



МІНІСТЕРСТВО ОСВІТИ І НАУКИ УКРАЇНИ
НАЦІОНАЛЬНИЙ ТЕХНІЧНИЙ УНІВЕРСИТЕТ УКРАЇНИ
«КИЇВСЬКИЙ ПОЛІТЕХНІЧНИЙ ІНСТИТУТ
імені ІГОРЯ СІКОРСЬКОГО»

ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА

Лабораторний практикум

Навчальний посібник

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою
програмою «Комп'ютерне моделювання фізичних процесів»
спеціальності 104 «Фізика та астрономія»*

Укладачі:

**С.О. Решетняк, Р.В. Захарченко, В.Н. Захарченко,
Ю.Б. Скірта**

Електронне мережне навчальне видання

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2022

Рецензент *Савченко Д.В.*, д-р. фіз.-мат. наук, доцент кафедри загальної фізики та моделювання фізичних процесів КПІ ім. Ігоря Сікорського.

Відповідальний редактор *Лінчевський І.В.*, доктор фізико-математичних наук, професор.

*Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
(протокол № 3 від 27.01.2022 р.)
за поданням Вченої ради фізико-математичного факультету
(протокол № 01 від 18.01.2022 р.)*

Електронне мережне навчальне видання

Укладачі:

Решетняк Сергій Олександрович, д-р. фіз.-мат. наук
Захарченко Роман Валерійович
Захарченко Валерій Никанорович, канд. фіз.-мат. наук
Скирта Юрій Борисович, канд. фіз.-мат. наук

ФІЗИКА ТВЕРДОГО ТІЛА Лабораторний практикум

Фізика твердого тіла. Лабораторний практикум. [Електронний ресурс]: навч. посіб. для здобувачів ступеня бакалавра за спеціальністю 104 «Фізика та астрономія» / С. О. Решетняк, Р. В. Захарченко, В. Н. Захарченко, Ю. Б. Скирта – Електронні текстові дані (1 файл: 5,3 Мбайт). – Київ: КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022. – 191 с.

Даний практикум охоплює ряд питань з методів вимірювання параметрів напівпровідникових матеріалів та структур на їх основі та вивчення магнітних явищ в феромагнітних речовинах. Навчальний посібник містить такі розділи, як фізичні властивості р-п переходу, температурна залежність електропровідності металів та напівпровідників, ефект Холла, фотопровідність напівпровідників, магнітоопір в феромагнітних плівках, доменна структура феромагнітної плівки та інші. Представлення матеріалу відповідає сучасному рівню університетського курсу фізики твердого тіла для спеціальності 104 «Фізика та астрономія». Зміст посібника відповідає діючим на сьогоднішній день навчальним програмам класичних та технічних університетів. Для студентів бакалаврського та магістерського рівнів інженерних та природничих спеціальностей закладів вищої освіти.

Реєстр. № НП 21/22-302. Обсяг 10,6 авт. арк.

Національний технічний університет України
«Київський політехнічний інститут імені Ігоря Сікорського»
проспект Перемоги, 37, м. Київ, 03056
<https://kpi.ua>

Свідоцтво про внесення до Державного реєстру видавців, виготовлювачів і розповсюджувачів видавничої продукції ДК № 5354 від 25.05.2017 р.

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2022

ЗМІСТ

ВСТУП.....	7
1. ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ P-N ПЕРЕХОДУ	10
1.1 Теоретичні відомості	10
1.1.1. Електронно-дірковий перехід. Явище інжекції та екстракції	10
1.1.2. Теорія випрямлення електронно-діркового переходу (випадок тонкого переходу) ..	21
1.1.3. Ємність електронно-діркового переходу	32
1.2. Лабораторна робота № 1. Вивчення властивостей p-n переходу	35
1.2.1. Порядок виконання роботи	35
1.2.2. Обробка результатів.....	37
1.2.3. Завдання.....	40
1.2.4. Контрольні запитання	40
2. ФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧОРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ	41
2.1. Теоретичні відомості	41
2.1.1. Основні характеристики теплового випромінювання.....	41
2.1.2. Закони теплового випромінювання	44
2.2. Лабораторна робота № 2. Вивчення характеристик чорного випромінювання.....	48
2.2.1. Обладнання та принцип роботи установки.....	48
2.2.2. Заходи безпеки при роботі з установкою.....	50
2.2.3. Порядок виконання роботи	51
2.2.4. Обробка результатів.....	53
2.2.5. Завдання.....	54
2.2.6. Контрольні запитання	56
3. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ МЕТАЛІВ ТА НАПІВПРОВІДНИКІВ	56
3.1. Теоретичні відомості	56
3.1.1. Основні характеристики та фізична природа провідності	56
3.1.2. Температурна залежність питомого опору металів	60
3.1.3. Температурна залежність питомого опору напівпровідників	62
3.1.4. Обробка результатів.....	65
3.2. Лабораторна робота № 3. Вивчення температурної залежності електропровідності металів та напівпровідників	66
3.2.1. Порядок виконання роботи	66
3.2.2. Завдання.....	67
3.2.3. Контрольні запитання	70

4.	ЕФЕКТ ХОЛЛА	70
4.1.	Теоретичні відомості	70
4.1.1	Фізична природа та характеристики ефекту Холла	70
4.1.2	Вимірювання е.р.с. Холла	78
4.2.	Лабораторна робота № 4. Вивчення ефекту Холла	84
4.2.1	Описання експериментальної установки	84
4.2.2	Порядок виконання роботи	85
4.2.3	Контрольні запитання	89
5.	МАГНІТООПІР В ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВКАХ	91
5.1.	Теоретичні відомості	91
5.1.1	Магнітоелектроніка та ефект магнітоопору	91
5.1.2	Електропровідність в феромагнетиках	92
5.1.3	Вивчення гігантського магнітоопору	97
5.1.4	Пояснення гігантського магнітоопору на основі зонної теорії	101
5.1.5	Колосальний магнітоопір та причини його виникнення	102
5.2.	Лабораторна робота № 5. Дослідження магнітоопору в феромагнітних плівках (CoAg) ..	104
5.2.1	Порядок виконання роботи	105
5.2.2	Обробка результатів	105
5.2.3	Завдання	105
5.2.4	Контрольні запитання	106
6.	ФОТОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ	107
6.1.	Теоретичні відомості	107
6.1.1	Напівпровідниковий фотодіод	107
6.1.2	Електричні та світлові параметри фотодіодів	111
6.2.	Лабораторна робота № 6. Вивчення фотопровідності напівпровідників	116
6.2.1	Порядок виконання роботи	117
6.2.2	Обробка результатів	118
6.2.3	Завдання	118
6.2.4	Контрольні запитання	121
7.	ДОМЕННА СТРУКТУРА ФЕРОМАГНІТНОЇ ПЛІВКИ	121
7.1.	Теоретичні відомості	121
7.1.1	Магнітна сприйнятливність	121
7.1.2	Енергія феромагнетика	122
7.1.3	Доменна структура феромагнетика	133
7.1.4	Розрахунок доменної структури феромагнетика	134
7.1.5	Циліндричні магнітні домени	138

7.2. Лабораторна робота № 7. Вивчення впливу зовнішнього магнітного поля на доменну структуру феромагнітної плівки	142
7.2.1 Схеми приладу	143
7.2.2 Порядок виконання роботи	143
7.2.3 Обробка результатів.....	152
7.2.4 Контрольні запитання	153
8. МУЛЬТИМЕДІЙНИЙ ОСЦИЛОГРАФ IRIS.....	153
8.1. Теоретичні відомості	153
8.1.1 Опис мультимедійного осцилографа IRIS.....	153
8.1.2 Технічні характеристики.....	156
8.1.3 Робота з програмою	157
8.2. Лабораторна робота № 8. Дослідження вільних загасаючих коливань у контурі з допомогою USB осцилографа IRIS.....	162
8.2.1 Теоретичні відомості	162
8.2.2 Опис експериментальної установки	171
8.2.3 Порядок виконання роботи	173
8.2.4 Обробка результатів вимірювань	176
8.2.5 Контрольні запитання	177
9. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ НАПІВПРОВІДНИКА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ЙОГО ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ.....	178
9.1. Теоретичні відомості	178
9.1.1 Електропровідність металів	178
9.1.2 Електропровідність напівпровідників.....	180
9.2. Лабораторна робота № 9. Дослідження температурної залежності електричного опору напівпровідника та визначення його забороненої зони.....	183
9.2.1 Опис установки та експерименту	184
9.2.2 Порядок виконання роботи	186
9.2.3 Обробка результатів вимірювань	187
9.2.4 Контрольні запитання	188
Цитована література.....	188
Рекомендована література	189
1. ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ P-N ПЕРЕХОДУ 6	190
2. ФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧОРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ 37	190
3. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ МЕТАЛІВ ТА НАПІВПРОВІДНИКІВ 52	190
4. ЕФЕКТ ХОЛЛА 66	190
5. МАГНІТООПІР В ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВКАХ 88	190
6. ФОТОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ 104.....	190

7. ДОМЕННА СТРУКТУРА ФЕРОМАГНІТНОЇ ПЛІВКИ 118	190
8. МУЛЬТИМЕДІЙНИЙ ОСЦИЛОГРАФ IRIS 150.....	190
9. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ НАПІВПРОВІДНИКА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ЙОГО ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ. 175.....	190

ВСТУП

Дисципліна «Фізика твердого тіла» належить до циклу дисциплін «Теоретична фізика» та присвячена вивченню основ фізики твердого тіла. Вона базується на курсах «Механіка», «Молекулярна фізика», «Електрика та магнетизм», «Теоретична механіка», «Квантова механіка», «Електродинаміка», «Статистична фізика», «Математичний аналіз» та ін. Знання, отримані студентами з курсу фізики твердого тіла, використовуються в курсі «Магнетизм» та інших курсах. Метою вивчення курсу є ознайомлення студентів з загальними положеннями фізики кристалічних структур, основами кристалографії, квантовою теорією твердого тіла а також властивостями електронної підсистеми.

Головна задача курсу «Фізика твердого тіла» - довести до студентів основні принципи і закони даного розділу фізики та їх математичний вигляд, ознайомити їх з основними фізичними явищами, методами їх спостереження і експериментального дослідження; навчити правильно відтворювати фізичні ідеї, кількісно формулювати і вирішувати фізичні задачі, оцінювати порядок фізичних величин; дати студентам ясне уявлення про межі застосування фізичних моделей і теорії.

Однією з основних задач даного курсу є формування у студентів відповідних навичок експериментальної роботи та ознайомлення студентів з головними методами точного вимірювання фізичних величин, основними методами обробки результатів експерименту і фізичними приладами.

Саме для реалізації цих задач авторський колектив і створив навчальний посібник «Фізика твердого тіла. Лабораторний практикум». Дане навчальне видання базується на навчально-методичному матеріалі, викладеному в літературних джерелах [1-5].

В процесі проведення фізичного практикуму в першу чергу необхідно навчити студента творчо підходити до дослідницької діяльності, правильно вибирати методику експерименту та вимірювальні прилади. Студент повинен

навчитися розуміти та застосовувати теорію до явища, що вивчається. Саме тому в кожній з дев'яти складових посібника наведено докладні теоретичні відомості по даному фізичному явищу. Цей матеріал є *обов'язковим* для вивчення і ступінь підготовки студента перед початком роботи перевіряє викладач. Студент повинен вільно орієнтуватись у викладеному матеріалі (обов'язково давати правильні відповіді на контрольні запитання). Необхідними умовами успішного проведення досліду є свідоме виконання експерименту студентом, уважність та зосередженість студента на процесі вимірювань, його дбайливе ставлення до приладів тощо. Студент заздалегідь повинен ознайомитись з установкою, на якій йому належить виконувати лабораторну роботу. Всі формули посібника виведені в Міжнародній системі одиниць (СІ). Студентам рекомендується всі розрахунки проводити також в системі (СІ). При підготовці складається протокол звіту, на якому зазначаються: прізвище, факультет та номер групи виконавця, дата виконання та назва лабораторної роботи.

