторити проведені вимірювання.

6. За результатами вимірювань визначити середнє значення довжини світлової хвилі.

7. Визначити абсолютну та відносну похибки вимірювань за формулами

$$\Delta\lambda = \lambda_{np} - \bar{\lambda}_{вим} \quad (7)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta\lambda}{\bar{\lambda}_{вим}} \times 100\%, \quad (8)$$

де λ_{np} – довжина хвилі лазерного променя, вказана на самому приладі, або в його паспорті.

$\bar{\lambda}_{вим}$ – середнє арифметичне значення довжин хвиль, отриманих дослідним шляхом.

Контрольні запитання

1. Яке явище називається дифракцією?
2. Що являє собою плоска дифракційна ґратка? Як розподіляється інтенсивність світла на екрані за дифракційною ґраткою?
3. На яких відстанях за перешкодою картина розподілу світла повністю пояснюється дифракцією (закони геометричної оптики не застосовні). Чому?
4. Сформулюйте принцип Гюйгенса - Френеля.
5. Запишіть умову головних дифракційних максимумів при нормальному падінні на ґратку паралельних променів. Виходячи з цієї умови поясніть розклад падаючого світла у спектр.

Лабораторна робота № 4.4

Вивчення закону Малюса

Мета роботи

Перевірити залежність інтенсивності світла, що пройшло через поляризатор і аналізатор, від кута між головними перерізами поляризатора і аналізатора.

Теоретичні відомості

З теорії електромагнітних коливань, яка ґрунтується на рівняннях Максвелла, випливає, що вектори напруженостей електричного і магнітного полів \vec{E} і \vec{H} взаємно перпендикулярні і здійснюють синфазні коливання в площинах, перпендикулярних до напрямку поширення хвилі – електромагнітні хвилі є поперечними.

Світлова хвиля являє собою сукупність великої кількості хвиль, які випромінюються окремими атомами тіла, що світиться. Оскільки атоми випромінюють хвилі незалежно одна від одної, то напрямки коливань напруженостей електричних полів (а отже і напруженостей магнітних полів) в різних хвилях не пов'язані між собою, тому в природній світловій хвилі присутні всі можливі напрямки коливань векторів \vec{E} . Всі ці напрямки рівноймовірні - природне світло є неполяризованим.

У зв'язку з тим, що фізіологічне, фотохімічне, фотоелектричне і інші дії світла зумовлені зміною електричного поля, то вектор напруженості електричного поля \vec{E} зазвичай називають світловим вектором (при цьому розуміють, що з ним нероздільно зв'язаний

перпендикулярний до нього вектор напруженості магнітного поля \vec{H}).

Повна або часткова поляризація світла відбувається при проходженні або заломленні світла на границі поділу двох діелектриків, при розсіюванні світла, при подвійному променезаломленні на деяких кристалах.

Подвійне променезаломлення спостерігається при проходженні світла крізь прозорі анізотропні речовини. Крім того, в оптично ізотропних речовинах (речовинах, які мають в різних напрямках однакові фізичні властивості) можна штучно створити анізотропію шляхом механічної деформації (фотопружний ефект), дією електричного (ефект Керра) або магнітного (ефект Коттона-Мутона) полів, після чого в кристалах має місце явище подвійного променезаломлення - заломлена хвиля розділяється на дві, поляризовані у взаємно перпендикулярних площинах. Ці хвилі поширюються в різних напрямках і з різними швидкостями, тобто мають різні показники заломлення в різних напрямках. Предмети, які розглядаються через такі кристали, здаються роздвоєними, оскільки одному падаючому променю відповідають два заломлених.

Один з двох заломлених променів називається звичайним (його позначають літерою o), оскільки для нього виконується закон Снелліуса. Показник заломлення цього променя у всіх напрямках анізотропного кристала однаковий, тому звичайні хвилі у подвійнозаломлюючому кристалі у всіх напрямках поширюються з однаковою швидкістю u_o .

Для другого променя (його називають незвичайним і позначають літерою e) показник заломлення залежить від кута падіння і має різні числові значення у різних напрямках.

Внаслідок цього незвичайна хвиля у різних напрямках має різну швидкість поширення u_e .

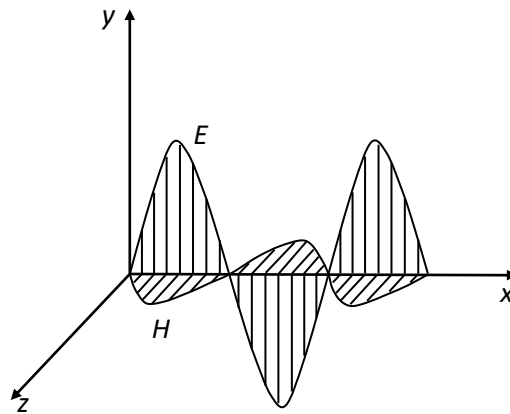


Рис. 1 Електрична та магнітна складові світлової хвилі

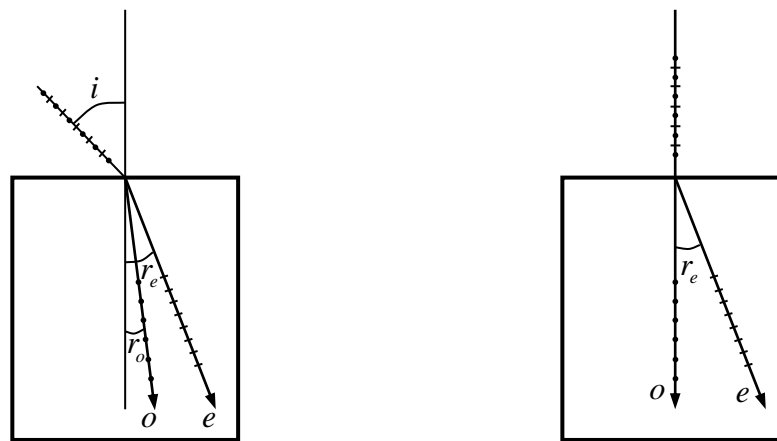


Рис. 2 Подвійне променезаломлення світлового пучка

Характер поляризації світлових хвиль визначається відносно головного перерізу кристала – площини, яка проходить через оптичну вісь. Якщо розглядати головний переріз, який проходить через падаючий промінь, то коливання світлового вектора в незвичайній хвилі буде проходити в площині головного перерізу, а в звичайній хвилі світловий вектор змінюється у площині, перпендикулярній до головного перерізу кристала. Площини рис. 2 співпадають з площиною головного перерізу кристала. Поляризація незвичайного променя показана штрихами - він

поляризований в площині головного перерізу, а звичайного променя точками - цей промінь поляризований в перпендикулярній площині.

Прилади, з допомогою яких отримують поляризоване світло, називають поляризаторами. В більшості випадків їх дія ґрунтується на використанні подвійнозаломлюючих кристалів. При проходженні світла в них отримують дві поляризовані хвилі, одна з яких кристалом поглинається, і в результаті з кристалу виходить друга повністю поляризована хвиля.

В деяких подвійнозаломлюючих кристалах одна з хвиль поглинається в результаті явища, яке називається дихроїзмом і означає подвійне забарвлення (або плеохроїзм - багатобарвність). Відбувається це тому, що такі кристали по-різному поглинають звичайні і незвичайні хвилі, а забарвлюються в той колір, якому відповідає поглинання.

Прикладом сильного дихроїчного кристалу є турмалін, пластинка якого товщиною 1 мм повністю поглинає звичайну хвилю. Незвичайна хвиля різної частоти поглинається по-різному. Краще всього поглинається жовто-зелена частина спектра, тому пластинка виглядає двобарвною (жовто-зеленою). З такої пластинки виходить повністю поляризоване світло. Ще більш яскраво виражений дихроїзм мають кристали герпатиту, які повністю поглинають один з променів при товщині пластинки 0,1 мм.

Зараз час широко використовують штучні поляризатори, які називаються поляроїдами. Їх виготовлення порівняно дешеве і площа поляризуючої поверхні достатньо велика. Поляроїди являють собою тонкі плівки з целофану, целулоїду, желатину, на які осаджуються однаково орієнтовані кристали герпатиту. Такі поляризатори

знаходять широке практичне застосування в пристроях, що призначені для послаблення світла певної довжини хвилі, наприклад, усунення сліпучої дії фар зустрічного автотранспорту.

Для того, щоб встановити, чи є світлова хвиля поляризованою і як вона поляризована (в якій площині) застосовуються пристрої, які нічим не відрізняються від поляризаторів - аналізатори. Принципової конструктивної відмінності між аналізатором і поляризатором не існує. Інтенсивність світла, яке вийшло з аналізатора, залежить від взаємної орієнтації головних перерізів аналізатора і поляризатора.

Світловий вектор поляризованої хвилі, яка падає на аналізатор, можна розділити на два взаємно перпендикулярних вектори. Один з цих векторів E_1 змінюється в площині головного перерізу аналізатора, а інший E_2 – в перпендикулярній до неї площині. Якщо головні перерізи поляризатора і аналізатора складають між собою кут φ , то модулі цих векторів будуть пов'язані співвідношенням:

$$E_1 = E \cos\varphi, \quad E_2 = E \sin\varphi \quad (1)$$

З аналізатора вийде тільки хвиля E_1 , а хвиля E_2 в аналізаторі усунеться. Оскільки інтенсивність світла визначається квадратом амплітуди напруженості електричного поля, то

$$E_1^2 = E^2 \cos^2\varphi \quad (2)$$

Тобто інтенсивність світла, яке пройшло, пропорційна квадрату косинуса кута між головними перерізами поляризатора і аналізатора.

При паралельному положенні головних перерізів аналізатора і поляризатора кут $\varphi = 0$, $\cos\varphi = 1$, тоді

інтенсивність світла, яке пройшло через поляризатор і аналізатор буде максимальною. При взаємно перпендикулярній орієнтації цих площин $\varphi = 90^\circ$, $\cos\varphi = 0$ і інтенсивність буде рівною нулю. В цьому випадку аналізатор світла не пропустить (поляризатор і аналізатор схрещені).

Отримана залежність інтенсивності світла, що пройшло, від кута між головними перерізами поляризатора і аналізатора була встановлена Малюсом і записана у вигляді:

$$J_a = J_p \cos^2 \varphi \quad (3)$$

де J_a – інтенсивність світла, яке пройшло через аналізатор, а J_p – інтенсивність поляризованого світла.

Отримане співвідношення є математичним виразом закону Малюса: *Інтенсивність світла, яке пройшло через аналізатор, прямо пропорційна квадрату косинуса кута між головними перерізами аналізатора і поляризатора.*

В неполяризованому світлі жодний з напрямків коливань світлового вектора \vec{E} не є переважаючим, тому \vec{E} можна розкласти на два взаємноперпендикулярних вектори \vec{E}_1 і \vec{E}_2 (рис. 2), модулі яких однакові за величиною (при цьому $\varphi = 45^\circ$.)

$$E_1 = E_2 = \frac{\sqrt{2}}{2} E \quad (4)$$

В поляризованій хвилі є коливання тільки одного з цих векторів, квадрат модуля якого рівний $\frac{1}{2} E^2$. Оскільки інтенсивність світла прямо пропорційна квадрату модуля світлового потоку, то

$$J_p = \frac{1}{2} J_{\text{прир.}} \quad (5)$$

де $J_{\text{прир.}}$ - інтенсивність природного світла.

Закон Малюса підтверджує те, що електромагнітні хвилі є поперечними і те, що їх інтенсивність пропорційна квадрату амплітуди напруженості електричного поля світлової хвилі. Цей закон лежить в основі розрахунку інтенсивності світла в різних поляризаційних пристроях.

Опис експериментальної установки

Установка для виконання даної лабораторної роботи (рис. 3) складається з закріплених на оптичній лаві лампи розжарення Л, яка служить джерелом природного світла, діафрагми Д, вмонтованої в корпус лампи Л, поляризатора П, аналізатора А і фотоелемента Ф, з'єднаного з мікроамперметром. В якості поляризатора і аналізатора використані поляроїди. Щоб на фотоелемент не потрапляло стороннє світло, в установці застосований циліндричний чохол як для аналізатора Ц₁, так і для фотоелемента Ц₂, які не дозволяють зовнішньому світловому потоку потрапити у вимірювальний тракт.

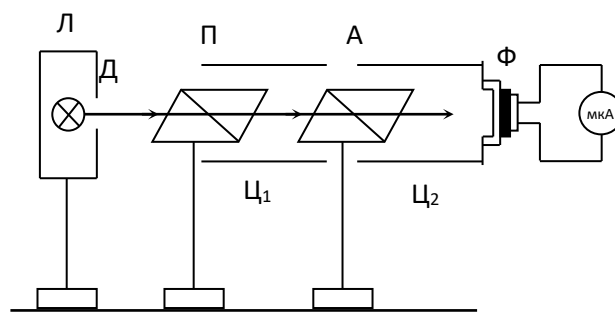


Рис. 3. Схема експериментальної установки

З світлового потоку, що йде від лампи, за допомогою діафрагми виділяється достатньо вузький пучок неполяризованого світла з інтенсивністю $J_{\text{прир}}$, що падає на поляризатор. На фотоелемент падає світло, що пройшло

поляризатор і аналізатор. Інтенсивність цього світла залежить від кута φ між головними перерізами поляризатора і аналізатора. Зміна кута φ здійснюється поворотом диска аналізатора. Відлічується цей кут по кутомірній шкалі, нанесеній на диск поляроїда. Оскільки величина фотоструму пропорційна освітленості робочої поверхні фотоелемента, то інтенсивність світла приймається пропорційною величині фотоструму, виміряного мікроамперметром.

Інтегральна чутливість фотоелемента у видимій частині спектра дорівнює $2,9 \cdot 10^{-6} \frac{\text{Вт}}{\text{мкА}}$, площа робочої поверхні фотоелемента $3,2 \text{ мм}^2$. В цьому випадку інтенсивність світлового потоку, що досягає поверхні фотоелемента, можна визначити наступним чином:

$$J = \frac{\gamma I}{S_p} \quad (6)$$

де γ – інтегральна чутливість фотоелемента, S_p – площа робочої поверхні фотоелемента, I – покази мікроамперметра.

Отже, встановлюючи різні кути φ , визначаємо значення фотоструму, а значить і інтенсивність світла, що пройшло крізь оптичну систему. Поглинання світла в поляризаторі і аналізаторі незначне, тому ним можна знехтувати.

Прилади та обладнання

1. Оптична лава.
2. Освітлювач (лампа розжарення)
3. Два поляроїда (поляризатор і аналізатор)
4. Фотоелемент ФЭ-ССУ.
5. Мікроамперметр.

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути джерело живлення. Обертаючи диск аналізатора, досягти мінімального показу мікроамперметра (в ідеалі – на нульовій відмітці). У цьому випадку кут між головними перерізами поляризатора і аналізатора становить 90° .

2. Повертаючи диск аналізатора, змінювати кут φ в межах від 90° до 0° з кроком 10° та виміряти відповідні значення сили струму. Результати вимірів занести у таблицю.

3. Для кожного положення обчислити значення $\cos^2 \varphi$ та світлового потоку, користуючись формулою: $J = \frac{\gamma I}{S_p}$.

Таблиця 1

φ	90°	80°	70°	60°	50°	40°	30°	20°	10°	0°
$\cos \varphi$										
$\cos^2 \varphi$										
$I, \text{мкА}$										
$J \text{ Вт/м}^2$										

4. Побудувати графік залежності $J = f(\cos^2 \varphi)$.

5. Зробити висновок від чого і як саме залежить інтенсивність світла, що пройшло через поляризатор і аналізатор.

Контрольні запитання

1. Що таке монохроматична електромагнітна хвиля? Що таке поляризовані електромагнітні хвилі? Які види поляризації вам відомі? Чому вони так називаються?

2. Що являють собою світлові хвилі? Чому природне світло є неполяризованим?

3. Які фізичні явища супроводжуються поляризацією електромагнітних хвиль?

4. Що таке подвійне променезаломлення? Який промінь називається звичайним і незвичайним? Які властивості цих променів?

5. В чому полягає явище дихроїзму? В яких речовинах це явище спостерігається?

6. Що таке поляризатори і яке їх практичне застосування?

7. Запишіть і сформулюйте закон Малюса.

8. У чому полягає методика виконання даної роботи?

9. Графік якої залежності потрібно побудувати за результатами вимірювань.

Лабораторна робота № 4.5

Дослідження поляризації світла при відбиванні від діелектрика (закон Брюстера)

Мета роботи

Дослідити поляризацію світла при відбиванні від діелектрика. Визначити показник заломлення і діелектричну проникненість діелектрика.

Теоретичні відомості

При падінні світла на межу двох діелектриків, наприклад, повітря (n_1) – скло (n_2), (рис.1) на межі двох середовищ одна частина падаючого променя відбивається в середовищі з n_1 , а друга частина в середовищі з n_2 заломлюється згідно із законами відбивання та заломлення. Розташовуючи на шляху відбитого та заломленого променів аналізатор, можна помітити, що ці промені частково поляризовані. Тобто при обертанні аналізатора навколо відбитого та заломленого променів спостерігається періодичне збільшення та зменшення інтенсивності світла, але повного гасіння немає. Подальші дослідження показали, що у відбитому промені переважають коливання світлового вектору перпендикулярні до площини падіння (на рис. 1 крапки), а в заломленому промені – паралельні площині падіння (на рис. 1 стрілки). Ступінь поляризації світлових хвиль залежить від кута падіння променів. Д. Брюстер встановив закон, згідно якого при куті падіння i_B (кут Брюстера), який визначається співвідношенням

$$\operatorname{tg} i_B = n_{21} \quad (1)$$

де n_{21} – показник заломлення другого середовища відносно першого. При виконанні умови (1) відбитий промінь є повністю плоскополяризованим і містить коливання лише перпендикулярні до площини падіння (рис.2). Заломлений промінь поляризується максимально, але не повністю.

Із закону Брюстера та закону заломлення випливає:

$$\operatorname{tg} i_B = \sin i_B / \cos i_B, \quad n_{21} = \sin i_B / \sin i_2 \quad (2)$$

Тут i_2 – кут заломлення. $\cos i_B = \sin i_2$. Звідси

$$i_B + i_2 = \frac{\pi}{2}. \quad (3)$$

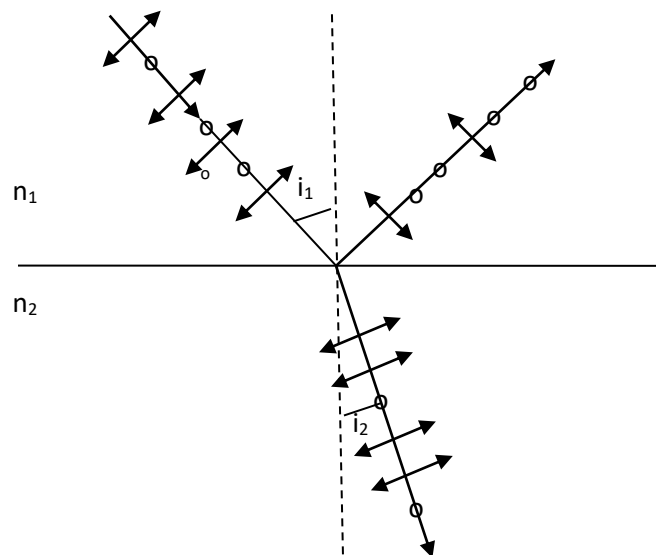


Рис.1. Відбивання та заломлення світлової хвилі на межі двох середовищ

Тобто, якщо світло падає на межу розділу середовищ під кутом Брюстера, то відбитий і заломлений промені взаємно перпендикулярні.

Ступінь поляризації заломленого променя можна значно підвищити багатократним заломленням при умові падіння світла кожний раз на межу розділу під кутом Брюстера. Після проходження 8-10 скляних пластинок накладених одна на

одну світло буде практично повністю поляризоване. Така сукупність пластинок називається *стопою*. Стопа може слугувати для аналізу поляризованого світла як при відбиванні, так і при заломленні.

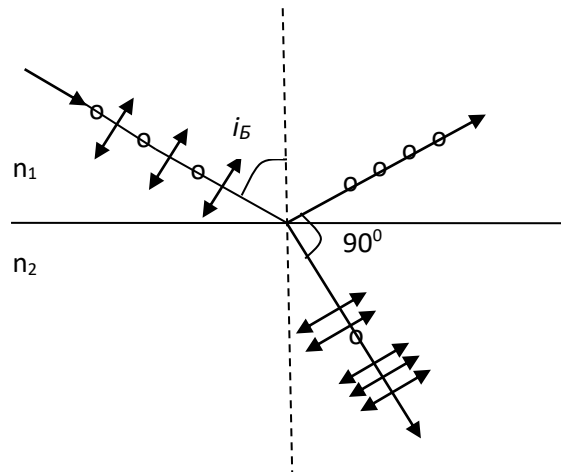


Рис.2. Поляризація світла на межі розділу середовищ під кутом Брюстера

Прилади та обладнання:

1. Установка для дослідження поляризації світла при відбиванні від діелектрика;
2. Набір діелектриків;
3. Джерело світла - світлодіод 1 Вт, 3В;
4. Плата: Arduino Nano, семисегментний індикатор із загальним катодом, резистори (3300 Ом), фоторезистор 200 Ом – 30 кОм, блок живлення 5 В 1 Аmini – USB.

Опис експериментальної установки

Джерело (рис.3) світла S і приймач Pr можуть обертатися навколо спільного центра O , на місці якого закріплений діелектрик. Кут падіння відраховується за шкалою, що нанесена на площину установки між трубками T_1 і T_2 через які проходить промінь світла. Діелектрик D закріплюється на

підставці, що може повертатися навколо своїх вертикальної і горизонтальної осей.

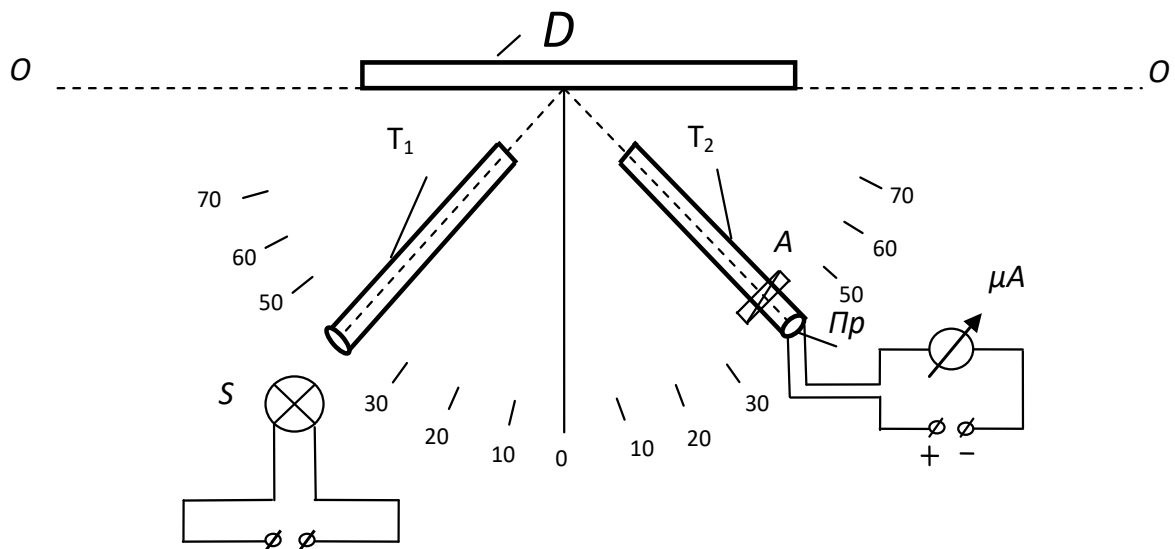


Рис.3 Експериментальна установка

Порядок виконання роботи

1. Увімкнути джерело світла S і направити промінь за допомогою трубки T_1 під певним кутом ($\sim 30^\circ$) на досліджуваний діелектрик D .

2. Трубку T_2 з фотоприймачем встановити під таким самим кутом і, повертаючи діелектрик D знайти відбитий промінь, досягти максимального значення фотоструму. Обертаючи аналізатор A , поміряти максимальне (I_{max}) і мінімальне I_{min} значення фотоструму для визначення ступеня поляризації.

3. Аналогічно виконати вимірювання I_{max} і I_{min} для інших кутів через 10° в межах $0^\circ - 80^\circ$.

4. Вимкнути джерело світла і виміряти темновий струм I_T , який треба відняти від значень I_{max} та I_{min} .

Результати записати в таблицю 1.

5. За результатами вимірювань побудувати графіки залежності $P=f(i)$

за графіком визначити кут Брюстера. Результат записати в таблицю 1.

6. Розрахувати ступінь поляризації світла для кожного кута падіння світлі за формулою:

$$P = \frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}} = \frac{(I_{max}-I_T)-(I_{min}-I_T)}{(I_{max}-I_T)+(I_{min}-I_T)} = \frac{I_{max}-I_{min}}{I_{max}+I_{min}-2I_T} \quad (4)$$

7. За даними про кут Брюстера визначити відносну діелектричну проникність діелектрика за формулою:

$$\varepsilon = (tg i_B)^2 = \frac{n_2^2}{n_1^2} \approx n_2^2 \quad (5)$$

Результати розрахунків записати в таблицю 1.

8. Визначити показник заломлення ізотропного діелектрика за формулою:

$$n = \sqrt{\varepsilon} = \frac{n_2}{n_1} \approx n_2 \quad (6)$$

Результати розрахунків записати в таблицю 1.

Таблиця 1

i ,град	Діелектрик	0°	10°	20°	40°	50°	60°	70°	80°	90°	i_B , град
I_{min}											
I_{max}											
I_T											
n_2											
ε											

Розрахувати стандартні відносну і абсолютну похибки вимірювань n і ε за формулами:

$$\frac{\sigma_\varepsilon}{\langle \varepsilon \rangle} = \frac{2\sigma_{i_B}}{\sin^2 i_B} = \delta_1 =$$

$$\sigma_\varepsilon = \langle \varepsilon \rangle \cdot \delta_1 =$$

$$\frac{\sigma_n}{\langle n \rangle} = \frac{\sigma_\varepsilon}{2\varepsilon} = \delta_2 =$$

$$\sigma_n = \langle n \rangle \delta_2 =$$

Представлення результату вимірювань:

$$\varepsilon = \langle \varepsilon \rangle \pm \sigma_\varepsilon =$$

$$n = \langle n \rangle \pm \sigma_n =$$

Написати висновки по результатах виконаної роботи.

Контрольні питання

1. Що таке монохроматична електромагнітна хвиля?
2. Що таке поляризовані електромагнітні хвилі?
3. Які є види поляризації хвилі?
4. Що являють собою світлові хвилі?
5. Чому природне світло є неполяризованим?
4. В яких фізичних явищах спостерігається поляризація електромагнітних хвиль?
5. В чому полягає явище дихроїзму? .
6. Що таке поляризатори і аналізатори , яке їх практичне застосування?
8. Записати і сформулювати закон Малюса.
9. Записати і сформулювати закон Брюстера.

Лабораторна робота № 4.6

Дослідження теплового випромінювання. Визначення сталої Стефана-Больцмана

Мета роботи

Вивчення законів теплового випромінювання та експериментальне визначення сталої Стефана-Больцмана за допомогою оптичного пірометра.

Теоретичні відомості

Теплове випромінювання – це електромагнітне випромінювання тіла, яке визначається збудженням атомів або молекул тіла внаслідок їх теплового руху. Цей вид випромінювання має місце при будь-якій температурі тіла, інтенсивність теплового випромінювання та його спектральний склад залежать від температури, хімічної природи та агрегатного стану тіла.

Для характеристики теплового випромінювання вводиться поняття енергетичної світності (інтегральної випромінювальної здатності). Енергетична світність R_e – це енергія, яку випромінює одиниця площі поверхні нагрітого тіла у всіх напрямках (в межах тілесного кута 2π) за одиницю часу. Всі нагріті тіла випромінюють суцільний спектр теплового випромінювання, тобто воно складається з електромагнітних хвиль різних довжин λ (або частот ν) від 0 до ∞ . Позначимо енергетичну світність у інтервалі частот $d\nu$ як dR_e . Якщо величина цього інтервалу $d\nu$ мала, то енергетична світність буде пропорційна його ширині, тобто $dR_e = r(\nu) \cdot d\nu$.

Величина $r(\nu)$ називається випромінювальною здатністю тіла. Дослідами доведено, що випромінювальна здатність

залежить від температури тіла. Тому інтегральну енергетичну світність тіла можна визначити наступним чином:

$$R_e = \int_0^{\infty} r(\nu, T) d\nu \quad (1)$$

Нехай на елементарну площу поверхні тіла падає потік променевої енергії $d\Phi(\nu)$, обумовлений електромагнітними хвилями, частоти яких лежать в інтервалі $d\nu$. Частина цього потоку $d\Phi'(\nu)$ буде поглинатися тілом.

Безрозмірна величина

$$a = \frac{d\Phi'(\nu)}{d\Phi(\nu)} \quad (2)$$

- називається поглинаючою здатністю тіла. Ця величина залежить від частоти електромагнітного випромінювання та від температури тіла.

Якщо тіло повністю поглинає випромінювання усіх частот, яке падає на його поверхню, то для нього $a(\nu, T) = 1$. Таке тіло називають абсолютно чорним тілом. Тіла, для яких поглинальна здатність менша одиниці, але однакова для усіх частот та залежить тільки від температури, матеріалу та стану поверхні, називаються сірими тілами, для сірих тіл

$$a(T) = \text{const} < 1.$$

У 1884 році Л. Больцман, аналізуючи експериментальні данні та застосовуючи термодинамічний метод, теоретично отримав для енергетичної світності абсолютно чорного тіла вираз:

$$R_e = \sigma T^4 \quad (3)$$

де σ – стала величина, T – абсолютна температура тіла. Це співвідношення отримало назву закону Стефана-Больцмана для теплового випромінювання. Константу σ називають сталою Стефана-Больцмана.

Опис експериментальної установки

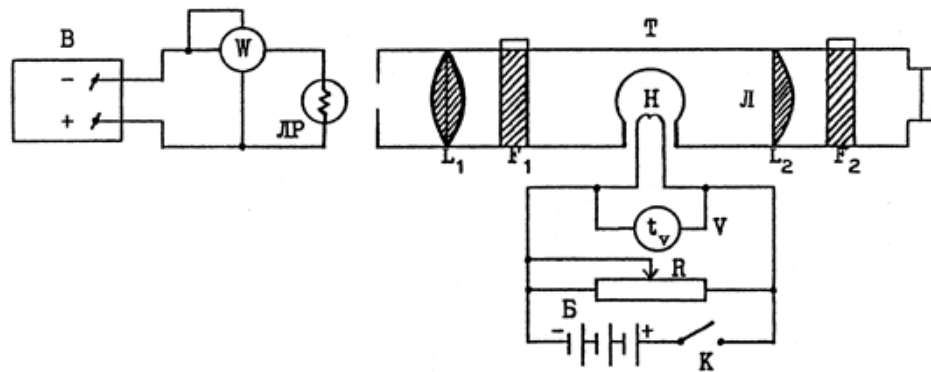


Рис 1. Схема експериментальної установки

Вимірювання температури тіла в роботі виконується за допомогою оптичного пірметра зі зникаючою ниткою (рис.1). Він складається з зорової труби Т, у фокусі якої знаходиться нитка Н еталонної лампи розжарення Л. Об'єктив труби Т наводиться на джерело теплового випромінювання (розжарена волосина лампи ЛР, яка живиться від випрямляча В). За допомогою лінзи L₁ зображення волосини лампи ЛР зводиться в площину нитки еталонної лампи розжарення Л пірметра. Друга лінза F₂, розташована в окулярі труби Т, дає збільшене зображення нитки лампи пірметра Н та поверхні розжареної волосини лампи ЛР.

Лампа Л живиться від акумуляторної батареї Б. Її розжарення регулюється реостатом R за допомогою кільця, що знаходиться на окулярі труби Т пірметра. Регулюючи реостатом R величину струму у лампі Л, можна досягти зникнення нитки Н на фоні розжареної волосини лампи ЛР- у цьому випадку температури нитки лампи ЛР та волосини лампи Л стають однаковими. Порівняння яскравості відбувається в обмеженій частині спектру, тому для

отримання монохроматичного випромінювання у трубці T розміщується червоний світлофільтр F_1 . Температуру нитки t_v відраховують за вольтметром зі шкалою, проградуєваною безпосередньо у градусах Цельсія. При температурі, більшій за 1400°C , необхідно ввести червоний світлофільтр F_1 . Для визначення потужності, спожитої лампою розжарення ЛР, використовують ваттметр W .

Виведення робочої формули.

Якщо випромінювання розжареним до температури T тілом відбувається у середовищі з температурою T_0 , то віддача тілом тепла через випромінювання у відповідності з законом Стефана-Больцмана буде визначатися формулою:

$$Q = \sigma(T^4 - T_0^4) \quad (4)$$

В даній роботі потрібно визначити сталу Стефана-Больцмана σ . За абсолютно чорное тіло умовно приймають волосину лампи розжарення ЛР.

Для нагрівання волосини, лампу розжарення ЛР вмикають в електричне коло випрямлювача B . Змінюючи реостатом величину струму в колі, отримують різний ступінь розжарення волосини лампи. Потужність, споживана волосиною лампи, визначається ваттметром. За означенням енергетичної світності R_e – енергія, яку випромінює одиниця площі поверхні нагрітого тела за одиницю часу

$$R_e = \frac{dW}{dS \cdot dt} \quad (5)$$

Енергія, яку випромінює тіло за одиницю часу – це потужність випромінювання

$$P = \frac{dW}{dt} \quad (6)$$

Тому потужність, яку випромінює волосина лампи розжарення, за законом Стефана-Больцмана можна визначити наступним чином:

$$P = \sigma S(T^4 - T_0^4) \quad (7)$$

де S – площа поверхні розжареної волосини лампи ЛР.

Теплове випромінювання завжди рівноважне, тобто кількість випроміненої тілом енергії дорівнює кількості поглинутої. Тому електрична потужність, поглинута лампою, дорівнює потужності, що випромінюється її волосиною. Тоді стала Стефана-Больцмана буде:

$$\sigma = \frac{P}{S(T^4 - T_0^4)} \quad (8)$$

Волосина лампи не є абсолютно чорним тілом, тому для визначення дійсної температури волосини лампи T потрібно ввести поправку Δt , яка визначається за графіком, наведеним на рис.2.

Дійсна температура волосини лампи розжарення визначається за формулою: $T = [(t_v + \Delta t) + 273], \text{ К} \quad (9)$

Тут t_v - температура волосини, визначена оптичним пірометром.

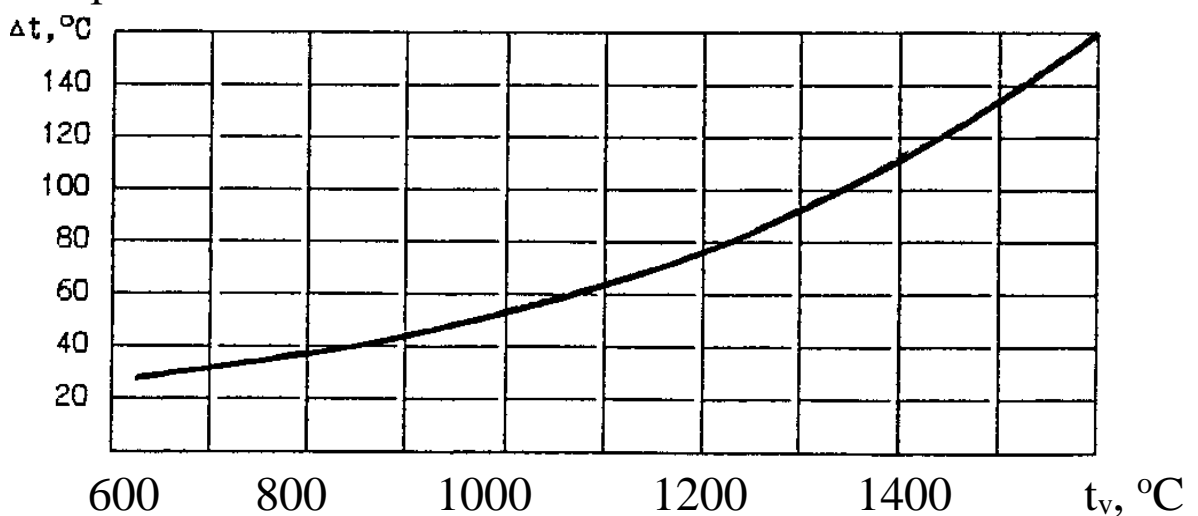


Рис.2. Графік для визначення поправки Δt до виміряного значення t_v

Прилади та обладнання:

1. Оптичний пірометр;
2. Лампа розжарювання;
3. Випрямляч ВС-24М;
4. Вольтметр, амперметр, перемикач.

Порядок виконання роботи

1. Ввімкнути випрямляч В у електромережу. Встановити напругу 60 В та виміряти силу струму в нитці розжарення лампи. Обчислити потужність струму. Результати вимірів та обчислень занести в таблицю.

Таблиця 1

№ п/ п	U, В	I, А	P, Вт	t_v , °С	Δt , °С	T, К	T_0 , К	σ ,	$\sigma_{сер}$,	$\Delta\sigma$,	ε , %
								Вт	Вт	Вт	
								$\text{м}^2 \cdot \text{К}$	$\text{м}^2 \cdot \text{К}$	$\text{м}^2 \cdot \text{К}$	
1											
2											
3											

2. Направити об'єктив пірометра на розжарену волосину лампи ЛР та, пересуваючи тубус об'єктива, встановити чітке зображення волосини.

3. Ввімкнути ключ К та за допомогою повороту кільця реостату змінювати розжарення лампи доти, доки середня частина (вершина дуги) нитки Н лампи пірометра Л не зникне на фоні розжареної волосини лампи ЛР.

4. Провести відлік температури t_v розжареної волосини лампи ЛР за шкалою пірометра. Результат вимірів занести в таблицю 1.

5. Визначити за графіком на рис.2 поправку Δt для даної температури, обчислити дійсну абсолютну температуру Т волосини лампи ЛР за формулою $T = [(t_v + \Delta t) + 273], K$.

6. Значення температури волосини T та кімнатної T_0 , а також потужності споживання лампи P занести в таблицю 1. (Значення площі поверхні волосини лампи S наведено на вимірювальному пристрої).

7. Змінити напругу, споживану лампою ЛР до 55 та 50 В, повторюючи кожен раз вимірювання сили струму, температури t_v та обчислення температури T волосини.

8. Підставити відповідні значення у формулу (8)

$$\sigma = \frac{P}{S(T^4 - T_0^4)} \quad (9)$$

обчислити значення сталої Стефана-Больцмана та занести у таблицю 1.

9. Обчислити середнє значення сталої Стефана-Больцмана, абсолютну та відносну похибки її визначення за формулами

$$\Delta\sigma = |\sigma_{табл} - \sigma_{сер}| \quad (10)$$

$$\varepsilon = \frac{\Delta\sigma}{\sigma_{сер}} \cdot 100\% \quad (11)$$

Результат записати у вигляді $\sigma = \sigma_{сер} \pm \Delta\sigma$ при $\varepsilon = \dots\%$

Додаткове завдання:

За відомою температурою нитки розжарення лампи визначити довжину хвилі, на яку приходить ся максимум її випромінювальної здатності для всіх трьох дослідів, використавши для цього закон зміщення Віна.