В протоколі можна записати основні теоретичні відомості та формули, зобразити принципову схему установки. На підставі загальних закономірностей для кожної шуканої величини виводиться *розрахункова формула* – рівняння, в лівій частині якого стоїть лише шукана величина, а в правій – тільки виміряні та табличні величини. По орієнтовним значенням вимірюваних величин визначають максимальну похибку методу та необхідну кількість вимірів кожної величини. В протоколі звіту також креслять таблицю вимірюваних величин.

Перед роботою студент повинен отримати *допуск* до роботи. Для цього необхідно відповісти на декілька питань по теорії та по лабораторній установці. Тільки отримавши знак допуску на бланку протоколу, студент може приступати до виконання роботи.

Зібравши схему установки, відрегулювавши її та показавши викладачу, починають вимірювання, заносючи результати до таблиці протоколу. Не

допускається виправлення вже написаних цифр. Якщо результат записаний неправильно або не задовольняє експериментатора, виміри слід повторити та записати в нову таблицю того ж протоколу.

Виконавши всі необхідні виміри та записавши в протокол дані установки, роблять контрольні розрахунки, тобто підраховують одну чи декілька шуканих величин.

Протокол з результатами контрольного розрахунку показується викладачу (дається на підпис).

1. ФІЗИЧНІ ВЛАСТИВОСТІ P-N ПЕРЕХОДУ

1.1 Теоретичні відомості

1.1.1. Електронно-дірковий перехід. Явище інжекції та екстракції

Досить важливим з практичної точки зору є контакт між двома напівпровідниками з різним типом електричної провідності (електронним та дірковим типами), утворений в одному монокристалі. Такий контакт або така перехідна область між частинами монокристала з дірковою (p) та

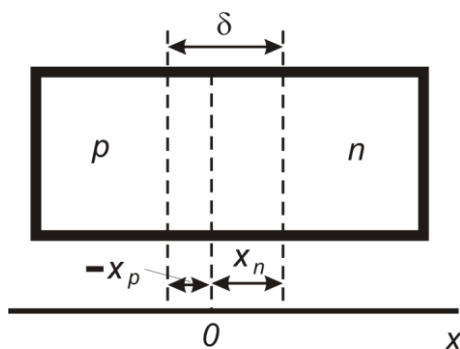


Рис.1 Схема електронно - діркового переходу

електронною (n) електропровідностями і є *електронно-дірковим* переходом (p - n або n - p). Схематично p - n перехід зображено на рис.1

Позначимо концентрації дірок в дірковій області (тобто концентрації основних носіїв заряду) та електронів в електронній області як p_p та n_n відповідно, а під p_n та n_p будемо розуміти відповідно рівноважні концентрації дірок в електронній області та електронів в дірковій області (тобто концентрації неосновних носіїв заряду); через N_a позначимо концентрації акцепторів, а через N_d – донорів, а через δ – товщину p - n переходу. У випадку однакої концентрації донорів в електронній області та акцепторів в дірковій області перехід називають *симетричним*. Якщо ж концентрації різні, то перехід називають *несиметричним*. Якщо концентрація, наприклад, акцепторів значно (більше ніж на порядок) перевищує концентрацію донорів, то такий перехід позначають як $p^+ - n$. В залежності від закону розподілу домішок на границі діркової та електронної областей, переходи поділяють на *різкі* та *плавні*.

Розглянемо електронні процеси, що відбуваються в переході при встановленні теплової рівноваги. Вважатимемо, що перехід різкий та асиметричний. Розподіл домішок зображено на рис.2 а) та на рис.3 а). Робота

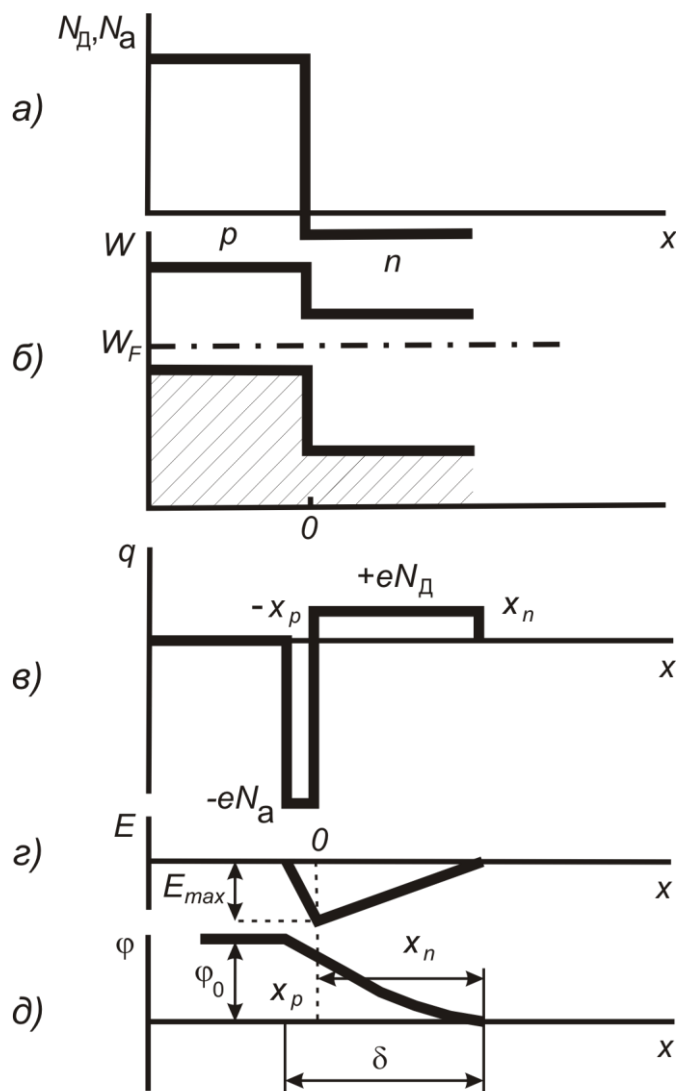


Рис.2 Різкий електронно-дірковий перехід в рівновазі:

а) - розподіл домішок; б) - енергетична структура переходу;
в) - розподіл просторового заряду; г) - розподіл поля E ;
д) - хід потенціалу

виходу електронів з електронної частини менше роботи виходу електронів з діркової частини. Внаслідок цього з утворенням контакту між p - та n -областями починається дифузійний перехід електронів з n -області в p -область і дифузійний перехід дірок з p -області в n -область. При цьому в p -області у границі переходу залишаються некомпенсованими іонізовані акцептори та нерівноважні електрони; p -область у границі заряджається негативно. В n -області у границі переходу залишаються некомпенсованими іонізовані донори та нерівноважні дірки; n -область у границі заряджається позитивно.

Електричне поле, що

з'являється між p - та n -областями, має напрямок від p - до n -області і перешкоджає дифузійному переходу основних носіїв, а також призводить до появи дрейфового струму неосновних носіїв (тобто електронів з p -області в n -область і дірок з n -області в p -область). Тож з плином часу між p - та n -областями встановлюється динамічна рівновага, якій відповідає певний скачок потенціалу $\varphi_0 = eU_0$, де U_0 – контактна різниця потенціалів. Рівень хімічного потенціалу p - та n -областей при рівновазі вирівнюється.

Дифузійні струми основних носіїв та дрейфові струми неосновних носіїв не припиняються. Як видно з кривих розподілу електронів та дірок по

енергіям, є кінцева кількість основних носіїв, енергія яких перевищує висоту контактного скачка потенціалу ϕ_0 ; саме вони і забезпечують дифузійні струми електронів J_{nD} та дірок J_{pD} (під J ми розуміємо густини струмів, але для спрощення називаємо їх інколи струмами). Неосновні носії, що виникають поблизу переходу в результаті теплового збудження пар електрон-дірка, зтягуються контактним полем та обумовлюють дрейфовий струм електронів J_{nE} та дірок J_{pE} (рис.3 б)).

Таким чином, через перехід протікає чотири струми: два дифузійних та два дрейфових. В стані рівноваги загальний струм через перехід дорівнює нулю:

$$J_{nE} + J_{pE} + J_{nD} + J_{pD} = 0 \quad (1)$$

В стані рівноваги в p - та n -областях повинна виконуватись умова електричної нейтральності. Для n -області вона буде

$$n_n = N_d + p_n; \quad (2)$$

для p -області –

$$p_p = N_a + n_p. \quad (3)$$

При цьому передбачається, що у першому випадку відсутні акцептори, а другому випадку – донори. Визначимо тепер величину контактного скачка ϕ_0 . Але спочатку нагадаємо, що поведінка носіїв заряду в статистичній фізиці описується за допомогою функції розподілу $f(W)$:

$$f(W) = \frac{n(W)dW}{N(W)dW}, \quad (4)$$

де $n(W)dW$ – кількість частинок, що мають енергію в інтервалі від W до $W+dW$; а $N(W)dW$ – число станів, що припадає на той самий інтервал енергії.

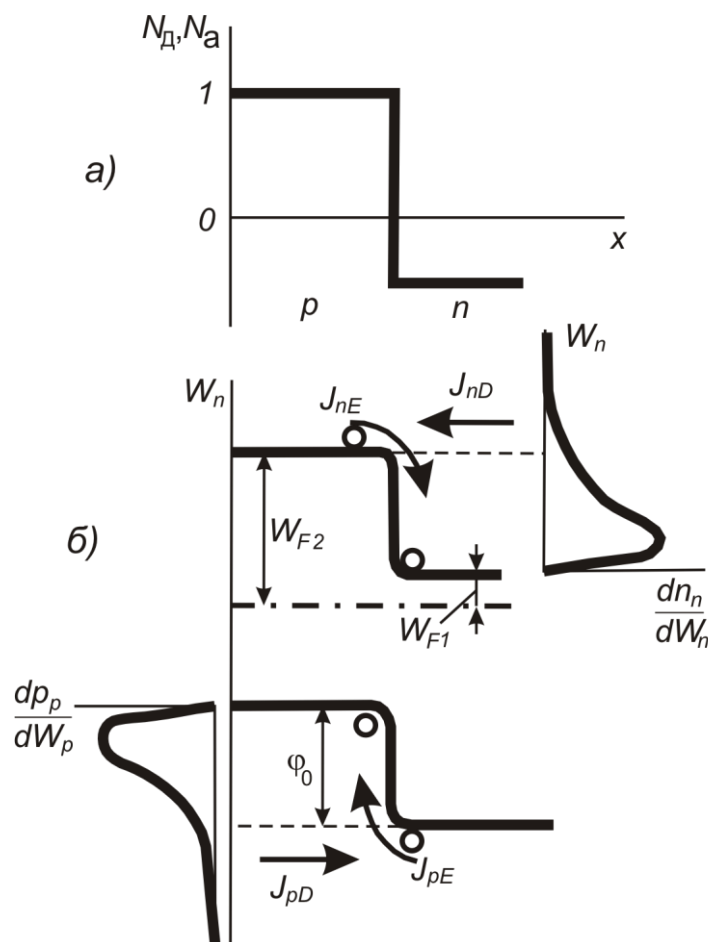


Рис.3 Схема електронних процесів в р-п переході при рівновазі:

а) - розподіл домішок; б) - електронні та діркові струми

вільну енергію, розраховану на одну частинку, при даній температурі та даних значеннях зовнішніх параметрів:

$$W_F = \frac{F}{N} = \frac{W - TS}{N},$$

де S – ентропія, а N – число частинок. Імовірність заповнення стану, енергія якого відповідає W_F , дорівнює $\frac{1}{2}$. З (5) слідує, що при $T = 0$ при всіх $W < W_F$ функція розподілу $f(W) = 1$, а при $W > W_F$ $f(W) = 0$, тобто при абсолютному нулі всі стани нижче рівня Фермі зайняті, а вище рівня вільні. При $T > 0$ функція розподілу плавно переходить від значення $f = 1$ до значення $f = 0$, причому інтервал значень енергій, в якому проходить ця зміна, порядку $2kT$. У цьому випадку при $W < W_F$ $\frac{1}{2} < f < 1$, при

Таким чином, функція розподілу вказує, яка частина станів, що припадає на даний енергетичний інтервал, зайнята електронами, або, інакше кажучи, імовірність того, що стан з енергією W зайнято електроном. У загальному випадку для електронів функція розподілу має вигляд

$$f = \frac{1}{1 + \exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right)}, \quad (5)$$

де W_F – хімічний потенціал,

або рівень Фермі. Хімічний потенціал представляє собою

$W > W_F$ $0 < f < \frac{1}{2}$. Це означає, що частина електронів переходить з нижньої половини валентної зони у верхню. Оскільки kT при кімнатній температурі є малою величиною у порівнянні з W_F , яка відраховується від дна зони провідності вниз, то в середньому енергія всіх вільних електронів майже не залежить від температури. Стан електронів при якому їх енергія не залежить від температури і який описується функцією Фермі, називається *виродженням*.

В напівпровідниках загальна кількість станів в зоні провідності складає приблизно 10^{28} в 1 м^3 . А число вільних електронів в напівпровідниках зазвичай змінюється в межах $10^{18} \div 10^{24} \text{ м}^{-3}$, тому доля зайнятих станів нехтовно мала і згідно з (4) $f \ll 1$. Враховуючи вираз (5), маємо

$$\exp\left(\frac{W - W_F}{kT}\right) \gg 1 \quad \text{або} \quad \frac{W - W_F}{kT} \gg 0.$$

Якщо енергію, як зазвичай прийнято, відраховувати від дна зони провідності, то рівень Фермі проходить нижче дна зони провідності. В цьому випадку у виразі для f можна знехтувати одиницею та f буде мати вигляд

$$f = \exp\left(\frac{W_F - W}{kT}\right). \quad (6)$$

Функція розподілу Фермі перетворюється у функцію розподілу Максвелла-Больцмана. Такий стан електронного газу, в якому $f \ll 1$ і який описується функцією розподілу типу (6), називають *невиродженням*. Для того, щоб знайти число вільних електронів (дірок), необхідно домножити число станів в інтервалі від W до $W+dW$ у відповідній зоні на функцію розподілу (6), а потім просумувати по усім станам в зоні. Розрахунок показує, що концентрація електронів в зоні провідності та дірок у валентній зоні, відповідно, дорівнюють:

$$n_0 = \frac{2(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{W_F}{kT}\right), \quad (7)$$

звідки

$$W_F = kT \ln \frac{nh^3}{2(2\pi m_n^* kT)^{3/2}}, \quad (8)$$

i

$$p_0 = \frac{2(2\pi m_p^* kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(\frac{-W_F - \Delta W_0}{kT}\right), \quad (9)$$

де m_n^*, m_p^* - ефективні маси електронів та дірок відповідно; ΔW_0 - ширина забороненої зони. Рівноважна електропровідність може бути записана у звичайній формі

$$\sigma = e(\mu_n n_0 + \mu_p p_0). \quad (10)$$

З (7) та (9) видно, що, знаючи рівень Фермі, можна визначити концентрацію електронів та дірок. Рівень Фермі визначає концентрацію носіїв заряду і на домішкових центрах. Найчастіше рівень Фермі визначають з умови нейтральності. Так, в області власної електропровідності умова нейтральності буде $n_0 = p_0$. Звідки, враховуючи (7) та (9), маємо

$$W_F = -\frac{\Delta W}{2} + \frac{3}{4} kT \ln\left(\frac{m_p^*}{m_n^*}\right). \quad (11)$$

Підставляючи (11) в (7), знайдемо власну концентрацію електронів та дірок:

$$n_i = p_i = \frac{2(2\pi \sqrt{m_p^* m_n^*} kT)^{3/2}}{h^3} \exp\left(-\frac{\Delta W_0}{2kT}\right), \quad (12)$$

звідки видно, що

$$n_0 = p_0 = n_i^2, \quad (13)$$

де n_0, p_0 - загальна кількість, відповідно, електронів та дірок, існуючих в даному домішковому напівпровіднику; n_i - власна концентрація, що визначається як концентрація, якою володів би напівпровідник при даній температурі, якщо б він не мав ніяких домішок.

Але повернемося до визначення величини контактної скачки потенціалу ϕ_0 . Згідно з формулами (7), (9), (12) та рис.3 б) концентрації основних носіїв можна представити у наступному вигляді:

$$\begin{aligned} n_n &= v_n \exp\left(\frac{W_{F1}}{kT}\right); \\ p_p &= v_p \exp\left(-\frac{\Delta W + W_{F2}}{kT}\right); \\ n_i p_i &= n_i^2 = v_n v_p \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right). \end{aligned}$$

Логарифмуючи ці вирази та розв'язуючи відносно W_{F1}, W_{F2} та ΔW , отримуємо

$$\begin{aligned} W_{F1} &= kT \ln \frac{n_n}{v_n}; \\ -W_{F2} &= kT \ln \frac{p_p}{v_p} + \Delta W; \\ \Delta W &= kT \ln \frac{v_p v_n}{n_i^2}. \end{aligned}$$

Додаючи перші два вирази почленно і підставляючи значення ΔW із третього рівняння, знаходимо

$$\phi_0 = W_{F1} - W_{F2} = kT \ln \frac{p_p n_n}{n_i^2}. \quad (14)$$

Так, наприклад, для германію з концентрацією основних носіїв $p_p \approx 10^{23} \text{ м}^{-3}$, $n_n \approx 10^{21} \text{ м}^{-3}$, $n_i \approx 2,5 \cdot 10^{19} \text{ м}^{-3}$, по (14) висота скачки потенціалу на границі складе $\phi_0 \approx 0,31 \text{ еВ}$.

Контактне поле, що визначається (14), призводить до збіднення області переходу товщини δ основними носіями n_n та p_p . В ній створюється просторовий заряд іонізованих акцепторів та донорів. Як наслідок, область переходу буде володіти підвищеним, у порівнянні з прилеглими до неї ділянками електронного та діркового напівпровідників, опором. Хід

потенціалу, розподіл просторового заряду та загальну товщину переходу можна визначити з розв'язку рівняння Пуассона (див. рис.2, в), г), д)).

Запишемо рівняння Пуассона:

$$\left. \begin{array}{l} \text{для } x > 0 \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = \frac{N_D e^2}{\varepsilon \varepsilon_0}; \\ \text{для } x < 0 \quad \frac{d^2\varphi}{dx^2} = -\frac{N_A e^2}{\varepsilon \varepsilon_0}, \end{array} \right\} \quad (15)$$

де ε_0 - електрична стала вакууму; ε - діелектрична проникність. Граничні умови задачі:

$$\left. \begin{array}{l} \text{при } x = x_n \quad \varphi = 0, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0; \\ \text{при } x = -x_p \quad \varphi = \varphi_0, \quad \frac{d\varphi}{dx} = 0. \end{array} \right\} \quad (16)$$

Розв'язки (15) при граничних умовах (16) мають вигляд:

в прошарку $-x_p < x < 0$

$$\varphi = \varphi_0 - \frac{N_A e^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} (x_p + x)^2;$$

в прошарку $0 < x < x_n$

$$\varphi = \frac{N_D e^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} (x_n - x)^2.$$

В точці $x = 0$ обидва розв'язки повинні давати одне й те саме значення φ та $\frac{d\varphi}{dx}$. Прирівнюючи $\left(\frac{d\varphi}{dx}\right)_{x=0}$ для обох розв'язків, знаходимо

$$\frac{x_n}{x_p} = \frac{N_A}{N_D}. \quad (17)$$

Прирівнюючи φ при $x = 0$ та враховуючи, що $x_n + x_p = \delta$, де δ - товщина шару просторового заряду, знаходимо

$$\varphi_0 - \frac{e^2 N_A x_p^2}{2\varepsilon \varepsilon_0} = \frac{e^2 N_D x_n^2}{2\varepsilon \varepsilon_0}$$

або, враховуючи (14),

$$\varphi_0 = \frac{e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} (N_a x_p^2 + N_D x_n^2) = \frac{e^2}{2\varepsilon\varepsilon_0} \frac{N_D N_a}{N_D + N_a} \delta^2;$$

звідки

$$\delta = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2} \frac{N_D + N_a}{N_D N_a} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

У випадку $N_a \gg N_D$ рівність (18) спрощується:

$$\delta = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2 N_D} \right)^{1/2}. \quad (19)$$

Для германію при $\varphi_0 = 0,31$ eВ; $\varepsilon = 16,5$; $n_n = 10^{21} \text{ м}^{-3}$; $p_p = 10^{23} \text{ м}^{-3}$ з (17) та (18) знаходимо $x_n = 7,7 \cdot 10^{-7} \text{ м}$, $x_p = 8 \cdot 10^{-9} \text{ м}$.

Всі наведені міркування стосувались випадку термодинамічної рівноваги. З появою зовнішньої сталої напруги U рівновага порушується. Вважаючи товщину n – та p –областей не досить великою, можна вважати, що все падіння напруги відбувається на $p - n$ переході. Під'єднуючи позитивний полюс джерела напруги до p –області, а негативний до n –області (перехід при цьому зміщується в прямому напрямі), зменшуємо висоту потенціального бар'єру між дірковою та електронною областями на величину (рис.4, а)). Висота бар'єру тепер буде дорівнювати

$$\varphi = \varphi_0 - eU. \quad (20)$$

Одночасно із зниженням бар'єру, як це впливає з (19) та (20), бар'єр стане тонше, а саме

$$\delta = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\varphi_0 - eU)}{e^2 N_D} \right]^{1/2} \quad (21)$$

Завдяки зниженню бар'єру з p – області в n – область увійде додаткова кількість дірок (і, так само, з n – області в p – область додаткова кількість електронів).

Введення носіїв заряду через електронно-дірковий перехід або контакт метал-напівпровідник, потенціальний бар'єр яких понижений, наприклад, дією зовнішньої напруги, в область напівпровідника, де ці носії заряду є неосновними, називають *інжекцією*.

Якщо змінити полярність прикладеної напруги, потенціальний бар'єр збільшиться (рис.4, б)) і область просторового заряду зросте:

$$\varphi = \varphi_0 + eU \quad (22)$$

та

$$\delta = \left[\frac{2\varepsilon_0\varepsilon(\varphi_0 + eU)}{e^2 N_D} \right]^{1/2}. \quad (23)$$

При зворотному зміщенні може мати місце виведення носіїв заряду із області напівпровідника, де вони є неосновними, через електронно-дірковий перехід або контакт метал-напівпровідник прискорюючим електричним полем, створеним дією зовнішньої напруги. Таке явище називають *екстракцією*. На перший погляд вираз (20) справедливий лише до тих пір, поки $eU < \varphi_0$. При $\varphi_0 = eU$ повинен зникнути бар'єр, і як наслідок, і запірний шар, тобто область просторового заряду. Але в дійсності таке положення *неможливе*. І насправді, якщо позначимо омичний опір діркової та електронної областей напівпровідника та контактів через r , то падіння напруги на $p - n$ переході U_{p-n} буде виражатись співвідношенням

$$U_{p-n} = U - Ir,$$

де I – струм, що тече через перехід. Цей струм (покажемо це нижче) зростає експоненціально з ростом прикладеної напруги. Тому роль Ir , тобто падіння напруги на опорі, в наведеному виразі зростає. Внаслідок такого

перерозподілу напруги на переході буде спадати лише частина прикладеної напруги, рівна U_{p-n} .