Контрольні питання

1. Яка природа теплового випромінювання? Який вигляд має його спектр?

2. Дайте означення інтегральної випромінювальної здатності нагрітого тіла.

3. Теплове випромінювання є рівноважним. Що це означає?
4. Яке тіло називається абсолютно чорним?
5. Сформулюйте закони теплового випромінювання.
6. Як використовується закон зміщення Віна для визначення довжини хвилі на яку припадає максимум випромінювальної здатності?

Лабораторна робота № 4.7.

Дослідження лінійчатих спектрів випромінювання

Мета роботи

Вивчити спектральні закономірності випромінювання розріджених газів.

Теоретичні відомості

Атоми усіх хімічних елементів складаються з позитивно заряджених ядер, в яких зосереджена майже вся маса атома, та електронів, що обертаються навколо ядра. Сумарний від'ємний заряд електронів рівний додатному заряду ядра.

Електрони в атомах можуть мати тільки певні значення енергії. Ці значення при графічному зображенні утворюють енергетичні рівні атома. Найнижчий рівень відповідає основному стану атома, а більш високі – збудженому. Кожен енергетичний рівень атома характеризується головним квантовим числом n , яке може приймати значення послідовного ряду чисел: $n = 1, 2, 3, \dots$

Випромінювання та поглинання енергії атомами відбувається при переходах з одного енергетичного рівня на інший, тобто дискретно. Енергія поглинутого або випроміненого при цьому кванта визначається за формулою:

$$h\nu = E_1 - E_2 \quad (1)$$

де $h = 6.626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с – стала Планка, ν – частота, а E_1 та E_2 – енергії стаціонарних рівнів.

При отриманні ззовні енергії (нагрівання, опромінювання, бомбардування частинками тощо) атоми, поглинаючи кванти енергії, переходять у збуджені стани. Потім вони можуть

повернутися на більш низькі енергетичні рівні, випромінюючи при цьому квант такої ж енергії.

Випромінювання можна розкласти у спектр за допомогою призми або дифракційної ґратки. Розжарені тверді та рідкі тіла випромінюють *суцільний* спектр, що має вигляд кольорової смуги з неперервним переходом одного спектрального кольору в інший (рис. 1).



Рис. 1. Суцільний спектр видимого випромінювання

Спектр молекул газу або пару складається з окремих смуг, чітких з одного краю і розмитих з іншого – *смугастий спектр*. Смуги утворені великою кількістю близько розташованих вузьких ліній (рис. 2).

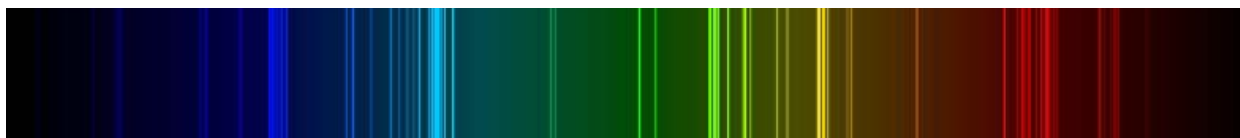


Рис. 2. Смугастий спектр азоту

Гази і пари, що складаються із окремих атомів дають так звані *лінійчаті* спектри у вигляді окремих ліній.

При проходженні білого світла через гази в останніх відбувається поглинання тих довжин хвиль, які присутні в спектрі випромінювання цих газів. Лінійчаті спектри поглинання складаються з окремих темних ліній, розташованих на фоні суцільного спектру. Ці темні лінії відповідають поглинутим довжинам хвиль атомами (рис. 3).

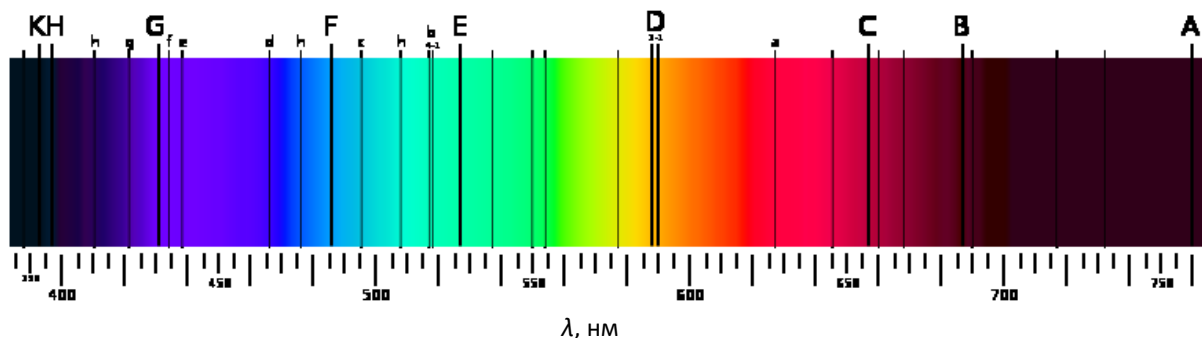


Рис. 3. Лінійчатий сонячний спектр поглинання із чіткими фраунгоферовими лініями

Кожен хімічний елемент має характерний для нього лінійчатий спектр (рис. 4). Тому вивчення спектрів є важливим методом дослідження складу речовини. По яскравості спектральних ліній можна також оцінити відсоткове співвідношення окремих елементів у складі речовини.

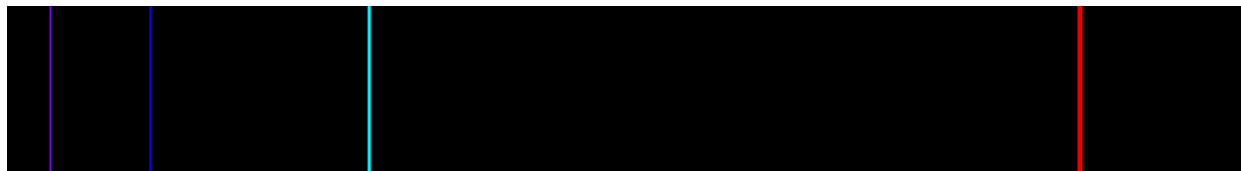


Рис. 4. Лінійчатий спектр випромінювання водню

Лінії в спектрі атомів об'єднуються у групи, які називаються *спектральними серіями*. В одній і тій же серії лінії зближуються в сторону більш коротких довжин хвиль і мають певну границю, біля якої розташовуються дуже щільно аж до злиття одна з одною.

У спектрі атома водню спостерігаються наступні серії ліній:

- в ультрафіолетовій частині спектру – серія Лаймана;
- у видимій – серія Бальмера;
- в інфрачервоній – серії Пашена, Бреккета та Пфунда.

Довжини хвиль спектральних ліній водню обчислюються за серіальною формулою:

$$\frac{1}{\lambda} = R \left(\frac{1}{n^2} - \frac{1}{m^2} \right) \quad (2)$$

де $R = 1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$ – стала Рідберга, n та m – головні квантові числа, що відповідають енергетичним рівням атома, причому завжди $n < m$.

Так, для серії Лаймана $n = 1$, а $m = 2, 3, 4, \dots$; Бальмера $n = 2$, а $m = 3, 4, 5, \dots$; Пашена $n = 3$, а $m = 4, 5, \dots$; Бреккета $n = 4$, а $m = 5, 6, \dots$; Пфунда $n = 5$, а $m = 6, 7, \dots$

Схематично переходи зображено на рис. 5.

Перші чотири лінії бальмерівської серії ($n = 2$) лежать в оптичній частині спектру:

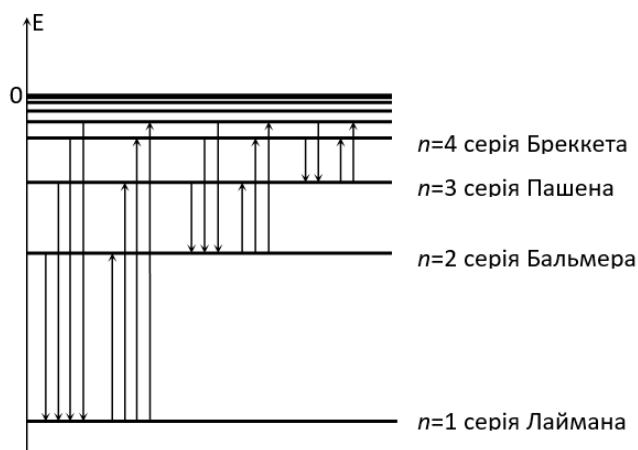


Рис.5. Схема енергетичних переходів атома водню

Таблиця 1

Колір лінії	m	Позначення	Довжина хвилі λ , нм
червона	3	H_{α}	656,3
синя	4	H_{β}	486,1
фіолетово-синя	5	H_{γ}	434,0
фіолетова	6	H_{δ}	410,2
фіолетова	7		364,6

Прилади та обладнання.

1. Спектроскоп;
2. Газорозрядні трубки;
3. Штатив для кріплення трубок;
4. Джерело живлення.

Схема експериментальної установки

В даній лабораторній роботі лінійчаті спектри спостерігаються за допомогою спектроскопа. Основними частинами спектроскопа є коліматор (К), призма (П) та зорова труба (Т), закріплені на спільній основі (рис. 6). Коліматор служить для отримання паралельного пучка променів. Світло від джерела (Д) освітлює щілину коліматора (1). На протилежному кінці коліматора є об'єтив (2), розташований так, що щілина (1) знаходиться в його фокальній площині.

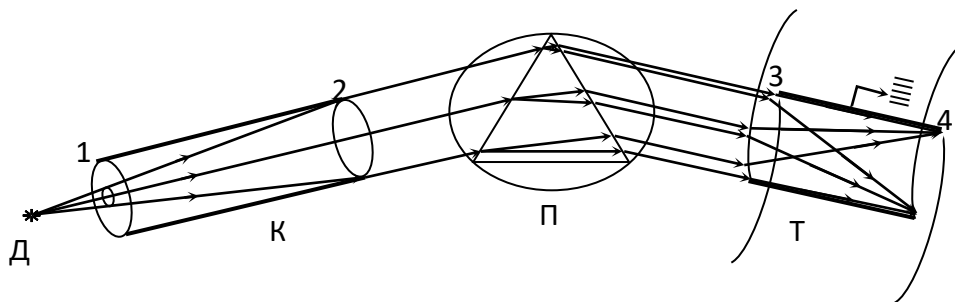


Рис. 6. Схема експериментальної установки

Пучок паралельних променів, які вийшли з коліматора, попадає на призму (П), і виходить з неї розкладений у спектр (внаслідок дисперсії). Далі промені входять в об'єтив (3) зорової труби (Т) та збираються в його фокальній площині, утворюючи зображення щілини (1) для різних довжин хвиль у різних місцях.

Якщо щілина коліматора освітлюється світлом газорозрядної лампи, то у фокальній площині об'єктива

зорової труби присутнє випромінювання тільки певних довжин хвиль - спостерігається лінійчатий спектр.

В полі зору окуляра 4 зорової труби Т одночасно видно спектр та покажчик, який можна сумістити з довільною лінією спектра. Спеціальними поворотними механізмами зорова труба або призма повертаються так, що можна було розглянути різні ділянки спектру. Положення ліній визначається за шкалою з конусом на барабані (Б), яким переміщується покажчик. Хід променів у спектроскопі схематично показано на рис. 6.

Лабораторне завдання

Перед дослідженням спектра газу необхідно провести градування спектроскопа.

Проградувати шкалу спектроскопа означає встановити залежність між поділками шкали та довжиною світлової хвилі, яка відмічається покажчиком в окулярі зорової труби. Для цього використовується спектр випромінювання газу з відомими довжинами хвиль. Покажчик спектроскопа (в окулярі) наводять послідовно на кожну з вказаних ліній і одночасно знімають покази зі шкали вимірювального пристрою, записуючи відповідні значення у таблицю.

За результатами вимірювань будують графік, відкладаючи на осі абсцис покази вимірювального пристрою, а на осі ординат – відповідні значення довжин хвиль. Через точки на графіку проводять плавну криву. Користуючись графіком, можна визначити довжину хвилі для довільної точки спектру досліджуваного газу, якщо відомо її положення на шкалі вимірювального пристрою спектроскопа.

Як вимірювальний пристрій спектроскопа використовується мікрометр, суміщений з покажчиком в

окулярі спектроскопа. Один оборот мікрометра вивільнює або закриває (в залежності від напрямку обертання) цілі поділки шкали мікрометра. Соті частини від цілих поділок відраховують по покажчику, розташованому навпроти цілих поділок вимірювального пристрою на рухомій його частині.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитися з вимірювальним пристроєм спектроскопа, визначити ціну поділки вимірювальної шкали.
2. Напрямити спектроскоп на джерело світла (лампу), розташувати її перед щілиною коліматора.
3. Провести градуювання спектроскопа, наводячи його покажчик на різні спектральні лінії та записуючи результати вимірів у таблицю 2:

Таблиця 2

Колір лінії	Довжина хвилі λ , нм	Покази шкали спектроскопа
фіолетова	405	
синя	435	
зелено-блакитна	492	
зелена	546	
жовта	579	
червона	623	

4. Побудувати за результатами цієї таблиці градуювальну криву.

5. Напрявивши спектроскоп на джерело світла з трубкою, заповненою газом (криптоном), розташувати її перед щілиною коліматора та, увімкнувши установку і наводячи покажчик на всі лінії спектру, визначити покази за шкалою спектроскопа. Результати вимірювань записати в таблицю 3:

Таблиця 3

Колір лінії	Покази шкали спектроскопа	Визначена за градуовальною кривою довжина хвилі $\lambda_{\text{вим.}}$, нм	Таблична довжина хвилі $\lambda_{\text{табл.}}$, нм

6. Довжини хвиль для ліній спектра досліджуваного газу (криптон) визначити за допомогою градуовальної кривої та вписати таблицю. Порівняти експерименталні дані з табличними, наведеними в останній колонці.

7. Зробити висновок про точність визначення довжин хвиль випромінювання за допомогою спектрального методу.

Контрольні запитання

1. Як відбувається випромінювання та поглинання енергії атомами?

2. Як виглядає лінійчатий спектр випромінювання? Поглинання?

3. Які серії ліній спостерігаються в лінійчатому спектрі атома водню?

4. За якою формулою обчислюються довжини хвиль лінійчатого спектру водню?

5. Які значення головних квантових чисел n та m відповідають довжинам хвиль видимої області спектру атома водню?

6. Поясніть, в чому полягає суть спектрального аналізу та з якою метою він проводиться?

Лабораторна робота № 5.1

Дослідження температурної залежності електричного опору металів

Мета роботи

Знайти залежність електричного опору металу від температури, визначити величину опору металевого провідника при температурі 0°C і величину температурного коефіцієнта опору.

Теоретичні відомості

Електричні властивості кристалічних твердих тіл визначаються будовою їх кристалічної ґратки і характером сил, які діють між частинками твердого тіла, тобто типом хімічного зв'язку.

В залежності від того, які частинки перебувають у вузлах кристалічної ґратки та яка природа сил взаємодії між ними, розрізняють такі основні типи кристалів: іонні, атомні, металічні та молекулярні.

У вузлах ґратки *металічних кристалів* розташовані позитивні іони, між якими рухаються електрони. Вони створюють так званий електронний газ, який рівномірно заповнює простір між іонами. Цей тип ґратки характерний для елементів (металів), у яких валентні електрони слабо зв'язані з ядром. При виникненні кристалічної ґратки ці електрони легко відриваються від атомів і стають спільними для всього кристала.

Електронний газ зв'язує в міцну систему позитивно заряджені іони кристалу. Під впливом сил притягання з боку електронного газу і сил відштовхування між іонами останні

розташовуються на деякій рівноважній відстані один від одного. Ця відстань відповідає мінімуму енергії в кристалі. Тіла з такою кристалічною ґраткою відзначаються високою електропровідністю, оскільки навіть слабе електричне поле викликає переміщення вільних електронів. При підвищенні температури кристалу збільшується інтенсивність теплового коливального руху іонів, що ускладнює напрямлений рух електронів в електричному полі.

Температурна залежність електропровідності будь-якого матеріалу визначається залежністю від температури концентрації носіїв струму та їхньої рухливості. В металах концентрація електронів провідності незмінна, а рухливість електронів з підвищенням температури зменшується, отже зменшується провідність і збільшується опір кристалів.

Класична теорія провідності металів ґрунтується на тому, що вільні електрони (електронний газ) поведуть себе так, як молекули ідеального газу. Вони рухаються зі швидкістю v , співударяються переважно з іонами ґратки, пробігаючи між зіткненнями відстань $\bar{\lambda}$, яка називається *середньою довжиною вільного пробігу* і дорівнює значенню міжатомної відстані в кристалі. На основі цих уявлень, можна отримати наступний вираз для питомої електропровідності металів:

$$\delta = \frac{ne^2\bar{\lambda}}{2mv} \quad (1)$$

де n - концентрація електронів, e - заряд електрона, m - маса електрона.

В цьому виразі величини n , m , e , λ - сталі, а v прямопропорційна до \sqrt{T} , де T - температура. Таким чином, за класичною теорією питома електропровідність залежить від природи металу і обернено пропорційна \sqrt{T} .

Однак, досліди показують, що в широкому інтервалі температур опір металів прямопропорційний до T (рис. 1).

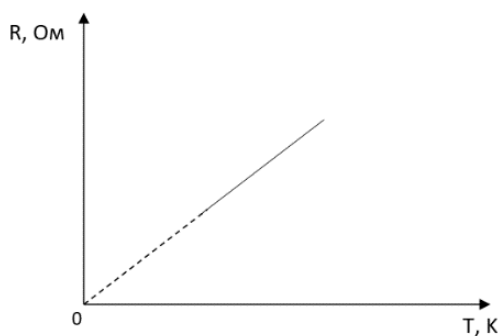


Рис. 1. Залежність опору провідника від температури

В інтервалі середніх і високих температур опір металів збільшується при зростанні температури за лінійним законом

$$R = R_0(1 + \alpha \cdot t) \quad (2)$$

де R і R_0 - опір при температурах $t^\circ\text{C}$ і 0°C відповідно, α - температурний коефіцієнт опору (ТКО), який визначається експериментально.

За величиною ТКО:

$$\alpha = \frac{R - R_0}{R_0} \frac{1}{t} \quad (3)$$

Фізичний зміст ТКО полягає у тому, що він характеризує відносну зміну опору при зміні температури на один градус. Вимірюється ТКО в град^{-1} .

За низьких температур для багатьох металів залежність $R = f(T)$ має інший характер (рис. 6). Тобто при певній для даного металу низькій температурі T_k , яка називається критичною, опір падає практично до нуля. Це явище називається *надпровідністю*, в межах класичної теорії воно не пояснюється.

Причиною розходжень результатів класичної теорії з експериментальними фактами є те, що в цій теорії не враховуються квантові властивості електронів.

Метод вимірювань

Метод вимірювань полягає у визначенні опору метала при різних температурах. Якщо побудувати графік залежності $R = f(t^\circ)$, то шляхом екстраполяції можна знайти опір метала R_0 при 0°C .

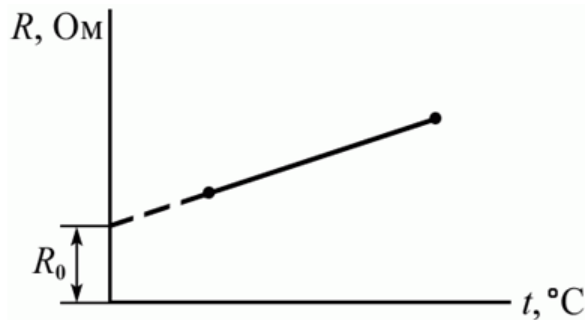


Рис. 2. Визначення опору R_0 провідника при 0°C

Тангенс кута нахилу прямої $R = f(t, ^\circ\text{C})$ визначається виразом

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta R}{\Delta t} \quad (4)$$

і співпадає з величиною $\frac{R - R_0}{t}$ в формулі (2). Отже, ТКО визначається виразом:

$$\alpha = \frac{\operatorname{tg} \varphi}{R_0} \quad (5)$$

Прилади та обладнання

- 1 Досліджуваний металевий провідник.
- 2 Мультиметр, термопара.
- 3 Нагрівач.
- 4 Джерело струму- випрямляч.
- 5 Омметр (мультиметр).