Розглянута ідеалізована модель різкого несиметричного $p-n$ переходу досить добре описує реальні сплавні переходи в германії. На практиці окрім сплавних також широко використовують переходи, отримані дифузійними методами. Складність аналізу таких переходів визначається законом розподілу домішок. Так, при лінійному розподілі домішок, коли $q(x) = eAx$, де $A = \frac{N(x)}{x}$ відповідає градієнту концентрації домішки, вважаючи, як і раніше, що в області просторового заряду відсутні рухомі носії, висоту бар'єру можна, як і раніше, розрахувати за формулою (14). Позначивши градієнти концентрації акцепторів через A_a та донорів через A_d і розв'язуючи рівняння Пуассона, знайдемо напруженість поля в області просторового заряду, що заповнена іонізованими акцепторами ($-x_p \leq x \leq 0$):

$$E_p = \frac{eA_a}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x_p^2 - x^2),$$

і в області просторового заряду, що заповнена іонізованими донорами ($0 \leq x \leq x_n$):

$$E_n = \frac{eA_d}{2\varepsilon\varepsilon_0}(x_n^2 + x^2),$$

та відповідні потенціали:

$$\varphi_p = eU_p(x) = \varphi_0 - \frac{e^2 A_a}{6\varepsilon_0\varepsilon}(2x_n^3 - x^3 + 3x_p^2 x);$$

$$\varphi_n = eU_n(x) = \frac{e^2 A_d}{6\varepsilon_0\varepsilon}(2x_n^3 + x^3 - 3x_n^2 x).$$

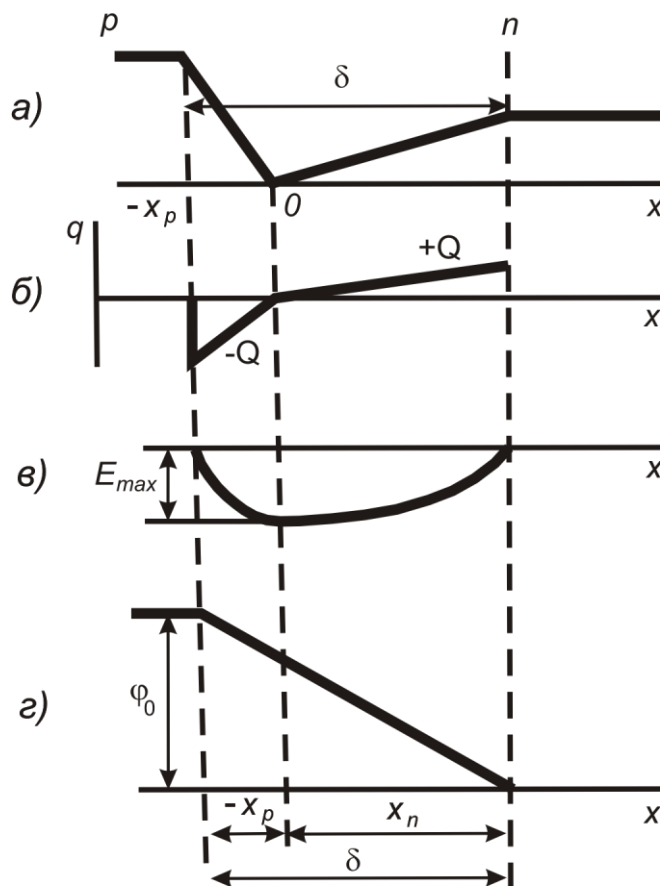


Рис.5 Плавний електронно-дірковий перехід при рівновазі:

а) - розподіл домішок; б) - розподіл густини просторового заряду;
в) - розподіл електричного поля; г) - розподіл потенціалу

Прирівнюючи $E_p(0) = E_n(0)$,
знаходимо

$$\frac{x_p}{x_n} = \sqrt{\frac{A_D}{A_a}}. \quad (17a)$$

Якщо градієнти концентрацій донорів та акцепторів однакові, перехід буде симетричним, оскільки $x_p = x_n$.

Інакше більша частина переходу зосереджується в області з меншим градієнтом концентрації.

Прирівнюючи $U_p(0) = U_n(0)$, та

враховуючи, що $\delta = x_n + x_p$, та

приймаючи до уваги (14),

отримуємо для випадку несиметричного переходу

$$\delta = \left(\frac{3\epsilon\epsilon_0\phi_0}{e^2 A_D} \right)^{1/3}. \quad (19a)$$

Розподіл домішок, густини просторового заряду, електричного поля та потенціалу в плавному $p-n$ переході зображено на рис. 5.

1.1.2 Теорія випрямлення електронно-діркового переходу (випадок тонкого переходу)

З появою зовнішньої напруги на $p-n$ переході рівновага між дифузійними та дрейфовими струмами порушується. Через перехід тече струм, значення якого залежить як і від напрямку, так і від величини прикладеної напруги. ВАХ $p-n$ переходу має нелінійний характер.

Розглянемо ідеалізовану модель тонкого $p-n$ переходу ($\delta \ll \frac{\varphi_0}{kT}l$). Однорідні області монокристалу (тобто p – область та n – область) будемо вважати настільки протяжними, що інжектовані в них носії при протіканні струму повністю рекомбінують, і через контакти з металом (контакти, звісно, передбачаються низькоомними та лінійними) тече струм основних носіїв. Позначимо густину струму в $p-n$ переході через J , а густини діркової та електронної компонент як J_p та J_n відповідно. Тоді з врахуванням вище сказаного в перерізі ($-x_p$) струм переноситься практично тільки дірками, тобто $J = J_p$. По мірі наближення до контакту з електронною областю дірковий струм спадає до нуля, а електронний струм зростає, так що постійно виконується умова $J = J_p + J_n$. Відношення $\gamma = \frac{J_p}{J_p + J_n}$ будемо називати коефіцієнтом інжекції. Також будемо вважати перехід настільки тонким, що в його межах рекомбінацією можна знехтувати. Тому проліт носіїв через перехід відповідає так званій діодній теорії. Рух носіїв вважатимемо одномірним вздовж осі x . Також будемо рахувати, що прикладена напруга досить мала у порівнянні з $\frac{kT}{e}$. Тому прикладення зовнішньої напруги лише трошки змінює концентрацію носіїв заряду (малий рівень інжекції). Усю зовнішню напругу вважаємо падаючою на переході. При тепловій рівновазі дифузійні та дрейфові потоки носіїв заряду повністю компенсують один одного. З прикладенням напруги ця рівновага порушується. Справа наліво через бар'єр висотою $\varphi_0 - eU$ проходять всі електрони, що приймають участь в дифузійному струмі і володіють енергією $W_n = \varphi_0 - eU$. Потік електронів I_{1n} можна розглядати як потік термоелектронів, що описується формулою Дешмена, яку в нашому випадку можна записати у вигляді

$$I_{1n} = \frac{4\pi m (kT)^2}{h^3} \exp\left(-\frac{\varphi_0 - eU + W_F}{kT}\right);$$

потім перетворимо її до вигляду:

$$I_{1n} = \frac{1}{4} \left(\frac{8kT}{\pi m} \right)^{1/2} 2 \left(\frac{2\pi m kT}{h^3} \right)^{3/2} \exp\left(\frac{W_F}{kT}\right) \exp\left(-\frac{\varphi_0 - eU}{kT}\right) = \frac{1}{4} \bar{v} n_n \exp\left(-\frac{\varphi_0 - eU}{kT}\right).$$

Електрони, які приймають участь в дрейфовому струмі, що тече з p – області в n – область, не долають енергетичного бар'єру і їх потік рівний

$$I_{2n} = \frac{1}{4} n' \bar{v}. \text{ Тут } n' \text{ – концентрація електронів в } p \text{ – області на границі } p - n$$

переходу, тобто $n' = n(-x_p)$, а $\bar{v}$ – середня швидкість теплового руху електрона. Так само виражаємо потік дірок:

$$I_{2p} = p_p \bar{v} \exp\left(-\frac{\varphi_0 - eU}{kT}\right); \quad I_{1p} = \frac{1}{4} p' \bar{v}, \text{ де } p' = p(x_n).$$

В стані теплової рівноваги

$$\left. \begin{aligned} n' &= n_p = n_n \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right); \\ p' &= p_n = p_p \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right). \end{aligned} \right\} \quad (24)$$

Результуючі потоки електронів та дірок:

$$I_n = I_{1n} - I_{2n} = \frac{1}{4} \bar{v} \left[n_n \exp\left(-\frac{\varphi_0 - eU}{kT}\right) - n(-x_p) \right] = \frac{1}{4} \bar{v} \left[n_p \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - n(-x_p) \right];$$

$$I_p = I_{2p} - I_{1p} = \frac{1}{4} \bar{v} \left[p_p \exp\left(-\frac{\varphi_0 - eU}{kT}\right) - p(x_n) \right] = \frac{1}{4} \bar{v} \left[p_n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - p(x_n) \right].$$

Кожна з величин складових потоку значно більше результуючого, тобто

$$I_{2p} \gg I_p; \quad I_{1p} \gg I_p; \quad I_{1n} \gg I_n; \quad I_{2n} \gg I_n.$$

Звідси концентрацію носіїв заряду поблизу границі можна виразити у вигляді

$$n(-x_p) = n_p \exp\left(\frac{eU}{kT}\right); \quad (25)$$

$$p(x_n) = p_n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (26)$$

Таким чином, в результаті інжекції концентрація основних носіїв заряду поблизу $p - n$ переходу зростає, що в свою чергу викликає притік до

границь переходу основних носіїв, що компенсують заряд неосновних. Надлишкові носії (як основні так і неосновні) дифундують від $p - n$ переходу вглиб та рекомбінують. Із зростанням прикладеної напруги, згідно з (25) та (26), буде зростати концентрація надлишкових носіїв, а разом з нею і струм через $p - n$ перехід. При напрузі $U > 0$ величина струму через $p - n$ перехід визначається швидкістю розтікання та рекомбінації інжекттованих носіїв заряду, а при напрузі $U < 0$ - швидкістю генерації неосновних носіїв заряду та швидкістю їх притоку до $p - n$ переходу. Перейдемо тепер до обчислення струму. Густина повного струму дірок можна записати у вигляді: для n - області

$$J_p = e \left(p_n \mu_p E_n - D_p \frac{dp}{dx} \right);$$

для p - області

$$J_n = e \left(p_p \mu_p E_p - D_p \frac{dp}{dx} \right),$$

де E_p та E_n - напруженості поля в p - та n - областях відповідно.

Оскільки в тонкому переході рекомбінації не повинно бути, то, вочевидь,

$$J_p(x_n) = J_p(-x_p). \quad (27)$$

В силу того, що $p_p \gg p_n$, дрейфовий струм в дірковій області буде вносити основний вклад в струм $J_p(-x_p)$, тобто

$$J_p(-x_p) \approx e p_p \mu_p E_p. \quad (28)$$

В n - області, навпаки, дрейфовий струм буде приблизно в $\frac{p_n}{p_p}$ разів менше повного струму, і тому для n - області основний вклад припадає на долю дифузійного струму, тобто

$$J_p(x_n) \approx -e D_p \frac{dp}{dx}. \quad (29)$$

Рівняння неперервності може бути представлено у вигляді

$$\frac{1}{e} \frac{dJ_p}{dx} = -\frac{p - p_n}{\tau_p}. \quad (30)$$

Підставляючи у (30) значення J_p з (29), знаходимо

$$D_p \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{\tau_p} \quad \text{або} \quad \frac{d^2 p}{dx^2} = \frac{p - p_n}{D_p \tau_p} = \frac{p - p_n}{L_p^2}. \quad (31)$$

Тут

$$L_p^2 = D_p \tau_p. \quad (32)$$

Розв'язок (31) беремо у вигляді

$$p(x) = p_n + A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right) + B \exp\left(\frac{x}{L_p}\right). \quad (33)$$

Сталі A та B можна визначити з граничних умов. Умова $p|_{x=\infty} = p_n$ задовольняється при $B = 0$. Отже,

$$p(x) = p_n + A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right). \quad (34)$$

З врахуванням (26) та (34) знаходимо

$$p(x_n) = p_n \exp\left(\frac{eU}{kT}\right) = p_n + A \exp\left(-\frac{x}{L_p}\right),$$

звідки

$$A = p_n \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(\frac{x_n}{L_p}\right). \quad (35)$$

Підставляючи (35) в (34), знаходимо розв'язок рівняння (31) у вигляді

$$p(x) = p_n + p_n \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] \exp\left(-\frac{x - x_n}{L_p}\right). \quad (36)$$

З (36) випливає, що концентрація надлишкових носіїв заряду $p(x) - p_n$ спадає в e_0 разів на відстані $x = L_p$ від границі $p - n$ переходу. Величину L_p називають *дифузійною довжиною дірок* – відстанню, на якій в

однорідному напівпровіднику при одномірній дифузії за відсутності електричного поля концентрація надлишкових неосновних носіїв заряду зменшується внаслідок рекомбінації в e_0 раз (e_0 - основа натуральних логарифмів).

Дифузійна довжина є важливим параметром напівпровідникових матеріалів. Підставимо тепер (36) в (29):

$$I_p(x_n) = -eD_p \left. \frac{dp}{dx} \right|_{x=x_n} = \frac{eD_p p_n}{L_p} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (37)$$

Аналогічно розв'язуючи рівняння

$$\frac{d^2 n}{dx^2} = \frac{n - n_p}{L_n^2},$$

де L_n - дифузійна довжина електронів, знаходимо

$$I_n(-x_p) = eD_n \left. \frac{dn}{dx} \right|_{x=-x_p} = \frac{eD_n n_p}{L_n} \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (38)$$

В стаціонарному режимі повний струм у всіх перерізах однаковий та є сумою діркового та електронного струмів, тобто

$$I = eF \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right) \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right] = I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right], \quad (39)$$

де F - площа перерізу $p-n$ переходу.

При прикладеній зворотній напрузі, за умови $U \gg \frac{kT}{e}$, зворотній струм стає практично незалежним від напруги та залишається сталим в досить широкому інтервалі зворотних напруг. Цей струм $I_0 = -I_s$

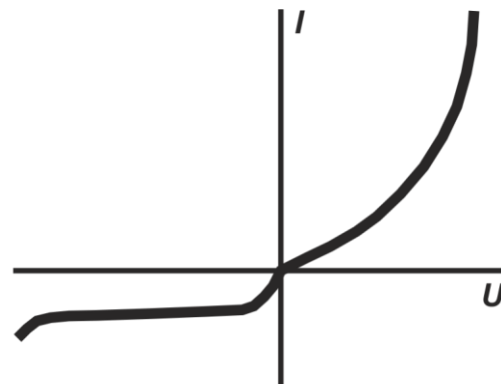


Рис.6 Вольт-амперна характеристика ідеалізованого р-п переходу

називають *струмом насичення*. Вочевидь,

$$I_s = eF \left(\frac{D_p p_n}{L_p} + \frac{D_n n_p}{L_n} \right). \quad (40)$$

Вольт-амперна характеристика $p - n$ переходу представлена на рис. 6. Тепер ускладнимо модель електронно-діркового переходу тим, що припустимо наявність рівномірно розподілених рекомбінаційно-генераційних центрів, розміщених точно посередині забороненої зони, тобто $p_1 = n_1 = n_i$, де n_1 та p_1 - відповідно концентрації електронів в зоні провідності та дірок в валентній зоні. Будемо далі вважати, що часи життя, рухомості та концентрації неосновних носіїв по обидві сторони $p - n$ переходу рівні.

Розглянемо генераційно-рекомбінаційні процеси в p -області, n -області та $p - n$ переході. Швидкості рекомбінації в p - та n -областях можна представити у вигляді:

$$G_n = \frac{n - n_p}{\tau_n}; \quad G_p = \frac{p - p_n}{\tau_p},$$

де τ_n та τ_p - час життя електронів в p -області та дірок в n -області (середній проміжок часу від моменту генерації дірки до її рекомбінації з електроном, тобто час життя дірки). Якщо неосновні носії швидко відносяться полем з відповідних областей, то останні вирази набувають вигляду:

$$-G_n = \frac{n_p}{\tau_n}; \quad \text{та} \quad -G_p = \frac{p_n}{\tau_p}.$$

Ці формули описують ситуацію, яка складається на границях p - та n -областей із шаром просторового заряду, який знаходиться під зворотнім зміщенням $p - n$ переходу. Струм, що тече в зовнішньому колі,

$$I_D = J_D F = - \frac{2en_p L_0 F}{\tau_0},$$

де $n_p = p_n$ та $\tau_n = \tau_p = \tau_0$, а L_0 - дифузійна довжина неосновних носіїв заряду.

В області просторового заряду, що знаходиться під зворотнім зміщенням $p - n$ переходу, як електрони, так і дірки виносяться за її межі сильним полем $p - n$ переходу і їх концентрація виявляється малою у порівнянні з n_i . В цій області швидкість генерації буде

$$-G_{p-n} = \frac{n_i}{2\tau_0},$$

а також слід вважати, що центри рекомбінації заповнюються лише наполовину і на кожну згенеровану пару у зовнішнє коло повинен проходити електрон. Обумовлений цим струм зовнішнього кола будемо називати *генераційно-рекомбінаційним струмом*; цей струм можна записати як

$$I_{r-g} = J_{r-g}F = -\frac{e\delta n_i F}{2\tau_0}. \quad (41a)$$

Відношення густини генераційно-рекомбінаційного струму до густини дифузійного струму буде

$$\frac{J_{r-g}}{J_D} = \frac{\delta n_i}{4L_0 n_p} = \frac{\delta n_n}{4L_0 n_i}, \quad (41b)$$

де $L_0 = L_p = L_n$. З останнього співвідношення випливає, що у напівпровідників з малим часом життя, низькою електропровідністю та великою шириною забороненої зони навіть за умови $\delta \ll L_0$ генераційно-рекомбінаційна складова струму виявляється суттєвою і нехтувати нею не можна. Так, якщо вважати ширину області просторового заряду близько **1 мкм**, час життя в **1 мкс**, температуру **300°K** і питомий опір **200 ом · м**, то у випадку $p - n$ переходу в германії відношення J_{r-g}/J_D складе близько 0.1, а у випадку $p - n$ переходу в кремнії $J_{r-g}/J_D \approx 3000$. У випадку кремнію та арсеніду галію необхідно враховувати генераційно-рекомбінаційні процеси в

області просторового заряду. Дослідження електронно-діркових переходів, отриманих дифузією в кремнії та арсеніді галію, показали, що спостережувані особливості вольт-амперних характеристик при різних рівнях інжекції пояснюються в рамках розглянутої моделі. В загальному випадку необхідно враховувати і рекомбінаційні процеси на поверхні, що призводять до появи додаткового струму I_F . Таким чином,

$$I = I_{r-g} + I_D + I_F,$$

де I_{r-g} - генераційно-рекомбінаційна складова струму; I_D - дифузійна складова; I_F - складова струму, обумовлена поверхневими явищами.

Проте, якщо площа $p-n$ переходу досить велика, останню складову струму можна відкинути і струм буде

$$I = I_{r-g} + I_D = e \int_0^\delta GM dx + I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right],$$

де M – коефіцієнт множення електронів в процесі ударної іонізації. Розрахунок показує, що рекомбінаційну складову прямого струму можна приблизно представити у вигляді

$$I_{r-g} = \frac{3en_i\delta}{(\tau_n\tau_p)^{1/2}} \frac{\text{sh}\left(\frac{eU}{kT}\right)}{\frac{e}{2kT}(U_0 - U)},$$

де n_i - власна концентрація носіїв; τ_n та τ_p - час життя електронів в p -області та дірок в n -області; U_0 – контактна різниця потенціалів переходу; δ – ширина $p-n$ переходу; U – зовнішня напруга. Таким чином, пряма гілка вольт-амперної характеристики може бути представлена виразом

$$I = \frac{6\delta kT n_i}{(\tau_n\tau_p)^{1/2}(U_0 - U)} \text{sh}\left(\frac{eU}{kT}\right) + I_s \left[\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) - 1 \right]. \quad (42)$$

З цього виразу видно, що при малих прямих напругах прямий струм визначається першим доданком. Проте із зростанням прямої напруги другий

доданок збільшується швидше першого і, починаючи з деякої прямої напруги, дифузійний струм є визначальним. Тому при досить великих прямих напругах пряма гілка вольт-амперної характеристики може бути представлена виразом

$$I = I_D = I_0 \exp\left(\frac{eU}{2kT}\right), \quad (42a)$$

де I_0 - стала, залежна від властивостей вихідного кремнію, причому $I_0 \gg I_s$. Генераційно-рекомбінаційну складову зворотного струму можна представити у вигляді

$$I_{r-g} = e \left(\frac{\varepsilon \mu_n}{2} U \rho_n \right)^{1/2} \frac{n_i}{2(\tau_n \tau_p)^{1/2} ch \left[\frac{1}{kT} \left(\Delta W - \frac{\Delta W_0}{2} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_n}{\tau_p} \right]},$$

де ε — діелектрична проникність; ΔW — енергія активації генераційно-рекомбінаційних центрів; ΔW_0 — ширина забороненої зони. Інші величини мають звичайне значення. Таким чином, за рахунок I_{r-g} у кремнієвих $p-n$ переходів відсутнє насичення зворотного струму. Дифузійну складову зворотного струму можна представити як

$$I_{D\text{ зв}} = I_s = e \mu_n \mu_p n_i^2 kT \left(\frac{\rho_n}{L_n} + \frac{\rho_p}{L_p} \right).$$

Поеднуючи останні два вирази, запишемо зворотній струм $I_{\text{зв}}$, що тече через $p-n$ перехід:

$$I_{\text{зв}} = e n_i \left\{ \frac{1}{2} \left(\frac{\varepsilon \mu_n}{2 \tau_n \tau_p} \right)^{1/2} \frac{(U \rho_n)^{1/2}}{ch \left[\frac{1}{kT} \left(\Delta W - \frac{\Delta W_0}{2} \right) + \frac{1}{2} \ln \frac{\tau_n}{\tau_p} \right]} + \mu_n \mu_p n_i kT \left(\frac{\rho_n}{L_n} + \frac{\rho_p}{L_p} \right) \right\}. \quad (43)$$

З (43) видно, що зворотній струм дифузійного $p-n$ переходу в кремнії, в основному обумовлений генераційно-рекомбінаційними процесами в області просторового заряду та пропорційний до квадратного кореня з прикладеної

напруги. Якщо пряма напруга U перевищує декілька десятих вольт, то при кімнатній температурі $\exp\left(\frac{eU}{kT}\right) \gg 1$, і (39) можна переписати у вигляді

$$I = I_s \exp\left(\frac{eU}{kT}\right). \quad (39a)$$

Пряма гілка вольт-амперної характеристики для різких кремнієвих переходів може бути приблизно представлена виразом

$$I = I_1 \exp\left(\frac{eU}{akT}\right), \quad (43a)$$

де a - деякий коефіцієнт, що має значення в межах між одиницею та двійкою в залежності від величини прямого зміщення. Струм I перевищує I_s в (42) на декілька порядків. Співвідношення (43a) можна також застосувати до германієвих переходів при великих густинах струму (високі рівні інжекції). Прямий струм через перехід визначається потоком основних носіїв. Зворотній струм визначається числом електронів, що виникають в дірковій області на відстані від границі областей, не більший L_n , та числом дірок в електронній області на відстані, не більший L_p . Із (40) витікає, що зворотній струм буде тим менше, чим менше концентрація неосновних носіїв заряду, тобто n_p і p_n . Для кожної з областей справедливо

$$n_n p_n = n_i^2; \quad p_p n_p = n_i^2.$$

Тому зменшення концентрації неосновних носіїв можна досягти шляхом збільшення концентрації основних носіїв. При цьому, згідно (14), зростає висота потенціального бар'єра φ_0 .