Порядок виконання роботи

1. Скласти електричне коло за схемою (рис. 3).

2. Виміряти омметром (мультиметром) опір металевого провідника при кімнатній температурі.

3. Увімкнути нагрівач, через кожні 10°C вимірювати мультиметром температуру металу та омметром опір металевого провідника.

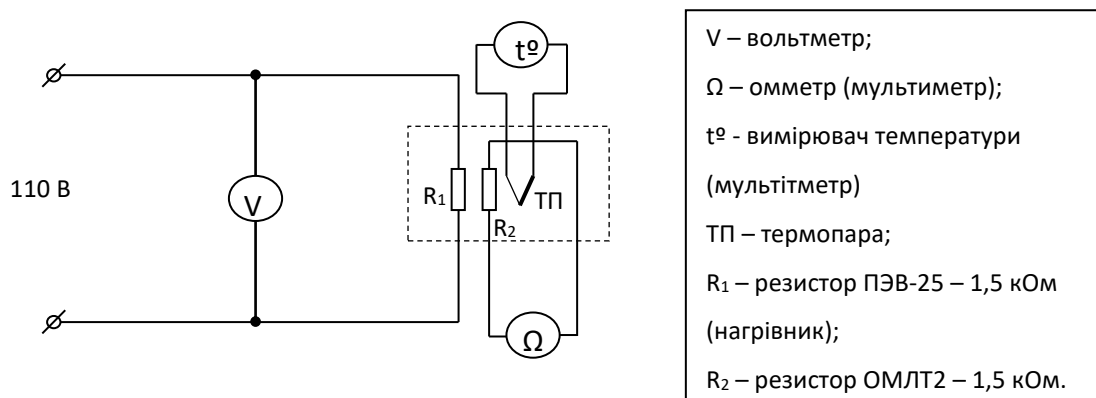


Рис. 3. Схема експериментальної установки

4. Результати вимірювань занести до таблиці 1.

Таблиця 1

$t, ^\circ\text{C}$								
$R, \text{Ом}$								

5. Побудувати графік залежності $R=f(t, ^\circ\text{C})$.

6. За графіком визначити R_0 і тангенс кута нахилу $\text{tg} \varphi = \frac{\Delta R}{\Delta t}$.

7. За формулою $\alpha = \frac{\text{tg} \varphi}{R_0}$ обчислити ТКО.

8. У висновках до роботи зазначити, який характер залежності $R=f(t^\circ\text{C})$ для досліджуваного металевого провідника.

Контрольні запитання

1. Яка будова кристалічної ґратки металів і який характер сил взаємодії в них?

2. Чому металічні кристали мають добру електропровідність?
3. Як пояснюється залежність опору металів від температури в класичній теорії електропровідності?
4. Який вигляд має експериментальна залежність опору металів від температури?
5. Що характеризує і в яких одиницях вимірюється температурний коефіцієнт опору?
6. Який метод вивчення температурної залежності металів використовується в даній роботі?

Лабораторна робота № 5.2

Дослідження температурної залежності електричного опору напівпровідників

Мета роботи

Знайти залежність електричного опору напівпровідників від температури, визначити енергію активації і температурний коефіцієнт опору.

Теоретичні відомості

Електричні властивості кристалічних твердих тіл визначаються будовою їхньої кристалічної ґратки і характером сил, що діють між частинками твердого тіла, тобто типом хімічного зв'язку. За квантовою теорією енергія електронів в атомах квантується, тобто може мати лише дискретні значення. Ці значення енергії відповідають енергетичним рівням. Якщо однакові атоми ізольовані один від одного, то вони мають однакові енергетичні рівні. При утворенні кристала відбувається зміна енергетичних рівнів у зв'язку з взаємодією атомів. Якщо кристал складається з N атомів, то замість одного, однакового для всіх атомів рівня, виникає N дуже близьких енергетичних рівнів, які не співпадають один з одним і сукупність яких називається *зоною енергетичних рівнів*. Розщеплення енергетичних рівнів відбувається згідно з принципом Паулі, за яким на одному енергетичному рівні може перебувати не більше двох електронів, які відрізняються орієнтацією спінів. Сукупність значень енергії, якими можуть мати електрони в даному атомі (зони дозволених енергій) чергуються зі значеннями енергій, які електрони в даному атомі мати не можуть (зони

заборонених енергій). Ступінь розщеплення для різних рівнів неоднакова. Рівні, заповнені ближчими до ядра (внутрішніми) електронами, розщеплюються незначно, бо ці електрони слабо взаємодіють з електронами і ядрами інших атомів, які утворюють кристал. Така взаємодія є значною для валентних електронів, внаслідок чого їхні рівні розщеплюються сильніше, створюючи *валентну зону*. Ще помітнішим є розщеплення більш високих, ніж валентні, енергетичних рівнів, не зайнятих електронами в основному стані атома. У кристалів різних типів ступінь заповнення валентної зони різна і енергетичні зони розміщені по-різному, чим пояснюється їхня різна електропровідність. Кристали, у яких валентна зона заповнена повністю, а наступна за нею зона дозволених енергій відокремлена зоною заборонених енергій, при абсолютному нулі температури і відсутності зовнішнього збудження (підігрів, опромінення) провідності не мають. В таких кристалах електричне поле не може викликати напрямленого переміщення електронів, оскільки при напруженостях поля, які не викликають пробою кристалів, воно не може надати електронам необхідної для цього енергії. Цю додаткову енергію електрони можуть одержати при нагріванні, опроміненні та інших збудженнях кристала. Якщо внаслідок цього енергія електрона виявиться достатньою для переходу його до вільної зони дозволених енергій, яка називається *зоною провідності*, то в кристалі є можливим виникнення електричного струму, а такі речовини називаються *напівпровідниками*. Якщо заборонена зона настільки широка, що перехід електронів є неможливим, то речовина є *ізолятором* (діелектриком). Умовно вважають, що напівпровідниками є речовини з шириною забороненої зони менше 3 eV, а діелектриками – кристали з шириною

забороненої зони більше 3 eV (рис. 1). Енергія ΔW , необхідна для переведення електрона в зону провідності, називається *енергією ширини забороненої зони або енергією активації електронів*. Чисельно енергія активації співпадає з шириною забороненої зони.

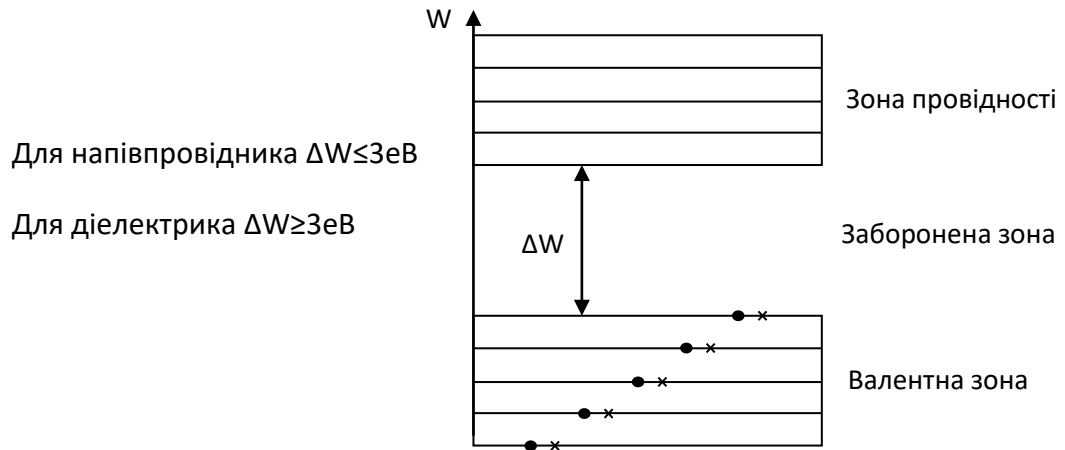


Рис. 1. Зонна діаграма діелектрика та напівпровідника

При переході електронів з валентної зони в зону провідності виникають *дірки* – некомпенсовані позитивні заряди. На залишені електронами місця переходять електрони з більш низьких рівнів, де замість електронів виникають дірки. Таким чином, по кристалу в електричному полі переміщуються і електрони, і дірки, але в протилежних напрямках. Одночасно з виникненням вільних електронів і дірок в напівпровіднику йде зворотній процес – *рекомбінація*, яка призводить до попарного зникнення електронів і дірок. Кожному значенню температури кристала відповідає певна рівноважна концентрація електронів і дірок, величина якої змінюється з температурою T за законом:

$$n = n_{\infty} e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (1)$$

де n і n_{∞} - концентрація вільних носіїв при температурах T і $T=\infty$; ΔW - енергія активації електронів; k - стала Больцмана.

Температурна залежність електропровідності будь-якого матеріалу визначається залежністю концентрації носіїв струму та їхньої рухливості від температури. В напівпровідниках рухливості у електронів і дірок слабо залежать від температури, тому електропровідність залежить від температури за тим же законом що і концентрація:

$$\gamma = \gamma_0 e^{-\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (2)$$

де γ і γ_0 - питомі електропровідності при температурах T і $T=0$. Графік залежності $\ln \gamma = f\left(\frac{1}{T}\right)$ має вигляд (рис. 2).

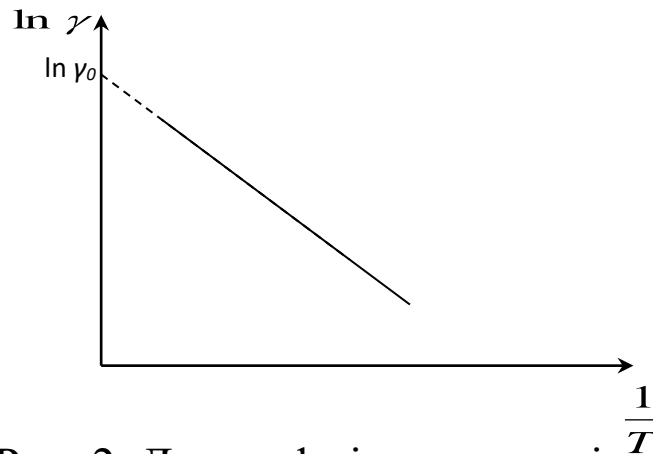


Рис. 2. Логарифмічна залежність питомої електропровідності від $\frac{1}{T}$

Оскільки опір є оберненим до електропровідності, то

$$R = R_\infty e^{\frac{\Delta W}{2kT}} \quad (3)$$

де R і R_∞ опори напівпровідника при температурах T і $T=\infty$. Отже, опір напівпровідників зменшується при підвищенні температури за експоненціальним законом (рис. 3).

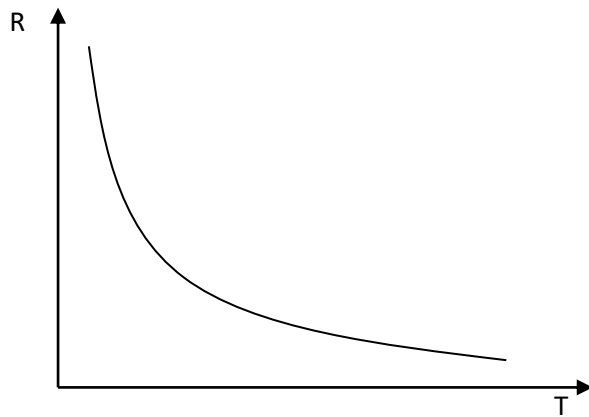


Рис. 3. Температурна залежність опору напівпровідника

Зміна опору при зміні температури характеризується температурним коефіцієнтом опору α (ТКО), який в загальному вигляді задається виразом:

$$\alpha = \frac{1}{R} \cdot \frac{dR}{dT} \quad (4)$$

Фізичний зміст ТКО полягає у відносній зміні кожної початкової одиниці опору при зміні температури на один градус. Вимірюється ТКО в град⁻¹.

Співвідношення (3) і (4) показують, що для напівпровідників

$$\alpha = - \frac{\Delta W}{2kT^2} \quad (5)$$

тобто $\alpha < 0$, що відповідає зменшенню R при збільшенні T і має різне значення при різних температурах. Провідність, зумовлена електронами, називається електронною (n -тип), а дірками - діркового (p -тип). В напівпровідниках, у яких відсутні домішки і дефекти кристалічної ґратки, провідність є електронно-дірковою. Вона називається *власною* і досягає значних величин при достатньо високих температурах. При введенні до кристала домішок або порушенні періодичності його кристалічної ґратки енергетична зонна діаграма змінюється. Якщо валентність атомів домішки на одиницю

більша від валентності основних атомів кристалу, то один валентний електрон домішкового атома не буде брати участі у створенні ковалентних зв'язків і, відокремившись від атома за рахунок теплового руху, стає електроном провідності. Дірка, яка виникає на місці вивільненого електрона, є зв'язаною з домішковим атомом і не зможе вільно переміщуватись в кристалі. Домішки, які дають напівпровіднику вільні електрони провідності, називаються *донорами*. Енергетичні рівні таких електронів називаються локальними, бо вони виникають не по всьому кристалу, а тільки там, де є домішкові атоми. Локальні рівні в напівпровідниках з донорними домішками розташовані в зоні заборонених енергій поблизу нижнього рівня зони провідності (рис. 4). З цих рівнів електрони легко переходять в зону провідності, оскільки енергія активації донорної домішки ΔW_D значно менша енергії активації ΔW власної провідності. Завдяки цьому концентрація домішкових носіїв струму при незначних температурах значно перевищує концентрацію власних носіїв, внаслідок чого в напівпровідниках з донорними домішками переважає електронна провідність.

Якщо валентність атомів домішки на одиницю менша від валентності основних атомів кристалу, то валентних електронів атома домішки буде недостатньо для створення ковалентних зв'язків. Один із зв'язків залишиться недокомплектованим і може захопити електрон.

При переході електрона на це місце в однієї з сусідніх пар виникає дірка, яка буде вільно переміщуватись по кристалу, а негативний надлишковий заряд, що з'явився поблизу домішкового атома, буде з ним зв'язаний. Домішки, за рахунок яких в напівпровіднику виникають вільні дірки, називаються *акцепторними*.

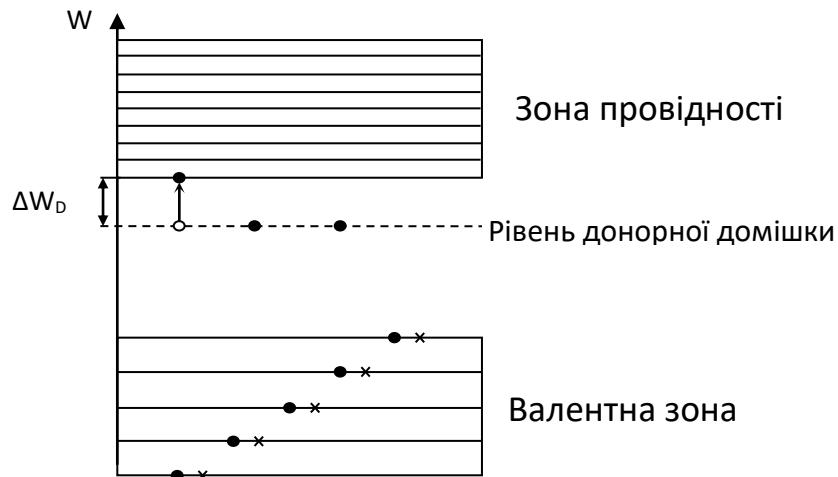


Рис. 4. Зонна діаграма напівпровідника з донорними домішками.

Перехід електрона із заповненого зв'язку в валентний зв'язок відповідає переходу валентного електрона на локальний енергетичний рівень, який в такому випадку розташований в зоні заборонених енергій поблизу верхнього рівня валентної зони (рис. 5).

Оскільки енергія активації діркової (акцепторної) провідності ΔW_A мала в порівнянні з енергією активації власної провідності ΔW , то при невисоких температурах концентрація домішкових носіїв струму значно перевищує концентрацію власних носіїв, внаслідок чого в напівпровідниках з акцепторними домішками переважає діркова провідність. Наприклад, якщо в деяких вузлах ґратки германію (Ge) його 4-валентні атоми будуть заміщені 5-валентними атомами стибію (Sb), то домішка буде донорною (рис. 6). А якщо у вузлах ґратки кремнію (Si) його 4-валентні атоми будуть заміщені 3-валентними атомами бору (B), то домішка буде акцепторною (рис. 7).

При підвищенні температури концентрація домішкових носіїв швидко зростає і досягає насичення.

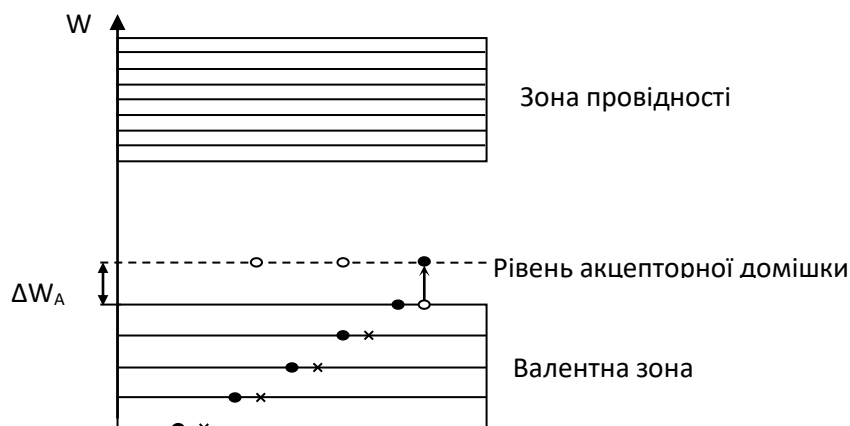


Рис. 5. Зонна діаграма напівпровідника з акцепторними домішками.

Це відповідає повному звільненню від електронів донорних локальних рівнів або повному заповненню електронами акцепторних локальних рівнів. Проте при підвищенні температури зростає і власна провідність, зумовлена переходом електронів безпосередньо з валентної зони в зону провідності.

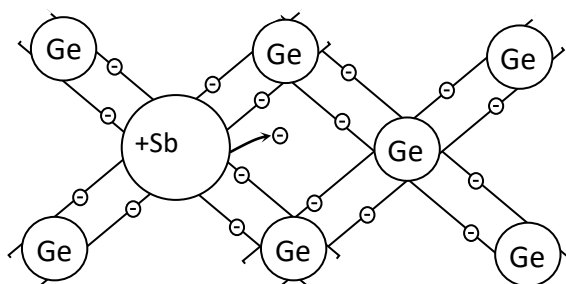


Рис. 6. Електронний перехід у випадку донорної домішки

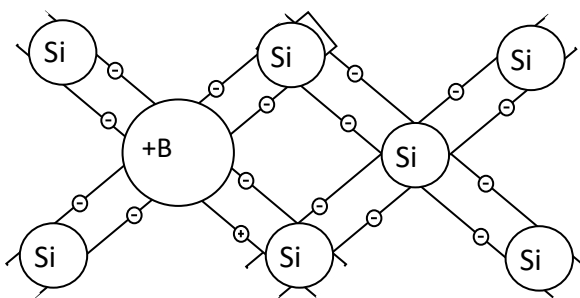


Рис. 7. Електронний перехід у випадку акцепторної домішки

Таким чином, при високих температурах з'являється власна провідність.