Зворотній струм через $p-n$ перехід складається з діркової та електронної складових. Із (40)

$$I_s = I_{sp} + I_{sn}, \text{ де } I_{sp} = eF \frac{D_p p_n}{L_p}; \quad I_{sn} = eF \frac{D_n n_p}{L_n}.$$

Якщо врахувати, що L_p та L_n мало відрізняються одна від одної, то в результаті відношення діркової та електронної складових зворотного струму визначається відношенням електропровідностей σ_p та σ_n :

$$\frac{I_{sp}}{I_{sn}} = \frac{D_p p_n L_n}{D_n n_p L_p} = \frac{\sigma_p L_n}{\sigma_n L_p}.$$

Якщо перехід несиметричний і $\sigma_p \gg \sigma_n$, тоді можна вважати, що

$$I_s \approx I_{sp} = eF \frac{D_p p_n}{L_p}. \quad (44)$$

Зворотній струм суттєво залежить від температури, оскільки густина неосновних носіїв залежить від температури експоненціально $p_n \sim n_p \sim \exp\left(-\frac{\Delta W}{kT}\right)$. Крім того, з (25) витікає, що із зростанням температури падає висота бар'єра φ_0 (внаслідок зростання n_i^2 при збереженні p_p та n_n сталими, рахуючи, що всі донори та акцептори іонізовані). Тому з підвищенням температури зворотній струм зростає і випрямляючі властивості $p-n$ переходу погіршуються. Гранична температура, до якої ще зберігаються випрямляючі властивості, залежить від висоти потенціального бар'єра на переході та ширини забороненої зони, а отже, і від концентрації основних носіїв.

1.1.3 Ємність електронно-діркового переходу

Електронно-дірковий перехід можна розглядати як подвійний електричний шар, ширина та заряд якого змінюються з прикладеною напругою. Тобто, перехід має певну ємність

$$C = F \frac{\partial Q}{\partial U}, \quad (45)$$

де F - площа перерізу переходу; Q - заряд збідненого шару одного знаку, рівний

$$Q = e \left| \int_{-x_p}^0 (N_D - N_A) dx \right|, \text{ або } Q = e \left| \int_0^{x_n} (N_D - N_A) dx \right|, \quad (46)$$

Оскільки повний позитивний та негативний заряди в переході дорівнюють один одному. Цю ємність називають *зарядною* або *бар'єрною*. У випадку різкого асиметричного переходу

$$Q = e N_D \delta \quad \text{та} \quad C = F \frac{\partial Q}{\partial U} = F e N_D \frac{\partial \delta}{\partial U}.$$

Згідно з (23) для різкого р-п переходу

$$\delta = \left[\frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon (\varphi_0 + eU)}{e^2 N_D} \right]^{1/2}.$$

Звідси

$$\delta^2 = \frac{2 \varepsilon_0 \varepsilon (U_0 + U)}{e N_D}, \quad \text{де } U_0 = \frac{\varphi_0}{e}, \quad \text{та} \quad \frac{\partial \delta}{\partial U} = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{e N_D \delta}.$$

Тому

$$C = F \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{\delta} = F \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0 e N_D}{2(U_0 + U)} \right]^{1/2}. \quad (47)$$

Позначимо як C_0 ємність при нульовому ($U = 0$) зміщенні $p - n$ переходу, тоді маємо

$$C_0 = F \left[\frac{\varepsilon \varepsilon_0 e N_D}{2U_0} \right]^{1/2}, \quad (48)$$

і (47) можна записати у вигляді

$$C = C_0 \left(\frac{U_0}{U_0 + U} \right)^{1/2}. \quad (49)$$

Якщо перехід характеризується плавним розподілом домішки, наприклад лінійним

$$N(x) = ax,$$

то розрахунок дає для зарядної ємності наступний вираз

$$C = C_0 \left(\frac{U_0}{U_0 + U} \right)^{1/3}, \quad (50)$$

де

$$C_0 = \left(\frac{(\varepsilon\varepsilon_0)^2 ea}{12U_0} \right)^{1/3} F. \quad (51)$$

Отже, ємнісні характеристики $p-n$ переходу суттєво залежать від закону розподілу домішок і керування видом залежності $C = f(U)$ розширює можливості використання $p-n$ переходів у якості нелінійних конденсаторів. Характер такої залежності визначається законом розподілу домішок в $p-n$ переході. Тому у ряді випадків застосування зарядної ємності задається вид залежності $C = f(U)$, а потім розв'язують зворотну задачу – знаходять відповідний закон розподілу домішок.

Будемо виходити з того, що в межах шару збіднення сумарний заряд дорівнює нулю, тобто

$$\int_{-x_p}^{x_n} q(x) dx = 0, \quad (52)$$

де $q(x)$ - густина об'ємного заряду.

Помноживши рівняння Пуассона $x dx$ та інтегруючи обидві частини в межах від $-x_p$ до x_n , отримаємо

$$U_0 + U = \frac{1}{\varepsilon\varepsilon_0} \int_{-x_p}^{x_n} x q(x) dx. \quad (53)$$

Диференціюючи ці рівняння по U , знайдемо:

$$q(x_n) \frac{dx_n}{dU} + q(-x_p) \frac{dx_p}{dU} = 0;$$

$$x_n q(x_n) \frac{dx_n}{dU} - x_p q(-x_p) \frac{dx_p}{dU} = \varepsilon \varepsilon_0.$$

Розв'язуючи цю систему відносно $q(x_n)$ та $q(-x_p)$, знаходимо:

$$q(x_n) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{x_n + |x_p|} \left(\frac{dx_n}{dU} \right)^{-1}; \quad (54)$$

$$q(-x_p) = \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{x_n + |x_p|} \left(\frac{dx_p}{dU} \right)^{-1}. \quad (55)$$

Записуємо в загальному вигляді необхідну залежність ємності від напруги на $p - n$ переході:

$$C = f(U).$$

І з (47) маємо

$$\delta = (x_n + |x_p|) = F \varepsilon \varepsilon_0 [f(U)]^{-1}. \quad (56)$$

Таким чином, формули (54), (55) та (56) і є шуканий розв'язок задачі.

7.1. Лабораторна робота № 1. Вивчення властивостей $p-n$ переходу

Мета роботи: Експериментально одержати вольт-амперну та вольт-фарадну характеристику напівпровідникового діоду, розрахувати коефіцієнт випрямлення діоду, визначити діодний коефіцієнт, оцінити ефективність роботи стабілітрона та визначити закон розподілу домішок в $p - n$ переході.

Обладнання: вимірювальний пристрій для вивчення $p-n$ переходу ГИФК.161428.007, діоди - Д9А, КД105Б, КС139А.

1.2.1 Порядок виконання роботи

1. Встановити вихідне положення органів керування: а) кнопки «СЕТЬ», «ВАХ П», «ВАХ О», «ВФХ», «0.2», «2», «20», «200» повинні

- знаходитись у відтиснутому стані; б) перемикач «НАПРЯЖЕНИЕ» встановити в нульове положення.
2. Під'єднати лабораторну установку до мережі живлення.
 3. Встановити об'єкт дослідження (ОД) з досліджуванним р-п переходом в гніздо, розміщене на передній панелі лабораторного пристрою; (об'єкти дослідження /напівпровідникові діоди, стабілітрони, р-п переходи транзисторів/ встановлюють на тримачі діодів, розміщені на передній панелі пристрою; при дотриманні полярності вказаній на передній панелі, при підключенні діода ("+" до аноду діода, "-" до катоду діода), пристрій забезпечує: - дослідження прямої гілки вольт-амперної характеристики р-п – переходу (режим «ВАХ П») при напрузі на переході від 0 до 5 В; - дослідження зворотної гілки ВАХ р-п – переходу (режим «ВАХ О») при напрузі на переході від 0 до 50 В; - дослідження вольт-фарадної характеристики р-п – переходу (режим «ВФХ») при напрузі 0÷50 В і межах вимірюваної ємності переходу від 0.1 до 199.9 пФ).
 4. Увімкнути кнопку «СЕТЬ». По індикатору переконатися в наявності живлячої напруги.
 5. Увімкнути кнопку «ВАХ П». По індикатору «ВАХ П» переконатися, що необхідний режим роботи увімкнено. Допустиме відхилення напруги при дослідженні «ВАХ П» на кожне встановлюване значення складає $\pm 10\%$.
 6. Увімкнути кнопку «0.2».
 7. Збільшуючи величину напруги, що подається на р-п перехід, за допомогою перемикача «НАПРЯЖЕНИЕ» з кроком 0.01 В (для режиму «ВАХ О» дискретність установки напруги 0.1 В), зняти покази вимірюваного струму з цифрового індикатора.

Примітка: можливе перевантаження вимірювача струму або ємності, при цьому в старшому розряді цифрового індикатора

висвічується одиниця, а світіння в інших розрядах відсутнє. Для усунення перевантаження необхідно збільшити границю вимірювання за допомогою кнопок «0.2», «2», «20», «200».

8. Побудувати графік залежності струму від напруги (ємності від напруги в режимі «ВФХ») р-п переходу ОД.
9. Натиснути кнопку «ВАХ О» і по індикатору «ВАХ О» переконатись, що необхідний режим вимірювання увімкнено.
10. Виконати вимоги по п.п. 6 – 8.
11. Натиснути кнопку «ВФХ», по індикатору «ВФХ» переконатись, що необхідний режим вимірювання увімкнено. В цьому режимі встановлюється автоматично межа вимірювання ємності р-п – переходу «200». Похибка вимірювання ємності $\pm 10\%$.
12. Виконати вимоги по п.п. 7 – 8 (дискретність установки напруги при дослідженні «ВАХ О», 0.1 В).
13. За допомогою кнопки «СЕТЬ» вимкнути пристрій, по індикатору впевнитись у відсутності напруги джерела живлення.