Лабораторне завдання

Метод вимірювань ґрунтується на визначенні опору напівпровідника при різних температурах.

Якщо прологарифмувати вираз (3) і розв'язати систему рівнянь

$$\ln R_1 = \ln R_\infty + \frac{\Delta W}{2kT_1}; \quad \ln R_2 = \ln R_\infty + \frac{\Delta W}{2kT_2} \quad (6)$$

то вийде, що енергія активації провідності

$$\Delta W = 2k \frac{\ln R_1 - \ln R_2}{\frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1}} = 2k \frac{\Delta(\ln R)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} \quad (7)$$

Величина $\frac{\Delta(\ln R)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} = \operatorname{tg} \varphi$ є тангенсом кута нахилу залежності

$R=f(T)$ побудованої в координатах $\ln R \sim \frac{1}{T}$ (рис. 8). Таким

чином, для енергії активації отримуємо вираз:

$$\Delta W = 2k \cdot \operatorname{tg} \varphi \quad (8)$$

а для термічного коефіцієнта опору

$$\alpha = -\frac{\operatorname{tg} \varphi}{T^2}, \quad \text{де } \operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta(\ln R)}{\Delta\left(\frac{1}{T}\right)} \quad (9)$$

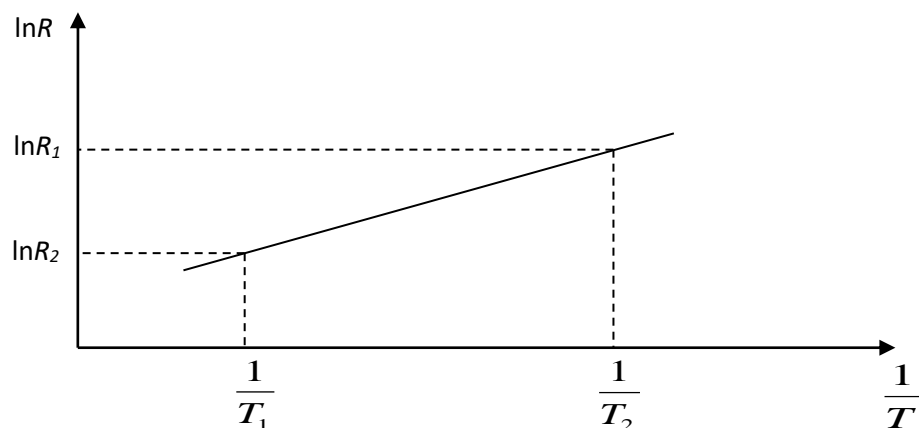


Рис. 8. Залежність натурального логарифму опору напівпровідника від величини, оберненої до його температури

Прилади та обладнання

1. Досліджуваний напівпровідниковий зразок.
2. Нагрівач.
3. Термопара, мультиметр.
4. Джерело струму - випрямляч.
5. Омметр (мультиметр).

Порядок виконання роботи

1. Скласти електричне коло за рис. 9.

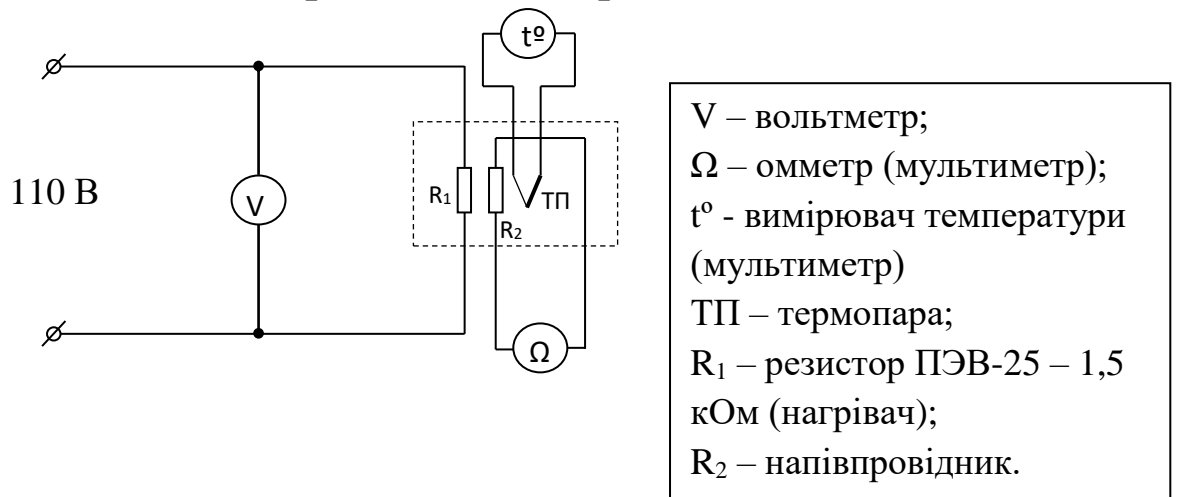


Рис. 9. Схема експериментальної установки

2. Виміряти омметром або мультиметром опір напівпровідника при кімнатній температурі.
3. Увімкнути нагрівач. Через кожні 5 - 10° вимірювати термометром або мультиметром температуру напівпровідника і омметром або мультиметром його опір.
4. Результати вимірювань і обчислень занести до таблиці 1:

Таблиця 1

$t, ^\circ\text{C}$							
$R, \text{Ом}$							
$\frac{1}{T} \times 10^{-3} \text{ К}^{-1}$							
$\ln R$							

5. Побудувати графіки залежностей $R = f_1(t, ^\circ\text{C})$ і $\ln R = f_2\left(\frac{1}{T}\right)$.

6. Визначити тангенс кута нахилу залежності $\ln R = f_2\left(\frac{1}{T}\right)$ і обчислити за формулою (8) енергію активації електропровідності.

7. Обчислити за формулою (9) температурний коефіцієнт електричного опору напівпровідника при кімнатній температурі.

8. У висновках до роботи вказати значення ΔW та ТКО α . Пояснити, у чому полягає відмінність температурної залежності опору металів і напівпровідників та причину цієї відмінності.

Контрольні запитання

1. Чому при виникненні кристалів відбувається розщеплення енергетичних рівнів атомів? Які зони розглядають для пояснення провідності речовин?

2. Намалювати зонні діаграми металів, діелектриків і напівпровідників, пояснити їх відмінність.

3. Які частинки є носіями заряду в напівпровідниках? Де вони розташовані на зонній діаграмі?

4. За яким законом змінюється провідність напівпровідників при зміні температури, пояснити цю залежність.

5. Який фізичний зміст має від'ємний знак температурного коефіцієнта опору напівпровідників?

8. Графік якої залежності використовують для визначення енергії активації та температурного коефіцієнта опору напівпровідника?

Лабораторне заняття № 5.3.

Визначення концентрації вільних носіїв заряду в напівпровіднику

Мета роботи

Визначити питому електропровідність та концентрацію вільних носіїв заряду в напівпровідниковому монокристалі з електронною провідністю.

Теоретичні відомості

Методика виконання роботи базується на використанні закону Ома і побудові вольт-амперної характеристики для напівпровідника n - типу.

Згідно з законом Ома в диференціальній формі густина сили струму j пропорційна напруженості електричного поля E . В скалярному вигляді цей закон записується так:

$$j = \gamma E \quad (1)$$

де γ - питома електропровідність. Питома електропровідність γ у напівпровідників при сталій температурі залежить прямо пропорційно від концентрації n вільних електронів згідно з формулою:

$$\gamma = e \cdot \mu_n \cdot n \quad (2)$$

де e - величина елементарного заряду, μ_n - рухливість електронів. Рухливість електрона є характеристичним параметром напівпровідника. З попередніх формул отримуємо вираз для шуканої концентрації електронів:

$$n = \frac{j}{e \cdot \mu_n \cdot E} \quad (3)$$

Густина сили струму за означенням: $j = \frac{I}{S}$

де I - сила струму через напівпровідниковий кристал, а площа поперечного перерізу кристалу $S = a \cdot b$. Підставивши дані вирази в (3), отримуємо:

$$n = \frac{I}{abe\mu E} \quad (4)$$

Виразивши напруженість E в кристалі через його довжину l і спад напруги на кристалі як $E = \frac{U}{l}$ та підставивши у попередній вираз, отримаємо:

$$n = \frac{I}{abe\mu} \cdot \frac{l}{U} \quad (5)$$

У формулі (5) при виконанні закону Ома для ділянки кола в інтегральній формі величина електропровідності цієї ділянки монокристала дається виразом: $\frac{I}{U} = \frac{\Delta I}{\Delta U}$, (тут ΔI - зміна сили струму крізь кристал при зміні напруги на ΔU), а величина $\frac{\Delta I}{\Delta U}$ є тангенсом кута α нахилу вольт-амперної характеристики, побудованої в координатах $(I; U)$, тобто $\frac{I}{U} = \frac{\Delta I}{\Delta U} = \operatorname{tg} \alpha$. Таким чином, розрахункова формула для концентрації вільних електронів у напівпровіднику набуває вигляд:

$$n = \frac{1}{e \cdot \mu_n} \cdot \frac{l}{ab} \cdot \operatorname{tg} \alpha \quad (6)$$

Прилади і матеріали

1. Досліджуваний зразок – напівпровідниковий монокристалл.
2. Джерело живлення.
3. Міліамперметр.

4. Мілівольтметр.
5. Штангенциркуль.

Порядок виконання роботи:

1. Скласти вимірювальну схему за рис 1.

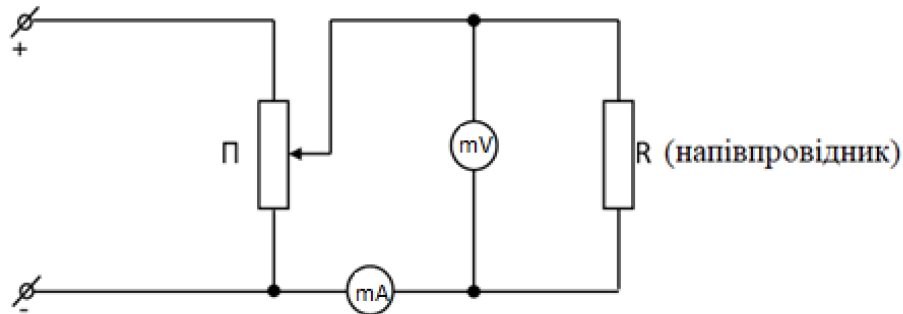


Рис. 1. Схема експериментальної установки

2. Змінюючи потенціометром П напругу від 0 до 10 мВ і вимірюючи її мілівольтметром, визначити за допомогою міліамперметра відповідні різним значенням напруги величини струму. Результати вимірювань записати до таблиці(1).

Таблиця 1

<i>U, мВ</i>										
<i>I, мА</i>										

3. Накреслити графік залежності $I=f(U)$ і обчислити тангенс кута нахилу $\text{tg}\alpha$ вольт-амперної характеристики.

4. За формулою $n = \frac{1}{e \cdot \mu_n} \cdot \frac{l}{ab} \cdot \text{tg}\alpha$ обчислити середнє значення концентрації вільних електронів. Значення рухливості електронів μ_n надається в паспорті лабораторної роботи.

5. Обчислити відносну похибку непрямого вимірювання концентрації вільних електронів за формулою:

$$\delta_n = \sqrt{\left(\frac{1}{l}\Delta l\right)^2 + \left(-\frac{1}{a}\Delta a\right)^2 + \left(-\frac{1}{b}\Delta b\right)^2}, \quad \varepsilon_n = \delta_n \cdot 100\% \quad (7)$$

та абсолютну похибку Δn за формулою $\Delta n = \bar{n} \cdot \delta_n$.

У висновках записати отриманий результат у вигляді $n = \bar{n} \pm \Delta n$.

Контрольні запитання

1. Що таке ковалентний зв'язок?
2. Як виникають вільні електрони та дірки у власному напівпровіднику?
3. Який механізм електропровідності у власних напівпровідників?
4. Як виникають вільні електрони у напівпровідниках *n*-типу з донорними домішковими атомами?
5. Який механізм електропровідності у напівпровідників *n*-типу?
6. Що називається дрейфовим електричним струмом?
7. За якими формулами визначається питомий опір та питома провідність напівпровідників?

Лабораторна робота № 5.4

Вивчення ефекту Холла і визначення рухливості носіїв струму в напівпровіднику

Мета роботи

Ознайомитись з ефектом Холла, виміряти величину ЕРС Холла, розрахувати сталу Холла та визначити рухливість носіїв струму.

Теоретичні відомості

Явище Холла, що було відкрите в 1879 р., полягає у виникненні "поперечної" різниці потенціалів у металевій чи напівпровідниковій пластинці, по якій протікає електричний струм, якщо її внести в магнітне поле, що перпендикулярне до напрямку струму. Ефект Холла можна легко пояснити, якщо взяти до уваги, що електричний струм являє собою упорядкований рух заряджених частинок: в металі - електронів, у напівпровіднику - електронів і дірок (дірки еквівалентні позитивним зарядам).

Як відомо, на заряджені частинки, що рухаються в магнітному полі, діє сила Лоренца, величина якої визначається за формулою:

$$F_{\text{л}} = qvB \sin[\vec{v} \times \vec{B}] \quad (1)$$

де q - заряд частинки; \vec{v} - швидкість заряджених частинок; \vec{B} - індукція магнітного поля.

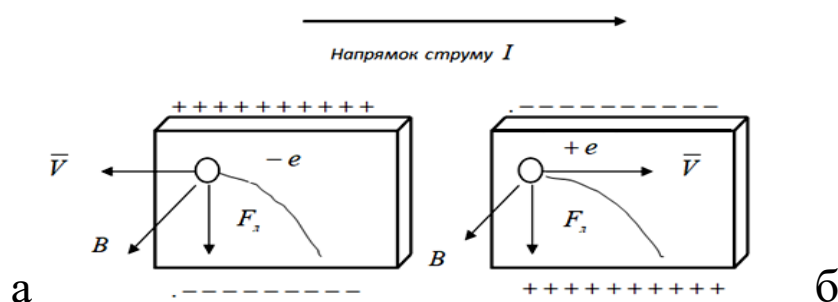


Рис. 1. Виникнення ефекту Холла

З формули (1) видно, що сила Лоренца має найбільше числове значення в тому випадку, коли кут між напрямками швидкості частинки і магнітного поля складає 90° . Сила Лоренца є доцентровою силою, її напрямок визначається за правилом лівої руки.

Тому заряджена частинка, потрапивши в однорідне магнітне поле, перпендикулярне до напрямку її початкової швидкості, буде рухатися по дузі кола. На рис.1 лінії магнітної індукції перпендикулярні до площини малюнку в напрямку "на нас".

Помістимо в магнітне поле пластину з металу або електронного напівпровідника (тобто напівпровідника, у якому носіями струму є електрони). Нехай напрямок струму буде перпендикулярним до вектора магнітної індукції. У розглянутому випадку напрямку струму I відповідає впорядкований рух електронів у протилежному напрямку з деякою середньою швидкістю \vec{v} . При зазначених на рис.1 напрямках \vec{v} електрони під дією сили Лоренца будуть відхилятися вниз (рис.1а). В результаті на нижній грані пластинки буде накопичуватись негативний заряд, а на верхній – з'явиться не скомпенсований додатний заряд (позитивні заряди вузлів кристалічної ґратки, що спорожніли). Це і є причиною виникнення поперечного електричного поля і поперечної різниці потенціалів між протилежними гранями пластинки (ефект Холла).

Помістимо тепер у магнітне поле дірковий напівпровідник (тобто напівпровідник, у якому носіями струму є дірки, що еквівалентні позитивним зарядам). Тепер напрямку струму I відповідає упорядкований рух дірок у тому ж напрямку (рис.1б). Під дією сили Лоренца ці дірки, які еквівалентні

позитивним зарядам, будуть також відхилятися вниз. При цьому знаки зарядів на верхній і нижній гранях поміняються на зворотні в порівнянні з рис. 1а.

Таким чином, за тих самих умов і при тому ж самому значенні напрямку струму в зразку і напрямку зовнішнього магнітного поля - поперечна різниця потенціалів ΔU електронного і діркового напівпровідників має протилежні знаки. Ця обставина і використовується для визначення знаку носіїв струму в напівпровіднику.

Процес накопичення заряду (зміни концентрації електронів у поперечному напрямку) і одночасне зростання поперечної різниці потенціалів буде продовжуватися доти, поки електрична сила, що діє на електрони (або дірки в випадку напівпровідника з провідністю р-типу) з боку виниклого електричного поля, не врівноважить силу Лоренца. Після цього електрони будуть рухатися лише вздовж зразка і накопичення зарядів припиниться, бо встановиться стаціонарний стан.

Напруженість поперечного холлівського поля $E_{хол}$ може бути чисельно визначена з умови рівності електричної сили і сили Лоренца, що одночасно діють на рухомий заряд:

$$q\nu B = qE_{хол}, \quad E_{хол} = \nu B \quad (2)$$

де ν - середня швидкість упорядкованого руху електронів.

В досліді звичайно вимірюють не напруженість поперечного електричного поля, а поперечну різницю потенціалів, яка пов'язана з напруженістю електричного поля співвідношенням:

$$\Delta U = E_{хол} \cdot \nu \quad (3)$$

де v - ширина пластинки (розмір пластинки в напрямку виниклого електричного поля).

Підставляючи (2) у (3), отримаємо:

$$\Delta U = v \cdot B \cdot v \quad (4)$$

Швидкість електронів v також не має сенсу вимірювати, бо в досліді звичайно простіше виміряти силу струму I , що пов'язана зі швидкістю v співвідношенням:

$$I = jS = j \cdot v \cdot d \quad \text{і} \quad j = env \quad (5)$$

де j – густина електричного струму; $S = v \cdot d$ - площа поперечного перерізу провідника, e - заряд електрона; n - концентрація електронів (або дірок) у досліджуваному зразку.

Підставляючи (5) у (4), отримаємо:

$$\Delta U = \frac{1}{ne} \cdot \frac{I \cdot B}{d} \quad (6)$$

Дослідним шляхом було встановлено, що поперечна різниця потенціалів прямо пропорційна силі струму I , індукції магнітного поля B і обернено пропорційна товщині пластинки d , тобто

$$\Delta U = R_{хол} \frac{IB}{d} \quad (7)$$

де $R_{хол}$ - коефіцієнт пропорційності (стала Холла); d - товщина пластинки (розмір пластинки в напрямку магнітного поля).

З формул (6) і (7) стає зрозумілим, чому для вивчення ефекту Холла використовують дуже тонкі пластинки: чим тонше пластинка, тим більше ефект Холла. Порівнюючи (6) з експериментально встановленою залежністю (7), приходимо до наступного виразу для сталої Холла:

$$R_{хол} = \frac{1}{ne} \quad (8)$$

Таким чином, стала Холла обернено пропорційна концентрації носіїв струму. У металах концентрація "вільних" електронів велика і тому стала Холла має малі значення. Набагато більша вона в напівпровідниках, де концентрація носіїв струму відносно мала. Знак сталої Холла визначається знаком заряду носіїв струму. Визначення знаків сталої Холла (тобто визначення в досліді знака поперечної різниці потенціалів ΔU) дозволяє судити про тип провідності (є вона електронною чи дірковою в досліджуваному зразку напівпровідника) і обчислити концентрацію носіїв струму в напівпровідниках.