1.2.2 Обробка результатів

ВАХ реальних діодів відрізняється від ідеалізованої ВАХ (39) і тому користуються співвідношенням

$$I = I_g [\exp(eU/AkT) - 1], \quad (57)$$

де під A розуміють *діодний коефіцієнт*, що характеризує відхилення величини струму реального діода від теоретичної оцінки (39). Значення коефіцієнту A можна знайти з лінеаризованої ВАХ (рис. 76) як тангенс кута нахилу залежності $\ln(I/I_g + 1) = f(U)$, тобто

$$tg\alpha = \frac{\Delta(\ln[I/I_g + 1])}{\Delta U} = \frac{e}{AkT}, \text{ звідки } A = \frac{e}{kT \cdot tg\alpha} = \frac{eU_m}{kT(\ln I_m/I_g + 1)}. \quad (58)$$

Почергово логарифмуючи та диференціюючи праву та ліву частину (58), потім замінивши відповідні значення диференціалів на відповідні значення

абсолютних похибок і замінивши знаки всіх від’ємних складових похибки A з “–” на “+” отримують формулу для оцінки похибки A

$$\Delta A = A \left[\frac{\Delta U_m}{U_m} + \frac{\Delta T}{T} + \frac{\Delta I_{mA}}{I_g (\ln I_m / I_g + 1)} + \frac{I_m \Delta I_{\mu A}}{I_g^2 (\ln I_m / I_g + 1)} \right], \quad (59)$$

де $\Delta T = 0,5 \text{ K}$; ΔU_m – інструментальна похибка вольтметра; ΔI_{mA} та $\Delta I_{\mu A}$ – відповідно інструментальні похибки мілі- та мікроамперметра. Останні три похибки знаходяться як

$$\Delta Y = \frac{\delta Y \cdot Y_{\max}}{100}, \quad (60)$$

де Y – величина, що вимірюється; δY - клас точності приладу; $Y_{\max}$ - верхня межа вимірювання приладу.

Друга важлива характеристика діода – *коефіцієнт випрямлення* – тобто відношення прямого струму до зворотного при однакових значеннях напруги ($U = 1 \text{ B}$) на $p - n$ переході

$$k = \frac{I_{p1}}{I_{z1}}. \quad (61)$$

Коефіцієнт випрямлення показує, у скільки разів опір $p - n$ переходу, ввімкненого у зворотному напрямку, більший, ніж у випадку прямого ввімкнення (в реальних напівпровідникових діодах $k = 10^4 \div 10^5$). Величина струму I_{z1} , як правило, майже дорівнює струму генерації I_g (рис. 7а), який також є важливою характеристикою діода. Також важливою характеристикою діода є контактна різниця потенціалів U_0 , яку отримують з

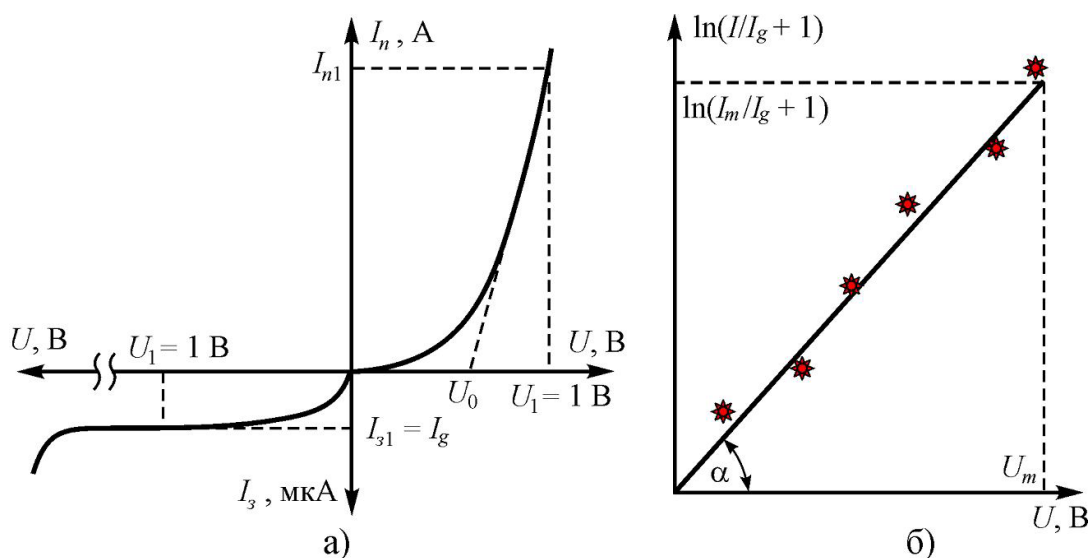


Рис. 7 а) ВАХ діода, пряма та зворотна гілки;
б) лінеаризована пряма гілка ВАХ діода.

ВАХ діода (рис. 7а) продовженням практично прямолінійної ділянки прямої гілки до перетину її з віссю напруги U .

При дослідженні зворотної ВАХ стабілітрону якість стабілізації

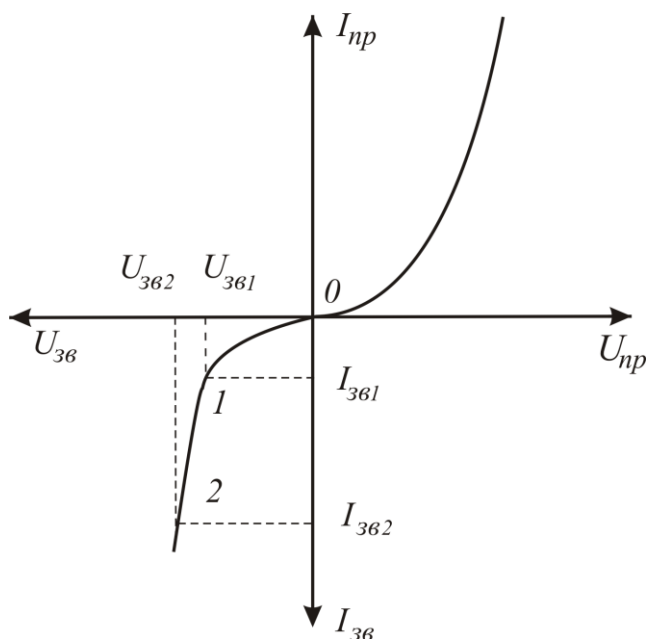


Рис. 8 ВАХ стабілітрона

оцінюється за величиною диференціального опору

$$R_{\text{диф}} = \frac{U_{361} - U_{362}}{I_{361} - I_{362}}, \quad (62)$$

де U_{361}, U_{362} та I_{361}, I_{362} - зворотні напруги та струми відповідно в точках 1 і 2 на ВАХ стабілітрона (рис. 8).

Опір $R_{\text{диф}}$ вказує на скільки змінюється напруга стабілізації при зміні струму, що проходить через стабілітрон.

1.2.3 Завдання

1. Згідно з порядком виконання роботи зняти вольт-амперні та вольт-фарадні характеристики досліджуваних діодів та стабілітрона. Дані записати в таблицю 1. Побудувати графіки залежностей.
2. Користуючись формулами (58), (59) та (60) отримати значення діодного коефіцієнту і розрахувати його похибку.
3. Розрахувати коефіцієнт випрямлення (61) досліджуваних діодів.
4. З графіків ВАХ діодів визначити контактну різницю потенціалів U_0 .
5. Оцінити якість стабілізації для стабілітрона розрахувавши величину диференціального опору за формулою (62).
6. Користуючись вольт-фарадною характеристикою $C = f(U)$ та формулами (54), (55) та (56) визначити закон розподілу домішок в $p - n$ переході.

Результати вимірювань. Таблиця 1.

№	$U_{\text{п}}, \text{В}$	$I_{\text{п}}, \text{мА}$	$I_{\text{п}}/I_{\text{г}}$	$\ln(I_{\text{п}}/I_{\text{г}} + 1)$	$I_{\text{з}}, \text{мкА}$	$U_{\text{з}}, \text{В}$	$C, \text{пф}$
1							
...							
N							

1.2.4 Контрольні запитання

1. Що таке власна та домішкова провідності напівпровідника?
2. Як технологічно отримують напівпровідниковий матеріал p -типу та n -типу?

3. Що називають p - n переходом?
4. Які p - n переходи називають симетричними, несиметричними, різкими, плавними?
5. Зобразіть розподіл домішок в переході та енергетичну структуру переходу в рівновазі.
6. Поясніть, що таке вироджений та невироджений стан електронів в напівпровіднику.
7. Поясніть, як знаходять товщину шару просторового заряду δ .
8. Які явища називають інжекцією та екстракцією?
9. Що називають дифузійною довжиною дірок?
10. Що називають струмом насичення та від чого він залежить?
11. Який струм називають генераційно-рекомбінаційним струмом?
12. Проаналізуйте роботу p - n переходу при прикладанні до нього прямої напруги, зворотної напруги.
13. Поясніть методику визначення діодного коефіцієнту.
14. Яку ємність називають бар'єрною?
15. Від чого залежать ємнісні характеристики $p - n$ переходу?

2. ФІЗИЧНІ ХАРАКТЕРИСТИКИ ЧОРНОГО ВИПРОМІНЮВАННЯ

2.1. Теоретичні відомості

2.1.1 Основні характеристики теплового випромінювання

Випромінювання тілами електромагнітних хвиль (світіння тіл) може відбуватись за рахунок різноманітних видів енергії. Найбільш розповсюджене – *теплове випромінювання*, тобто випромінювання електромагнітних хвиль за рахунок внутрішньої енергії тіл. Всі нагріті тіла випромінюють електромагнітні хвилі. Дослідним шляхом встановлено, що єдиним видом випромінювання, яке може знаходитись в рівновазі з випромінюючими тілами, є теплове випромінювання. Нагадаємо, що під термодинамічною рівновагою розуміють такий стан термодинамічної

системи, в який вона самотійно переходить через досить великий проміжок часу (у порівнянні з характерним часом релаксації системи) в умовах ізоляції від навколишнього середовища або ж за умови контакту з іншим, досить великим, термодинамічно рівноважним середовищем (термостатом). При термодинамічній рівновазі в системі зупиняються всі необоротні процеси, що пов'язані з дисипацією енергії: теплопровідність, дифузія, хімічні реакції та інше. Достатні умови термодинамічної рівноваги (умови стійкості) можна отримати з другого начала термодинаміки. У загальному випадку система знаходиться в термодинамічній рівновазі тоді, коли термодинамічний потенціал системи, що відповідає тим незалежним змінним, які задаються зовнішніми умовами, мінімальний, а ентропія – максимальна. Електромагнітне випромінювання, що перебуває в термодинамічній рівновазі з речовиною, називається *рівноважним тепловим випромінюванням*, а розподіл енергії в його спектрі визначається формулою Планка. Для теплового випромінювання тіл виконується закон випромінювання Кірхгофа. Рівноважне теплове випромінювання характеризується наступними властивостями: *однорідністю* (тобто воно має єдину щільність у всіх точках усередині порожнини), *ізотропністю* (тобто всі можливі напрямки випромінювання усередині порожнини рівноможливі) та воно *неполяризоване* (тобто напрямки векторів напруженості електричного $\vec{E}$ й магнітного $\vec{H}$ полів хаотично змінюється з часом у всіх частинах простору порожнини).