Для визначення сталої Холла необхідно виміряти чотири величини, що входять у формулу (7): $\Delta U, I, B, d$

Сталу Холла обчислюють по формулі

$$R_{хол} = \frac{\Delta U d}{BI} \quad (9)$$

За величиною сталої Холла можна розрахувати важливу характеристику напівпровідника – концентрацію носіїв струму:

$$n = \frac{1}{eR_{хол}} \quad (10)$$

Вимірюючи одночасно сталу Холла і електропровідність зразка, можна обчислити рухливість носіїв струму. Рухливістю носіїв струму (електронів чи дірок) називають середню швидкість їх спрямованого руху, що набувається ними в даному напівпровіднику при напруженості електричного поля, яка дорівнює одиниці. У нашому випадку швидкість спрямованого руху носіїв струму визначається виразом

$$v = \mu E_0 \quad (11)$$

де μ - рухливість носіїв струму; E_0 - напруженість поздовжнього електричного поля, що підтримує електричний струм у пластинці. Для густини струму в пластинці відповідно до (5) і (11) отримаємо

$$j = en\mu E_0 = \sigma E_0 \quad (12)$$

де σ - питома електропровідність, що дорівнює:

$$\sigma = en\mu \quad (13)$$

У випадку домішкового напівпровідника з чисто електронною чи чисто дірковою провідністю питома електропровідність запишеться у вигляді:

$$\sigma_n = en_n\mu_n ; \quad \sigma_p = en_p\mu_p ;$$

де n_n, μ_n і n_p, μ_p відповідно концентрації і рухливості електронів і дірок.

Підставляючи (10) у (12), отримаємо формулу для визначення рухливості носіїв заряду:

$$\mu = R_{хол} \sigma = \frac{R_{хол}}{\rho} \quad (14)$$

де ρ - питомий опір досліджуваного зразка напівпровідника.

Таким чином, рухливість дорівнює добутку сталої Холла і питомої електропровідності (або сталій Холла, поділеної на питомий опір). З усього викладеного вище випливає, що одночасне вимірювання сталої Холла та електропровідності, дозволяє отримати основні відомості про домішковий напівпровідник: визначити знак носіїв струму, їхню концентрацію та рухливість.

Треба зауважити, що наведене виведення формули (6) на основі елементарної електронної теорії є неточним. Більш точний висновок (із урахуванням руху електронів і їхнього

розподілу по швидкостях) дає трохи інше значення для сталої Холла:

$$R_{хол} = \frac{A}{ne} = \frac{3\pi}{8} \frac{1}{ne}, \quad (15)$$

де стала $A = \frac{3\pi}{8}$ і визначається механізмом розсіювання електронів на вузлах кристалічної ґратки.

Експериментальна установка для вимірювання холлівської ЕРС

Електрична схема установки для вивчення ефекту Холла показана на рис.2. Вона складається з постійного магніта, у зазорі якого розміщена напівпровідникова пластинка, розміри якої приведені на лабораторному стенді.

Для створення струму уздовж пластинки використовується джерело постійного струму G_1 , яке дозволяє регулювати напругу, що подається на пластинку.

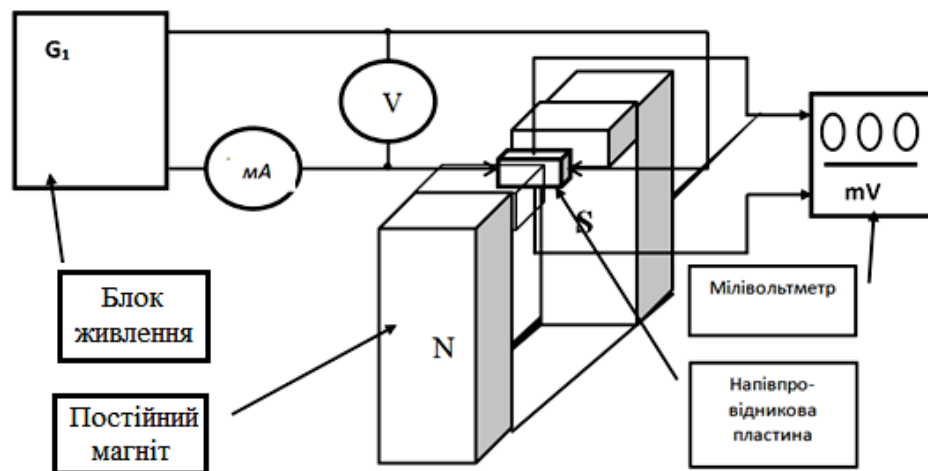


Рис 2. Схема експериментальної установки

Величина напруги вимірюється за допомогою вольтметра V . Значення струму, що пропускається уздовж пластинки, вимірюється міліамперметром mA . Різниця потенціалів ΔU , що виникає в результаті ефекту Холла в поперечному

напрямку, вимірюється за допомогою цифрового мілівольтметра).

Порядок виконання роботи

1. Після перевірки викладачем схеми на рис.2, включити в мережу G_1 . За допомогою регулятора напруги встановити через пластину струм, що дорівнює 0.5 - 1 мА.

2. Примітка. В зазорі постійного магніту магнітна індукція складає $B = 8$ мТл.

3. Виміряти з допомогою мілівольтметра величину ЕРС Холла і занести її значення в таблицю 1. Потім, починаючи з 1 мА, збільшувати струм через пластину кожний раз на 1 мА, довівши його до 7 мА, і виміряти відповідні значення поперечної напруги ΔU і внести їх у табл. 1. Одночасно під час вимірювання ЕРС Холла ΔU для кожного значення I необхідно фіксувати з допомогою вольтметра V спад напруги на пластині і записувати його значення в таблицю 1.

Обробка результатів вимірів

1. Вираз (7) можна записати у виді $\Delta U = CI$, де C - стала величина для досліджуваного зразка, $C = \frac{R_{хол} B}{d}$. Сталу C розраховуємо на підставі експериментально отриманих значень ΔU і I .

2. На підставі отриманого значення C розрахувати $R_{хол}$.

3. По формулі (10) визначити концентрацію носіїв заряду n .

4. Розрахувати омичний опір досліджуваного зразка по формулі $r = \frac{U}{I}$.

5. Розрахувати рухливість носіїв заряду. Врахувавши, що опір $r = \rho \frac{L}{S} = \rho \frac{L}{ed}$, де L - довжина досліджуваної пластинки, формулу (14), яка визначає рухливість зарядів, можна записати у вигляді:

$$\mu = \frac{R_{хол} L}{r \cdot e \cdot d} \quad (16)$$

Таблиця 1

№ п/п	I , мА	U , В	ΔU , мВ	B , мТл
1				
2				
3				
4				
5				
6				
7				

Контрольні запитання.

1. Пояснити фізичну суть ефекту Холла.
2. Які величини можна визначити, знаючи константу Холла?
3. Поясніть якісно виникнення ефекту Холла.
4. Які параметри металів і напівпровідників можна визначити на основі ефекту Холла?
5. Як залежить Холлівська різниця потенціалів від взаємного напрямку електричного струму в зразку і індукції магнітного поля?

Лабораторна робота № 5.5

Дослідження фотопровідності напівпровідників

Мета роботи

Вивчити залежність фотопровідності напівпровідника від освітленості. Дослідити світлову характеристику фоторезистора.

Теоретичні відомості

Фотопровідність – це зміна електропровідності речовини під дією електромагнітного випромінювання. Це явище, яке спостерігається в діелектриках і напівпровідниках і виникає в наслідок зміни концентрації вільних носіїв електричного заряду при перерозподілі електронів за енергетичними станами завдяки поглинанню енергії електромагнітних хвиль.

Електрони в атомах, як відомо, можуть займати лише певні енергетичні рівні. В кристалі ці рівні об'єднуються в енергетичні зони.

Електропровідність кристала зумовлена переходами електронів із заповненої зони (вона називається валентною зоною) до вільної зони (зона провідності) (рис. 1). Домішки у напівпровіднику створюють додаткові рівні - донорні або акцепторні - в залежності від типу домішки. На донорних рівнях розташовуються додаткові електрони, що постачаються атомами домішки і можуть переходити до зони провідності. Акцепторні рівні можуть приймати електрони з валентної зони, в якій після зникнення електронів з'являються так звані "дірки". Найчастіше фотопровідність виникає внаслідок збільшення концентрації носіїв заряду - електронів у зоні провідності і дірок у валентній зоні. Звільнення носіїв

під дією світла називається *внутрішнім фотоефектом*. Якщо енергія світлового кванта $h\nu$, де h - стала Планка, ν - частота, перевищує ширину забороненої зони ΔW (рис. 1), то при поглинанні цього кванта енергії електрон збільшує свою енергію та переходить з валентної зони до зони провідності (рис. 1). При цьому з'являється додаткова пара носіїв струму - електрон і дірка. Так виникає власна фотопровідність.

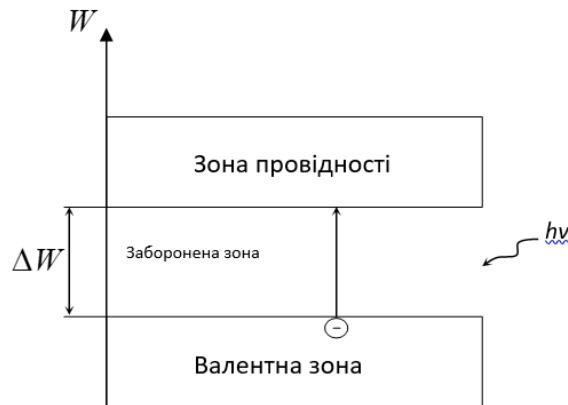


Рис. 1 Зонна діаграма внутрішнього фотоефекту

Домішкова фотопровідність з'являється якщо під дією світла у валентній зоні з'являються вільні дірки, коли електрони з валентної зони переходять на рівні домішки, або тоді, коли електрони переходять з домішкових рівнів – до зони провідності (рис. 2) і стають у ній вільними носіями зарядів.

При збільшенні концентрації вільних носіїв зростає також кількість актів рекомбінації. Внаслідок кожного акту рекомбінації електрон об'єднується з діркою і концентрація вільних носіїв зменшується. При кожному значенні освітленості напівпровідника в ньому встановлюється стаціонарний стан, при якому швидкості генерації та рекомбінації електронно-діркових пар однакові. Опір контактної прошарку визначається природою матеріалів, що дотикаються, і залежить від стану контактів, температури,

напруженості електричного поля, світлового потоку та інших чинників.

Напівпровідникові резистори, величина електричного опору яких залежить від освітленості, називають *фоторезисторами* (ФР). Фоторезистор характеризується величиною чутливості, яка визначається співвідношенням

$$K = \frac{I_{\phi}}{\Phi U} \quad (1)$$

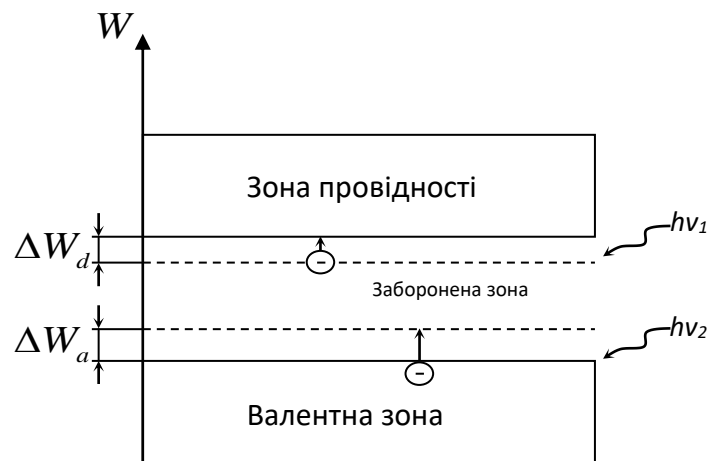


Рис. 2. Зонна схема напівпровідника та електронний перехід при домішковій фотопровідності.

де I_{ϕ} - величина фотоструму, Φ - світловий потік, U - напруга на ФР.

Чутливість вимірюється мкА/лмВ. Світловий потік Φ від точкового джерела світла визначається виразом

$$\Phi = \frac{I_{\phi} \cdot J \sigma}{r^2} \quad (2)$$

де J - сила світла, r - відстань від джерела світла до ФР, σ - освітлювана площа фоторезистора.

Із (1) та (2) можна одержати вираз для чутливості K :

$$K = \frac{r^2}{U J_{\phi} \sigma} \quad (3)$$

Чутливість залежить і від довжини хвилі світла. В даній роботі розраховується інтегральна чутливість, тобто чутливість до всього світлового потоку від стандартного джерела світла.

Для фоторезисторів звичайно досліджують і залежність електричного опору ФР від світлового потоку, яка називається *світловою характеристикою*.

Лабораторне завдання (схема лабораторної установки)

У схемі Л- джерело світла (лампа розжарення), ФР - фоторезистор на основі сірчаного кадмію (CdS), μA – мікроамперметр, V – вольтметр, П – потенціометр, К - перемикач, джерело живлення 9 В.

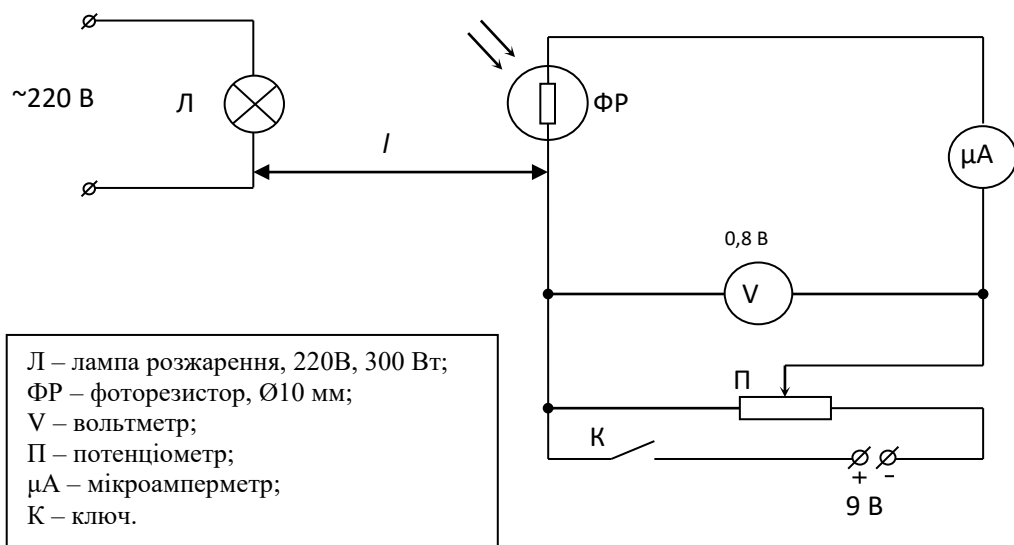


Рис.3 Схема експериментальної установки

При зміщенні джерела світла Л вздовж оптичної лави змінюється величина опору ФР і струм в його колі.

Вимірюючи при різних світлових потоках струм через ФР та подану за допомогою потенціометра на цю ділянку кола

напругу, можна вирахувати за законом Ома величиною опору ФР при різних світлових потоках.

Прилади та обладнання

1. Джерело світла;
2. Ключ;
3. Джерело напруги;
4. Фоторезистор;
5. Потенціометр;
6. Вольтметр;
7. Мікроамперметр.

Порядок виконання роботи

1. Скласти (перевірити) схему, показану на рис. 3.
2. Замкнути ключом К електричне коло , подати на ФР напругу, яка регулюється потенціометром і вимірюється вольтметром.
3. Переміщуючи джерело світла Л вздовж оптичної лави, вимірювати лінійкою відстань r між джерелом і ФР та силу струму I мікроамперметром в цьому колі при кожній відстані r при незмінній напрузі U .
4. Результати вимірювань записати до таблиці 1:

Таблиця 1

r , см											
I , мкА											

5. Використовуючи закон Ома для ділянки кола $I = \frac{U}{R}$, вирахувати для кожного випадку величину фотоопору R та

величину $\frac{1}{r^2}$, від якої прямопропорційно залежить світловий потік згідно з формулою (2).

6. Результати розрахунків занести до таблиці 2:

Таблиця 2

$\frac{1}{r^2}$, см										
R, Ом										

7. За даними таблиці 2 побудувати графік залежності $R = f\left(\frac{1}{r^2}\right)$, за ним зробити висновок про залежність величини опору ФР від світлового потоку.

8. Вирахувати за формулою (3) чутливість ФР для двох граничних значень світлового потоку і зробити висновок про те, чи залежить чутливість від світлового потоку.

Контрольні питання

1. Як пояснюється електропровідність напівпровідників з точки зору зонної теорії?

2. Пояснити механізм власної та домішкової електропровідності напівпровідників?

3. Від чого залежить електропровідність напівпровідників?

4. Що таке фоторезистор (ФР)?

5. Пояснити, як і чому залежить величина електричного опору ФР від світлового потоку.

6. Що таке чутливість ФР і від чого вона залежить? В яких одиницях вона вимірюється?

7. Який вигляд має світова характеристика?

8. Як залежить величина світлового потоку від відстані між точковим джерелом світла і освітлюваною поверхнею фоторезистора?

9. Як вираховується величина електричного опору ФР в даній лабораторній роботі?

Лабораторна робота № 5.6

Вивчення фотоелектрорушійної сили

Мета роботи

Вивчення вентильного фото ефекту в $p-n$ переході.

Теоретичні відомості

Фотоелектрорушійна сила (фото-е.р.с.) являє собою різницю потенціалів, що виникає в $p-n$ переході під дією опромінення електромагнітними хвилями.

$P-n$ перехід виникає в контактній області напівпровідників з різними типами провідності. Виникнення $p-n$ переходу можна пояснити наступним чином:

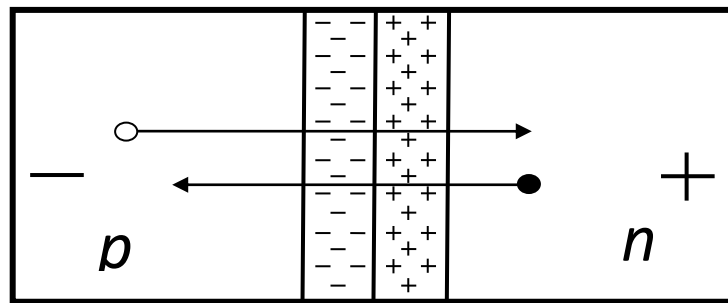


Рис. 1. Виникнення $p-n$ переходу

Різниця концентрацій одноптипних вільних носіїв електричного заряду в n - і p - областях напівпровідника призводить до дифузії дірок з p - області в n - область і дифузії електронів у протилежному напрямку. Внаслідок цього на межі p - і n - області виникає контактна різниця потенціалів: електрони, що вийшли з n - області, залишають в цій області незкомпенсований позитивний заряд, а дірки, що вийшли з p - області неврівноважений негативний заряд. Дифузія змінює концентрацію носіїв до тих пір, доки не встановиться динамічна рівновага: потік носіїв внаслідок дифузії врівноважується потоком носіїв у зворотному напрямку під дією різниці потенціалів, що виникла на межі $p-n$ переходу.

При опроміненні переходу в p - області виникають додаткові електронно-діркові пари. Вільні електрони з цих пар дифундують до p - n переходу і під дією контактного поля переводяться в n - область. Однак дірки подолати потенціальний бар'єр не в змозі і залишаються в p - області. Тому p - область заряджується позитивно, а n - область негативно, і в p - n переході виникає додаткова різниця потенціалів, її називають *фотоелектрорушійною* силою (фото-е.р.с.). Величина фото-е.р.с. визначається природою напівпровідникових матеріалів, що створюють p - n перехід, і залежить від світлового потоку.

Світловий потік Φ від точкового джерела визначається виразом:

$$\Phi = J / r^2 \sigma \quad (1)$$

де J - сила світла джерела, r - відстань від джерела, σ - площа освітлюваної поверхні.

Залежність величини фото-е.р.с. від світлового потоку можна вивчати, визначаючи її, як функцію від величини $1/r^2$.

Явище виникнення фото-е.р.с. використовується для створення вентильного фотоелемента, в якому світлова енергія безпосередньо перетворюється в електричну.

Основною характеристикою вентильного фотоелемента є залежність величини фотоструму або напруги на його затискачах від величини світлового потоку в різних режимах роботи фотоелемента.

Вентильний фотоэффект є одним з видів внутрішнього фотоэффекту. Варто відрізнити внутрішній фотоэффект від зовнішнього, що полягає у випромінюванні електронів з поверхні речовини під дією світла.

В даній роботі досліджується світлова характеристика вентильного фотоелемента при роботі його в режимі фото-е.р.с.

В цьому режимі опір навантаження, на яке працює фотоелемент, повинен бути нескінченно великим, отже електричний струм у зовнішньому колі повинен бути

відсутній. Для здійснення такого режиму затискачі фотоелемента можуть бути незамкнутими.

Однак, безпосереднє вимірювання фото-е.р.с. шляхом вмикання мілівольтметра, привело б до виникнення струму в зовнішньому колі, тобто до порушення режиму фото-е.р.с. Тому для вимірювання фото-е.р.с. застосовується компенсаційна схема (рис.2). На оптичній лаві розміщені джерело світла Л та фотоелемент ФЕ.

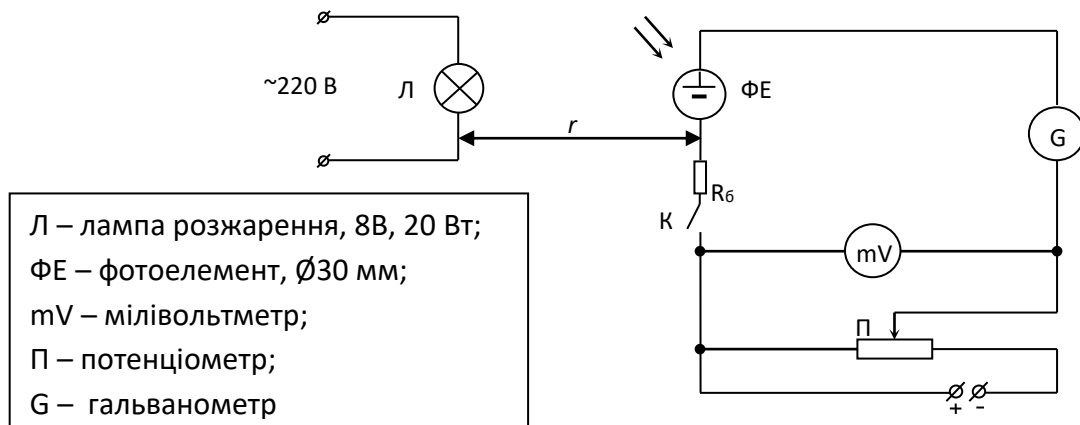


Рис. 2. Схема експериментальної установки

За допомогою потенціометра П підбирається напруга, рівна величині фото-е.р.с. і протилежна їй за знаком. Напруга вимірюється мілівольтметром mV. В даному випадку при замиканні ключа К струму в колі не буде, в цьому можна переконатись за допомогою гальванометра G. Баластний опір R_b призначено для обмеження сили струму в колі фотоелемента.

Якщо регулюванням напруги на потенціометрі П не можна звести до нуля покази гальванометра G, то це означає, що не забезпечено зустрічного вмикання фото-е.р.с. і компенсаційної напруги.

Прилади та обладнання

1. Джерело світла;
2. Фотоелемент;
3. Оптична лава;

4. Ключ;
5. Джерело електричної напруги;
6. Потенціометр;
7. Баластний опір;
8. Мілівольтметр;
9. Гальванометр.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати (перевірити) схему відповідно до рис. 2.
2. Розташувати джерело світла Л на найбільшій відстані від ФЕ і виміряти цю відстань.
3. Замкнути ключем К коло фотоелемента і, переміщуючи повзунок потенціометра П, встановити стрілку гальванометра на нульову поділку.
4. Визначити величину фото-е.р.с. \mathcal{E} в цьому випадку, вважаючи її рівною показам мілівольтметра.
5. Такі ж вимірювання здійснити для різних положень джерела світла відносно ФЕ.
6. Вирахувати для всіх вимірювань величину $1/r^2$, вважаючи, що світловий потік прямо пропорційний до неї.
7. Результати вимірювань та обчислень занести до таблиці 1:

Таблиця 1

r , см									
\mathcal{E} , мВ									
$1/r^2$, см ⁻²									

8. Побудувати графік залежності $\mathcal{E}=f(1/r^2)$.
9. У висновках зазначити, який вигляд має світлова характеристика вентильного фотоелемента в режимі фото-е.р.с.

Контрольні питання

1. Як і чому виникає внутрішня контактна різниця потенціалів?

2. Що являє собою *p-n* перехід?
3. Що називається фото-е.р.с. і як вона виникає?
4. Від чого залежить величина фото-е.р.с?
5. Що закладено в основу конструкції вентильних фотоелементів?
6. Що називається світловою характеристикою вентильного фотоелемента?
7. В якому режимі знімається світлова характеристика в даній роботі?
8. Яким методом визначається величина фото-е.р.с. в даній роботі?

Лабораторна робота № 5.7

Дослідження термоелектричного явища (ефект Зеебека)

Мета роботи

Знайти залежність термоелектрорушійної сили (термо-е.р.с.) від різниці температур металевих контактів, визначити коефіцієнт термо-е.р.с.

Теоретичні відомості

В металі вільні електрони переміщуються по кристалу, а найшвидші з них можуть відділятися від зовнішнього шару позитивних іонів ґратки і вийти з кристала.

В тих місцях, які залишили електрони, виникає надлишковий позитивний заряд, який примушує ті електрони, у яких швидкість не дуже велика, повернутися назад. Окремі електрони будуть увесь час залишати метал, віддалятися від нього на декілька атомних відстаней і повертатися назад.

Внаслідок цього біля поверхні металу буде весь час існувати подвійний електричний шар, який складається з електронної хмари за межами металу та позитивно заряджених іонів ґратки. Цей шар немов би виконує роль конденсатора, електричне поле якого перешкоджає вивільненню нових електронів з середини металу назовні.

Для того, щоб електрон міг залишити метал, він повинен мати енергію, достатню для виконання роботи з подолання потенціального бар'єру з боку подвійного електричного шару.

Найменша енергія, яку потрібно надати електрону для вивільнення його з речовини, називається роботою виходу електрона. Робота виходу A чисельно дорівнює мінімальній

зміні енергії системи електрон-метал при видаленні з неї електрона:

$$A = e\varphi \quad (1)$$

де $e = 1,6 \cdot 10^{-19}$ Кл – елементарний заряд, φ - потенціал виходу.

Робота виходу та потенціал виходу для різних металів є різними, а для одного і того ж металу суттєво залежать від чистоти та стану його поверхні.

При дотику двох металів, що мають різні роботи виходу, електрони переходять із металу з меншою роботою виходу, у метал із більшою роботою виходу, тобто з більш високих енергетичних рівнів в першому металі на більш низькі рівні в другому.

Цей перехід триває доти, доки рівні Фермі в обох металах зрівнюються і встановиться деяка динамічна рівновага.

Внаслідок цього потенціал виходу в першому металі зменшиться, а в другому збільшиться, і між поверхнями металів виникає стрибок потенціалу. Він називається зовнішньою контактною різницею потенціалів і обчислюється за формулою:

$$U = \varphi_1 - \varphi_2 = \frac{A_1 - A_2}{e} \quad (2)$$

Зовнішня контактна різниця потенціалів визначається потенціалами виходу або роботами виходу металів контакту.

Контактна різниця потенціалів виникає не тільки між двома металами, але й між двома напівпровідниками, що контактують.

Контакт, тобто щільне дотикання двох тіл, можна створити, якщо відшліфувати їхні поверхні, забезпечивши відсутність зовнішніх включень.

Італійський науковець А. Вольта в 1801-1802 роках встановив два закони:

1) при дотику двох металів між ними виникає контактна різниця потенціалів, величина якої залежить від роду металів та їхньої температури;

2) різниця потенціалів між кінцями послідовно сполучених контактів різнорідних металів при однаковій температурі не залежить від роду проміжних контактів і визначається тільки крайніми елементами цього з'єднання.

З цих законів випливає, що в замкнутому полі з двох різнорідних металів (термопара) при однаковій температурі контактів струм буде відсутній, оскільки не буде різниці потенціалів. Якщо ж температури контактів T_1 і T_2 , будуть різними, то виникне різниця потенціалів ε , величина якої визначається за формулою:

$$\varepsilon = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \cdot (T_2 - T_1) \quad (3)$$

і яка називається термоелектрорушійною силою, або термо-е.р.с.

В колі термопари при цьому буде існувати електричний струм. Величина

$$\alpha = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \quad (4)$$

називається *коефіцієнтом термо-е.р.с.* і залежить від концентрації електронів n_1 і n_2 в металах, що дотикаються. Для різних пар металів коефіцієнт термоерс має різні значення. З врахуванням виразу (4) формулу (3) можна записати так:

$$\varepsilon = \alpha \Delta T, \quad (5)$$

де $\Delta T = T_2 - T_1$ — різниця температур спаїв.

Отже, величина термо-е.р.с. ε прямо пропорційно залежить від різниці температур спаїв ΔT , а також від природи металів контакту.

На величину термо-е.р.с. впливають також дифузійні переходи електронів з одного металу до іншого внаслідок градієнту температур вздовж провідника при нагріванні одного з контактів.

З формули (5) випливає, що

$$\alpha = \frac{\Delta \varepsilon}{\Delta T} \quad , \quad (6)$$

тобто коефіцієнт термо-е.р.с. чисельно дорівнює термоелектрорушійній силі, що виникає при різниці температур спаїв в $1K$.

Вимірюється коефіцієнт термо-е.р.с. в V/K ; mV/K і $\mu V/K$.

Лабораторне завдання

Установка для дослідження явища Зеєбека складається з термопари, один із спаїв якої знаходиться в нагрівнику (саме цей спай протягом виконання лабораторної роботи буде нагріватись), а інший – на відкритому повітрі (його температура буде залишатись постійною протягом усього експерименту і дорівнюватиме кімнатній). До першого спаю під'єднана інша термопара, яка з'єднана з цифровим термометром, роль якого відіграє мультиметр. При пропусканні струму через нагрівник один зі спаїв досліджуваної термопари нагрівається.

Величина струму в нагрівнику регулюється реостатом і контролюється амперметром. Струм в колі термопари, яка досліджується, вимірюється мікроамперметром. Якщо нагрівання відбувається повільно, то при одній і тій же

різниці температур спаїв термострум можна виміряти двічі: один раз без опору R , другий раз з опором R (рис. 1)

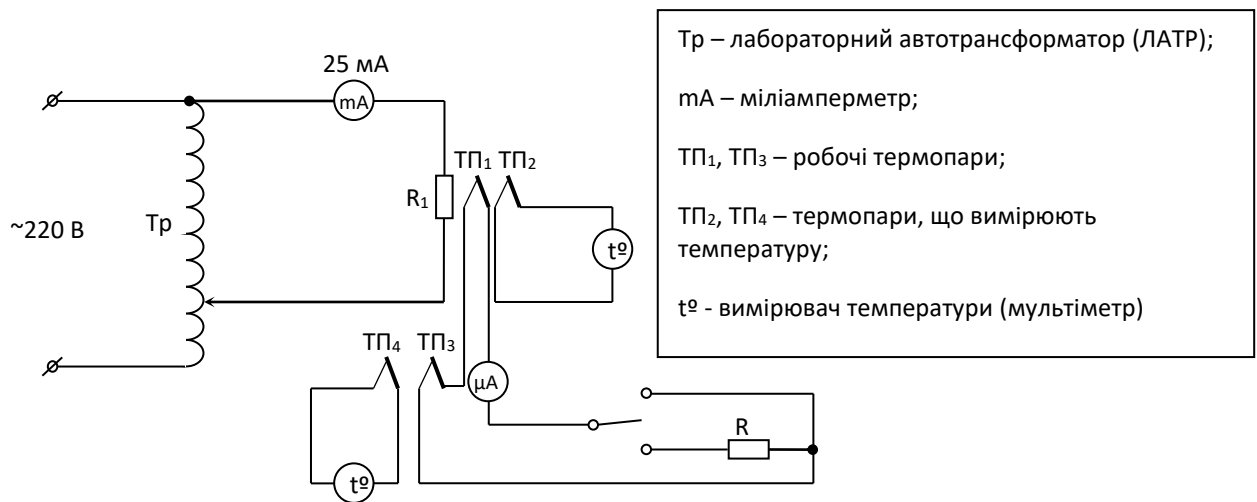


Рис. 1. Схема експериментальної установки

У першому випадку струм визначається величиною термо-е.р.с. та загальним опором кола R_0 :

$$I_1 = \frac{\varepsilon}{R_0} \quad (7)$$

В другому випадку струм буде меншим, бо в коло вмикається додатковий опір R . Тоді для струму буде справедливий вираз:

$$I_2 = \frac{\varepsilon}{R + R_0} \quad (8)$$

Розв'язок системи рівнянь (7) і (8) для термо-е.р.с. буде:

$$\varepsilon = \frac{I_1 \cdot I_2}{I_1 - I_2} R \quad (9)$$

Вимірювання термо-е.р.с. за цим способом треба здійснювати настільки швидко, щоб різниця температур спаїв не встигала помітно змінитись за час вимірювання.

Прилади та обладнання

1. Термопари.
2. Мікроамперметр.
3. Мультиметри.
4. Нагрівач.
5. Амперметр.
6. Автотрансформатор.
7. Реостат.

Порядок виконання роботи

1. Зібрати вимірювальну схему за рис. 1.
2. Визначити кімнатну температуру (ця температура буде рівна температурі холодного контакту t_1).
3. Увімкнути нагрівач через автотрансформатор і за допомогою реостата встановити в ньому струм не більше 0,5 А.
4. Поступово нагрівати один зі спаїв, визначаючи температуру холодного t_1 , і гарячого t_2 спаїв за термометрами.
5. Через кожні 10°C різниці температур спаїв виміряти в колі термопари струми I_1 і I_2 (з опором R і без нього).
6. Результати вимірювань записати до таблиці 1.

Таблиця 1

$t_1, ^\circ\text{C}$											
$t_2, ^\circ\text{C}$											
$I_1,$ мкА											
$I_2,$ мкА											

6. Для кожної різниці температур Δt спаїв обчислити за формулою $\varepsilon = \frac{I_1 \cdot I_2}{I_1 - I_2} R$ величину термо-е.р.с. ε і результати обчислень занести до таблиці 2.

Таблиця 2

$t, ^\circ\text{C}$											
$\varepsilon,$ мкВ											

7. Побудувати графік залежності термо-ЕРС ε від різниці температур спаїв Δt в координатах ε та t .

8. Визначити величину коефіцієнта термо-ЕРС як тангенс кута нахилу залежності $E = f(t)$ за формулою $\alpha = \frac{\Delta\varepsilon}{\Delta T}$.

9. Знайти співвідношення концентрацій носіїв n_1 і n_2 в металах, що дотикаються, виходячи з формули для термо-ЕРС

$$\varepsilon = \frac{k}{e} \ln \frac{n_1}{n_2} \cdot (T_2 - T_1)$$

Контрольні запитання

1. Що називається роботою виходу електрона?
2. Від чого залежить робота виходу електрона?
3. Які причини виникнення зовнішньої та внутрішньої контактних різниць потенціалів?
4. В чому полягає явище Зеебека?
5. Від чого залежить величина термо-е.р.с.?
6. Що визначає і від чого залежить коефіцієнт термо-е.р.с.?
7. Яка конструкція термопари?

ІНСТРУКЦІЯ З ТЕХНІКИ БЕЗПЕКИ
при виконанні лабораторних робіт у навчальній
лабораторії
«Оптики та фізики твердого тіла»

1. Студенти допускаються до виконання лабораторних робіт, якщо вони обізнані із:

- змістом лабораторної роботи;
- порядком виконання лабораторної роботи;
- обладнанням, яке застосовується в лабораторній роботі і правилами безпеки роботи з ним;
- правилами пожежної безпеки, місцями розміщення первинних засобів пожежогасіння та правилами користування ними;
- правилами евакуації при оголошені повітряної тривоги та пожежної небезпеки.

2. Студентам забороняється:

- самостійно вмикати і вимикати обладнання;
- переносити обладнання з одного місця на інше без дозволу викладача або завідувача лабораторії;
- проводити перемикання в схемі лабораторної установки, що знаходиться під напругою;
- використовувати в схемі лабораторної установки дроти з пошкодженою ізоляцією;
- залишати без нагляду обладнання, яке знаходиться під напругою;
- ходити по лабораторії або виходити з неї без дозволу викладача або завідувача лабораторії;

- знаходитись у навчальній лабораторії у верхньому одязі.

При раптовому виключенні електроенергії, спалаху в електричному колі вимкнути обладнання, тримаючись за ізольовану вилку з'єднувальних кабелів або вимкнути розподільчий щит. Негайно доповісти викладачу або завідувачу навчальної лабораторії.

3. У разі нещасного випадку, раптового захворювання, а також при несподіваній появі небезпечних або шкідливих факторів, що загрожують життю або здоров'ю студентів, негайно повідомити викладача або завідувача навчальної лабораторії, а також викликати швидку допомогу (тел. 103).

4. Вимоги безпеки після виконання лабораторної роботи:

- мережеві вимикачі поставити в положення «Вимкнено»;
- витягти електровилки кабелів з розеток, тримаючись рукою за ізольовану вилку;

- привести робоче місце в порядок і доповісти викладачу або завідувачу навчальної лабораторії про завершення експерименту.

Студент повинен пам'ятати про особисту відповідальність за додержання правил особистої безпеки та безпеки оточуючих.

ЗРАЗОК ТИТУЛЬНОЇ СТОРІНКИ ЗВІТУ З
ЛАБОРАТОРНОЇ РОБОТИ

**ДЕРЖАВНИЙ УНІВЕРСИТЕТ ІНФОРМАЦІЙНО-
КОМУНІКАЦІЙНИХ ТЕХНОЛОГІЙ**

Кафедра вищої математики, математичного моделювання та
фізики

ЛАБОРАТОРНА РОБОТА № ____

«Назва лабораторної роботи»

Виконав(ла) студент(ка)

групи _____

Перевірив викладач:

КИЇВ – 202_

ВИМІРЮВАЛЬНІ ПРИЛАДИ

Додаток до лабораторних робіт №1 та №2

1. Вимірювання лінійних величин

Для вимірювань, які не вимагають високої точності, застосовують масштабні лінійки, складні метри, рулетки.

Масштабна лінійка



Масштабні лінійки бувають одношкальні та двошкальні, жорсткі чи пружні з межами вимірювань 150 – 1000 мм. Шкала лінійок має ціну поділки 0,5 чи 1 мм, що дає похибку при вимірюваннях $\sim 0,25$ мм та $\sim 0,5$ мм відповідно.

Для лінійних вимірювань з більш високою точністю застосовують штангенциркулі, мікрометри, катетометри та ін.

Штангенциркуль

Штангенциркуль складається зі сталеві масштабної лінійки 1, яка поділена на сантиметри і міліметри (рис.1.). На початку лінійки закріплені нерухомі губки 2. По лінійці переміщується рамка 4, яка складає одне ціле з губками 3. Ці губки паралельні до губок 2 та можуть підходити до них впритул. Рамку можна закріпити у потрібному положенні гвинтом 6.

У рамці є вікно 5, нижній край якого розташований напроти поділок масштабної лінійки. На цьому краю нанесені поділки дещо іншого масштабу, ніж поділки основної шкали.

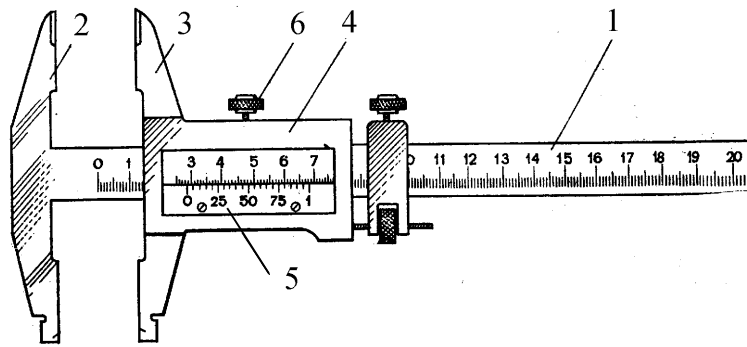


Рис.1. Штангенциркуль

Ця додаткова лінійка має назву *лінійний ноніус*. Шкала найпростішого ноніуса будується так, щоб m поділок ноніуса відповідали $m-1$ поділці основної шкали. Нехай ціна поділки основної шкали x_0 , а шкали ноніуса – x . Тоді довжина відрізка до збігу поділок

$$mx = (m - 1)x_0 \quad (1)$$

$$\text{звідки: } x = x_0 - \frac{x_0}{m}$$

Різниця між ціною поділки основної шкали і ціною поділки ноніуса називається точністю ноніуса:

$$\Delta x = x_0 - x = \frac{x_0}{m} \quad (2)$$

Як бачимо, точність ноніуса дорівнює ціні поділки шкали масштабної лінійки, поділеної на число поділок ноніуса.

Виберемо $m=10$, а $x_0=1$ мм. Якщо сумістити нульову поділку шкали такого ноніуса з нульовою поділкою основної шкали, 10-та поділка ноніуса виявиться суміщеною з 9-тою поділкою масштабної лінійки (Рис.2а). При цьому 1-ша поділка ноніуса не дійде до 1-ї поділки лінійки на 0,1 мм, 2-га поділка ноніуса не дійде до 2-ї поділки шкали лінійки на 0,2 мм і т.д. (рис.2а).

Шкали штангенциркуля наносяться таким чином, що при зсунутих губках нуль шкали ноніуса і нуль основної шкали

співпадають. При вимірюванні довжини штангенциркулем предмет поміщають між губками, губки зсувають до стикання з предметом і закріплюють їх у такому положенні гвинтом б; потім проводять відлік з допомогою ноніуса.

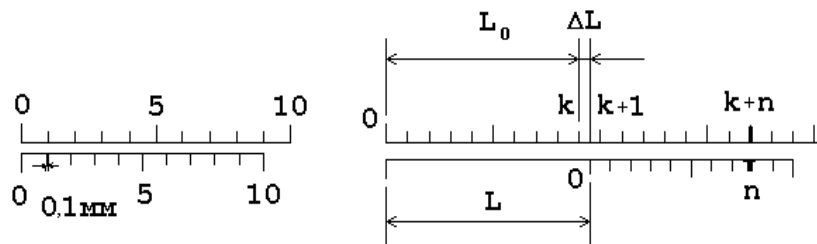


Рис.2а

Рис.2б

Поділки шкали ноніуса

Довжина предмета L дорівнює віддалі від нуля основної шкали до нуля зміщеного ноніуса і складається з цілого числа k поділок основної шкали $L_0 = kx_0$ та деякої частини наступної поділки основної шкали – відрізка ΔL (рис.2б): $L = L_0 + \Delta L$

Знаходимо поділку ноніуса (наприклад n), що співпадає з поділкою основної шкали ($k + n$), тоді:

$$\Delta L = nx_0 - nx = n\Delta x.$$

Отже:

$$L = kx_0 + n\Delta x$$

Звідси випливає правило відліку довжини з допомогою ноніуса:

Вимірювана довжина L дорівнює сумі числа малих поділок основної шкали (kx_0) і точності ноніуса Δx , помноженої на номер n його поділки, яка співпадає з поділкою основної шкали.

Якщо при вимірюванні не виявиться жодної поділки ноніуса, яка співпадала би точно з поділкою основної шкали, то відлік береться по тій поділці, яка розміщена найближче до одної з поділок основної шкали масштабної лінійки.

Величина незбігання не перевищує половини точності ноніуса Δx . Отже, похибка відліку по ноніусу дорівнює половині його точності.

Мікрометр

На кінцях масивної сталевий скоби *1* (рис.3) знаходяться один напроти одного нерухома опорна п'ята *2* і наконечник мікрометричного гвинта *4*. Гвинт обертається у втулці *3*, вздовж якої ззовні нанесена шкала з поділками через 0,5 мм. На гвинт насаджено барабан *5*, край якого при обертанні гвинта переміщається відносно шкали, нанесеної на втулці.

По краю барабана нанесена шкала, яка ділить обвід барабана на 50 рівних поділок; крок гвинта 0,5 мм, отже ціна 1 поділки барабана 0,01 мм, тобто поворот барабана на 1 поділку відповідає зміщенню гвинта на 0,01 мм.

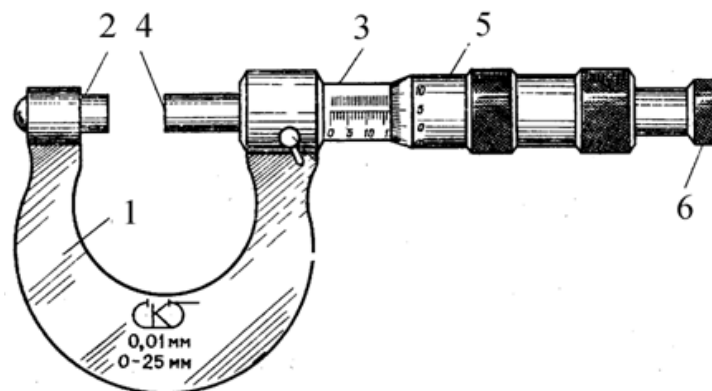


Рис. 3. Мікрометр

На кінці гвинта є пристрій *6* для обертання барабана, який називається тріскачкою. Обертання передається від тріскачки до гвинта завдяки тертю, внаслідок чого при досягненні певної сили натиску наконечника гвинта на опорну п'яту чи на вимірюваний предмет подальше обертання гвинта припиняється.

Якщо наконечник гвинта і опорну п'яту звести разом, край барабану буде проти нульової поділки шкали, нанесеної

на втулці, а нульова поділка шкали барабана співпадає з поздовжньою лінією, нанесеною на втулці.

При роботі з мікрометром вимірюваний предмет затискається за допомогою тріскачки між опорною п'ятою та наконечником гвинта, після чого по шкалі втулки відраховується ціле чи півціле число міліметрів і до цього відліку додається число сотих часток міліметра, яке відраховується по шкалі барабана.

Наприклад:

- на рис. 4 відлік становить **6,40 мм**, оскільки на шкалі втулки вкладається ціле число **6 мм**, а на шкалі барабана—**40 сотих мм**;

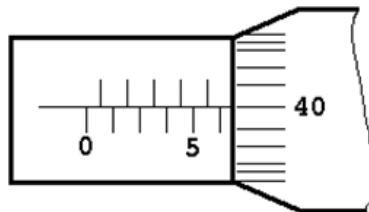


Рис.4

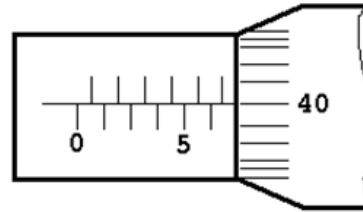


Рис.5

Шкала мікрометра

- на рис. 5 відлік становить не лише **6 цілих мм**, але ще й **одну поділку** за верхньою шкалою **півцілих мм**, тому показ шкали втулки – **6,5 мм**. Якщо додати **40 сотих мм**, які відраховує шкала барабана, то повний відлік буде **6,90 мм**.

Перед вимірюваннями мікрометром потрібно переконатися у тому, що при доведенні тріскачкою наконечника гвинта до опорної п'яти отримується на обох шкалах нульовий відлік.

Основні фізичні сталі

Назва фізичної сталої	Позначення	Числове значення
Гравітаційна стала	γ	$6,673 \cdot 10^{-11} \text{ м}^3/(\text{кг с}^2)$
Число Авогадро	N_A	$6,022 \cdot 10^{23} \text{ моль}^{-1}$
Універсальна газова стала	R	$8,315 \text{ Дж}/(\text{моль К})$
Молярний об'єм ідеального газу	V_m	$22,414 \cdot 10^{-3} \text{ м}^3$
Електрична стала	ϵ_0	$8,854 \cdot 10^{-12} \text{ Ф/м}$
Магнітна стала	μ_0	$4\pi \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м} = 12,566 \cdot 10^{-7} \text{ Гн/м}$
Стала Больцмана	k	$1,380 \cdot 10^{-23} \text{ Дж/К}$
Число Фарадея	F	$9,649 \cdot 10^4 \text{ Кл/моль}$
Стала закону Стефана–Больцмана	σ	$5,669 \cdot 10^{-8} \text{ Вт/м}^2 \text{ К}^4$
Стала закону зміщення Віна	b	$2,897 \cdot 10^{-3} \text{ м} \cdot \text{К}$
Стала Планка	h	$6,626 \cdot 10^{-34} \text{ Дж с}$
Питомий заряд електрона	e/m_e	$1,759 \cdot 10^{11} \text{ Кл/кг}$
Заряд електрона	e	$1,602 \cdot 10^{-19} \text{ Кл}$
Швидкість світла у вакуумі	c	$2,997 \cdot 10^8 \text{ м/с}$
Борівський радіус	a_0	$0,529 \cdot 10^{-10} \text{ м}$
Маса спокою електрона	m_e	$9,109 \cdot 10^{-31} \text{ кг} = 5,49 \cdot 10^{-4} \text{ а.о.м.}$
Маса спокою протона	m_p	$1,672 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00727 \text{ а.о.м.}$
Маса спокою нейтрона	m_n	$1,675 \cdot 10^{-27} \text{ кг} = 1,00866 \text{ а.о.м.}$
Стала Рідберга (для атома водню)	R	$1,097 \cdot 10^7 \text{ м}^{-1}$
Комптонівська довжина хвилі електрона	λ_c	$2,426 \cdot 10^{-12} \text{ м}$
Магнетон Бора	μ_B	$9,274 \cdot 10^{-24} \text{ А м}^2$
Енергія іонізації атома водню	W_i	$2,18 \cdot 10^{-18} \text{ Дж}$

Окремі перевідні множники

Довжина1 мікрон (мк)= 10^{-6} м1 нанометр (нм)= 10^{-9} мхв= $3,156 \cdot 10^7$ с1 ангстрем (Å)= 10^{-10} м1 ікс–одиниця (X) = 10^{-13} м1 фермі = 10^{-15} м1 світловий рік = $9,46 \cdot 10^{15}$ м

Дж

Час1 доба= $1,44 \cdot 10^3$ хв1 рік= $5,26 \cdot 10^5$ хв**Енергія**1 eV= $1,602 \cdot 10^{-19}$ Дж1 квт·год= $3,8 \cdot 10^6$ **Маса**

1 атомна одиниця маси

(а.о.м.)= $1,66035 \cdot 10^{-27}$ кг**Тиск**1 атм= $1,013 \cdot 10^5$ Н/м²=760 мм.рт.ст.1 Па=1Н/м²

Множники і префікси для утворення десяткових кратних одиниць та їх найменування

Множник	Префікс	Українське позначення префікса	Міжнародне позначення префікса
10^{18}	екста	Е	E
10^{15}	пера	П	P
10^{12}	тера	Т	T
10^9	гіга	Г	G
10^6	мега	М	M
10^3	кіло	к	k
10^2	гекто	г	h
10^1	дека	да	da
10^{-1}	деци	д	d
10^{-2}	санти	с	c
10^{-3}	мілі	м	m
10^{-6}	мікро	мк	μ
10^{-9}	нано	н	n
10^{-12}	піко	п	p
10^{-15}	фемто	ф	f
10^{-18}	атто	а	a

Найважливіші оптичні одиниці в системі СІ

Таблиця 1

<i>Найменування фізичної величини</i>	<i>Найменування одиниці</i>	<i>Позначення українське</i>	<i>Позначення міжнародне</i>
Енергія випромінювання	джоуль	<i>Дж</i>	<i>J</i>
Об'ємна густина енергії випромінювання	джоуль на кубічний метр	<i>Дж/м³</i>	<i>J/m³</i>
Потік випромінювання випромінюванопотужність	ват	<i>Вт</i>	<i>W</i>
Поверхнева густина потоку випромінювання	ват на квадратний метр	<i>Вт/м²</i>	<i>W/m²</i>
Енергетична світність (випромінюваність)	ват на квадратний метр	<i>Вт/м²</i>	<i>W/m²</i>
Енергетична освітленість (опромінюваність)	ват на квадратний метр	<i>Вт/м²</i>	<i>W/m²</i>
Енергетична експозиція (промениста експозиція)	джоуль на квадратний метр	<i>Дж/м²</i>	<i>J/m²</i>
Енергетична сила світла (сила випромінювання)	ват на стерадіан	<i>Вт/ср</i>	<i>W/sr</i>
Енергетична яскравість (променістість)	ват на стерадіан-квадратний метр	<i>Вт/(ср·м²)</i>	<i>W/(sr·m²)</i>
Спектральна густина енергетичної світності за довжиною хвилі	ват на метр в кубі	<i>Вт/м³</i>	<i>W/m³</i>
Спектральна густина енергетичної сили світла за довжиною хвилі	ват на метр-стерадіан	<i>Вт/(м·ср)</i>	<i>W/(m·sr)</i>
Спектральна густина енергетичної яскравості за довжиною хвилі	ват на стерадіан-метр в кубі	<i>Вт/(ср·м³)</i>	<i>W/(sr·m³)</i>
Лінійний показник поглинання	метр в мінус першому ступені	<i>м⁻¹</i>	<i>m⁻¹</i>

Сила світла	кандела	<i>кд</i>	<i>kd</i>
Світловий потік	люмен	<i>лм</i>	<i>lm</i>
Спектральна світлова ефективність (спектральний світловий еквівалент потоку випромінювання; видність випромінювання)	люмен на ват	<i>лм/Вт</i>	<i>lm/W</i>
Освітленість	люкс	<i>лк</i>	<i>lk</i>
Світність	люмен на квадратний метр	<i>лм/м²</i>	<i>lm/m²</i>
Яскравість	кандела на квадратний метр	<i>кд/м²</i>	<i>kd/m²</i>
Світлова експозиція	люкс–секунда	<i>лкс</i>	<i>lks</i>
Світлова віддача джерела	люмен на ват	<i>лм/Вт</i>	<i>lm/W</i>
Стала обертання площини поляризації	радіан на метр	<i>рад/м</i>	<i>rad/m</i>
Питома стала обертання площини поляризації	радіан–метр в квадраті на кг	<i>рад·м²/кг</i>	<i>rad·m²/kg</i>

Таблиця 2

Сила світла електричних ламп розжарювання

Потужність лампи, <i>Вт</i>	15	25	40	60	100	150	300	500	1000
Сила світла, <i>кд</i>	10	18	30	51	103	175	388	695	1530

Таблиця 3

Інтервали довжин хвиль, що відповідають даному кольору спектра

<i>Колір спектра</i>	<i>Інтервал довжин хвиль, нм</i>	<i>Колір спектра нм</i>	<i>Інтервал довжин хвиль, нм</i>
Фіолетовий	400–450	Жовтий	560–590
Синій	450–480	Оранжевий	590–620
Голубий	480–500	Червоний	620–760
Зелений	500–560		

Таблиця 4

Довжини хвиль яскравих ліній в спектрі випромінювання
ртутної лампи ПРК-4

<i>Забарвленість лінії</i>	<i>Відносна яскравість (візуальна оцінка)</i>	<i>Довжина хвилі, нм</i>
Жовта	10	579,07
Жовта	8	576,96
Зелена	10	546,07
Голуба	1	491,60
Синя	8	435,83
Фіолетова	1	407,78
Фіолетова	2	404,66

Таблиця 5

Ширина забороненої зони ΔE (енергія активації) деяких
власних напівпровідників

<i>Елемент</i>	Si	Ge	Se
Ширина забороненої зони ΔE , eV	1,12	0,67	1,8

Таблиця 6

Ширина забороненої зони ΔE (енергія активації) деяких
домішкових напівпровідників

<i>Домішка</i> <i>Елемент</i>	<i>Ширина забороненої зони ΔE, eV</i>				
	B	In	P	Al	As
Si	0,046	0,16	0,044	0,057	0,049
Ge	0,0104	0,0112	0,0120	0,0102	0,0127

Рекомендована література:

1. І. Є. Лопатинський , І. Р. Зачек, Г.А. Ільчук, Б.М. Романишин. Курс Фізики, фізика для інженерів, підручник. Львів: Афіша, 2005.-394с.
2. Загальний курс фізики: Навч. посібник для студ. вищих техн. і пед. закладів освіти. В 3 т./ За ред. І. М. Кучерука. – К. : Техніка, 1999.
3. Кучерук І. М., Горбачук І. Т, П. Загальний курс фізики у трьох томах : навч. посіб. Київ: Техніка, 2006. Т. 3 : Оптика. Квантова фізика. 518 с.
4. Воловик П. М. Фізика для університетів. Повний курс в одному томі. Київ. “Перун”, 2005. - 864 с.
5. Чолпан П. П. Фізика: Підручник. – К. : Вища шк., 2003.
6. Бушок Г. Ф. Курс фізики. Кн. 1. Фізичні основи механіки. Електрика і магнетизм / Г. Ф. Бушок, В. В. Левандовський, Г. Ф. Півень. – К. : Либідь, 2001.
7. Бушок Г. Ф. Курс фізики. Кн. 2. Оптика. Фізика атома і атомного ядра. Молекулярна фізика і термодинаміка / Г. Ф. Бушок, Є. Ф. Венгер. – К. : Либідь, 2001.
8. Сивухин Д. В. Общий курс физики: в 3 т. – Т. 3. Электричество / Д. В. Сивухин. – М. : Физматлит, 2004.
9. Міщенко Л. А. Основи вимірювань фізичних величин: Навчальний посібник. Київ. ДУІКТ. 2003. – 36 с.
10. Куліш В. В. Фізика для інженерних спеціальностей. Кредитно-модульна система: навч. посібник: – у 4 ч. Ч. 1. Механіка. Молекулярна фізика / В. В. Куліш, А. М. Соловійов, О. Я. Кузнєцова. – К. Книжкове вид-во НАУ, 2006.

11. Загальна фізика. Лабораторний практикум: Навчальний посібник./ В. М. Барановський, П. В. Бережний, І. Т. Горбачук. та ін.. За заг. ред.. І. Т. Горбачука. – К. Вища шк., 1992 – 509 с.
12. Навчальний фізичний експеримент (методичний практикум) / В. Ф. Савченко, М. П. Бойко, М. М. Дідович та інш.; під заг. ред. В.Ф. Савченка – Ніжин : Вид.-во НДУ ім. М. Гоголя, 2011. - 244 с.
17. Гаркуша І.П., Курінний В.П. Фізика. Навчальний посібник у 7 частинах. Ч. 5. - Хвильова оптика. [Текст]: - Д. НТУ «Дніпровська політехніка», 2020. - 58 с.
18. Фізичні основи електронної техніки: підручник / З.Ю. Готра, І.Є. Лопатинський, Б.А. Лук'янець та ін. Львів: Бескид Біт, 2004. – 880 с.

Навчальне видання

Нафєєв Ровїл Касимович
Морозова Світлана Володимирівна
Сїмченко Сергїй Володимирович

ФІЗИКА. ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ
Навчальний посїбник

Видавництво «Тропеа»

Підписано до друку ____ р.

Формат 60/84x16.

Замовлення №158/23.

Віддруковано згїдно з наданим оригїнал-макетом
ТОВ «Про формат».

Україна, 04080, м. Київ, вул. Кирилївська 86.

Свїдоцтво про внесення суб'єкта видавничої справи до
державного реєстру ДК № 5942 від 11 сїчня 2018р.

Тираж 200 прим.