Інтенсивність теплового випромінювання характеризується величиною потоку енергії E в одиницю часу та вимірюється у ватах (потужність). Потужність випромінювання з одиниці поверхні (щільність потоку випромінювання) по усім довжинам хвиль і напрямкам в межах тілесного кута 2π при температурі T називається *енергетичною світністю* R_T . Вимірюється в ватах на квадратний метр (Вт/м²)

$$R_T = \frac{dE}{dS}. \quad (1)$$

Якщо в інтервалі від λ до $\lambda + d\lambda$ щільність потоку випромінювання складає $dR_{\lambda,T}$, то величина

$$r_{\lambda,T} = \frac{dR_{\lambda,T}}{d\lambda} \quad (2)$$

характеризує потужність випромінювання в одиничному інтервалі довжин хвиль при даній довжині хвилі λ і називається *випромінювальною здатністю* тіла. Вимірюється в ватах на кубічний метр ($Вт/м^3$). Величину R_T також називають *інтегральною* або *повною випромінювальною здатністю*, а $r_{\lambda,T}$ – *спектральною* або *монохроматичною випромінювальною здатністю*. Енергетична світимість R_T та випромінювальна здатність $r_{\lambda,T}$ залежать від природи тіла та його температури T , а $r_{\lambda,T}$ ще й від довжини хвилі випромінювання λ (ці залежності в формулах (1) та (2) відмічені індексами λ та T). Вочевидь, що

$$R_T = \int_0^\infty dR_{\lambda,T} = \int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda. \quad (3)$$

Характеристиками теплового випромінювання тіла в заданому по відношенню до нормалі напрямку θ в одиниці тілесного кута Ω (стерадіан, ср.) є енергетична B_T та спектральна $b_{\lambda,T}$ яскравості:

$$B_T = \frac{dR_T}{d\Omega \cos \theta}, \quad b_{\lambda,T} = \frac{dr_{\lambda,T}}{d\Omega \cos \theta}.$$

У випадку точкового джерела випромінювання із збільшенням відстані до спостерігача зменшується кількість енергії, що до нього доходить. Але одночасно зменшується і тілесний кут Ω , під яким спостерігається джерело випромінювання. Кількість енергії R_T , що доходить до приймача, та тілесний кут Ω пропорційні r^{-2} . Тому *яскравість випромінювання, яке отримує приймач, не залежить від відстані до джерела*. Здатність тіл поглинати

падаюче на них випромінювання характеризується *поглинальною здатністю* $\alpha_{\lambda,T}$, яка дорівнює частині поглинутої поверхнею енергії $dE_{\lambda,\alpha}$ в інтервалі довжин хвиль від λ до $\lambda + d\lambda$ від загальної кількості падаючого випромінювання dE_λ у тому самому інтервалі довжин хвиль

$$\alpha_{\lambda,T} = \frac{dE_{\lambda,\alpha}}{dE_\lambda} . \quad (4)$$

Вочевидь, що $\alpha_{\lambda,T}$ залежить від температури тіла та довжини хвилі і не може бути більше одиниці. Тіло, у якого $\alpha_{\lambda,T} = 1$ для всіх довжин хвиль та температур, тобто яке поглинає всю падаючу на нього енергію, називається *абсолютно чорним тілом (а.ч.т.)*. У подальшому всі позначення, що відносяться до випромінювання а.ч.т., будуть мати індекс «*» (наприклад, R_T^* ; $r_{\lambda,T}^*$; $\alpha_{\lambda,T}^* = 1$).

2.1.2 Закони теплового випромінювання

В 1859 р. Кірхгоф встановив, що *відношення випромінювальної $r_{\lambda,T}$ до поглинальної $\alpha_{\lambda,T}$ здатності тіла не залежить від його природи і є універсальною для всіх тіл функцією довжини хвилі та температури:*

$$\left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_1 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_2 = \left(\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} \right)_3 = \dots = f(\lambda, T) . \quad (5)$$

Тіло, що більше випромінює енергії, буде більше і поглинати, тобто більший $r_{\lambda,T}$ буде відповідати більше значення $\alpha_{\lambda,T}$. Тобто а.ч.т. має найбільшу випромінювальну здатність і, оскільки у абсолютно чорного тіла $\alpha_{\lambda,T}^* = 1$, то

$$\frac{r_{\lambda,T}}{\alpha_{\lambda,T}} = \frac{r_{\lambda,T}^*}{1} = r_{\lambda,T}^* = f(\lambda, T) , \quad (6)$$

де $f(\lambda, T)$ – універсальна функція Кірхгофа, яка є залежністю випромінювальної здатності а.ч.т. $r_{\lambda,T}^*$ від λ та T .

Зазвичай закон Кірхгофа (5) записують у наступному вигляді:

$$r_{\lambda,T} = \alpha_{\lambda,T} r_{\lambda,T}^* . \quad (7)$$

Отже, якщо відомий вигляд залежності $r_{\lambda,T}^* = f(\lambda, T)$ а.ч.т., то можливо розрахувати випромінювання будь-якого тіла, якщо відома його поглинальна здатність $\alpha_{\lambda,T}$. Макс Планк у 1900 р., керуючись гіпотезою про квантовий характер випромінювання, знайшов вигляд функції $f(\lambda, T)$, яка точно відповідає результатам експерименту. Таким чином, аналітичний вираз для випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла має наступний вигляд:

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi c^2 h}{\lambda^5} \frac{1}{e^{hc/\lambda kT} - 1} . \quad (8)$$

Функцію (8) називають *формулою Планка*. Тут k – стала Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К; c – швидкість світла у вакуумі, $c = 3 \cdot 10^8$ м/с, $e = 2,7182...$, – основа натуральних логарифмів.

На рис.1 зображені експериментальні криві залежності випромінювальної здатності абсолютно чорного тіла від довжини хвилі, отримані для п'яти значень температури. Видно, що $f(\lambda, T)$ має максимум, положення якого залежить від температури випромінюючого тіла. При збільшенні температури T значення $r_{\lambda,T}^*$ збільшується по усьому спектру, а максимум функції зміщується в сторону коротких хвиль. Якщо проінтегрувати формулу Планка (8) по всьому інтервалу довжин хвиль від 0 до ∞ , то згідно з (3) отримаємо енергетичну світність а.ч.т. R_T^* :

$$R_T^* = \sigma T^4 , \quad (9)$$

де

$$\sigma = \frac{2\pi^5 k^4}{15c^2 h^3} = 5,67 \cdot 10^{-8} \text{ Вт}/(\text{м}^2 \cdot \text{К}^4). \quad (10)$$

Вираз (9) відомий як *закон Стефана-Больцмана*: *потужність випромінювання абсолютно чорного тіла з одиниці поверхні пропорційна четвертій ступені абсолютної температури*. Цей закон був відомий задовго

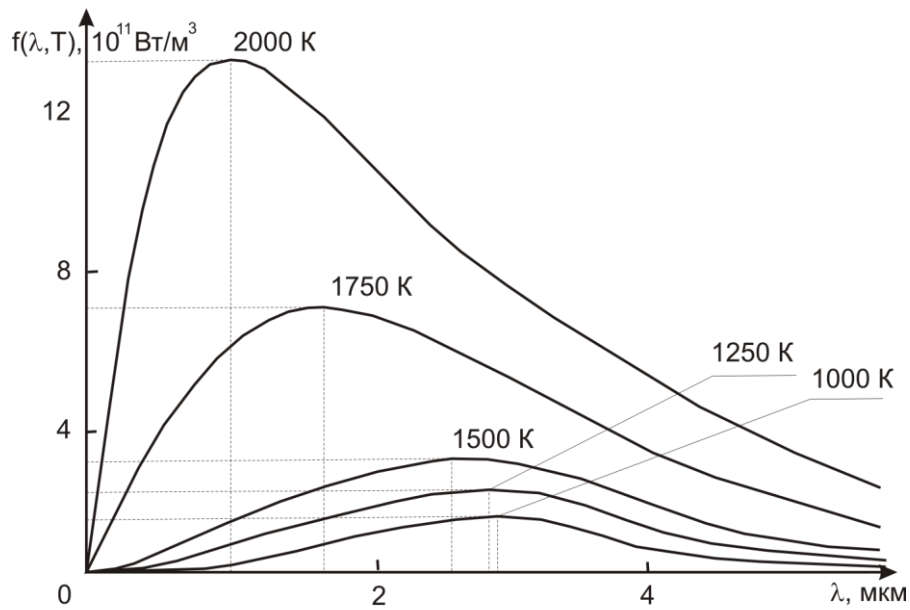


Рис.1

до відкриття М. Планка. Диференціюючи вираз (8) по λ та прирівнюючи похідну $\frac{dr_{\lambda,T}^*}{d\lambda}$ до нуля, можна отримати умову максимуму функції $r_{\lambda,T}^*$:

$$\lambda_{\max} T = b, \quad (11)$$

де

$$b = \frac{hc}{4,965 \cdot k} = 2,9 \cdot 10^{-3} \text{ (м} \cdot \text{K)}. \quad (12)$$

Співвідношення (11) між довжиною хвилі $\lambda_{\max}$, на яку припадає максимум випромінювальної здатності $r_{\lambda,T}^*$, та температурою T називають *законом зміщення Віна*. Цей закон був встановлений експериментально також до отримання М. Планком формули (8). При низьких температурах та коротких довжинах хвилі ($\lambda T < 2000 \text{ мкм} \cdot \text{K}$) випромінювальна здатність а.ч.т. досить точно визначається формулою Віна

$$r_{\lambda,T}^* = \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} e^{-\frac{hc}{\lambda kT}}. \quad (13)$$

Щоб характеризувати реальні випромінювачі вводять поняття *коефіцієнта чорноти*. *Спектральний* (або монохроматичний) *коефіцієнт*

чорноти $\varepsilon_{\lambda,T}$ показує, як відрізняються значення $r_{\lambda,T}$ реального тіла та абсолютно чорного $r_{\lambda,T}^*$ при одній і тій самій довжині хвилі та температурі

$$\varepsilon_{\lambda,T} = \frac{r_{\lambda,T}}{r_{\lambda,T}^*} \text{ або } r_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T} r_{\lambda,T}^*. \quad (14)$$

Інтегральний або просто коефіцієнт чорноти ε_T показує, як розрізняються енергетичні світності реального R_T та абсолютно чорного тіл R_T^* при однаковій температурі

$$\varepsilon_T = \frac{R_T}{R_T^*} \text{ або } R_T = \varepsilon_T R_T^*.$$

Вочевидь, що ε_T чисельно дорівнює відношенню площ, обмежених кривими $r_{\lambda,T}^*$, $r_{\lambda,T}$ та віссю λ :

$$\varepsilon_T = \frac{\int_0^\infty r_{\lambda,T} d\lambda}{\int_0^\infty r_{\lambda,T}^* d\lambda} = \frac{\int_0^\infty \varepsilon_{\lambda,T} r_{\lambda,T}^* d\lambda}{\int_0^\infty r_{\lambda,T}^* d\lambda}.$$

З означень випливає, що завжди виконується умова $\varepsilon_{\lambda,T} \leq 1$ та $\varepsilon_T \leq 1$. Рівність має місце лише для абсолютно чорного тіла. *Сіримі тілами* називають тіла, у яких $\varepsilon_{\lambda,T}$ та ε_T не залежать від температури, а $\varepsilon_{\lambda,T}$ не залежить і від довжини хвилі. Це деякі ідеалізовані тіла, спектр випромінювання яких подібний до спектру а.ч.т. Реальні тіла тільки з певним наближенням можна розглядати як сірі, оскільки для них $\varepsilon_{\lambda,T} = \varphi(\lambda, T)$ та $\varepsilon_T = \varphi(T)$. Порівнюючи вирази (7) та (14) можна побачити, що поглинальна здатність $\alpha_{\lambda,T}$ та спектральний коефіцієнт чорноти $\varepsilon_{\lambda,T}$ чисельно дорівнюють одне одному

$$\alpha_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T}. \quad (15)$$

2.2. Лабораторна робота № 2. Вивчення характеристик чорного випромінювання

Мета роботи: Дослідження залежності спектральної щільності енергетичної світності абсолютно чорного тіла від температури і перевірка закону Стефана-Больцмана.

Обладнання: вимірювальний пристрій ФПК11М, об'єкт дослідження (піч), термостовпчик, стійка, штатив.

2.2.1 Обладнання та принцип роботи установки

Установка складається з об'єкта дослідження (печі) (на рис.2 позначена цифрою 1), вимірювального пристрою 4 (рис.3), термостовпчика 2 (рис.2) та штатива 3 (рис.2), на якому закріплений термостовпчик. Об'єкт дослідження (пічка) є моделлю абсолютно чорного тіла і виконана як замкнена термоізольована електропіч з отвором на передній стінці. До його складу

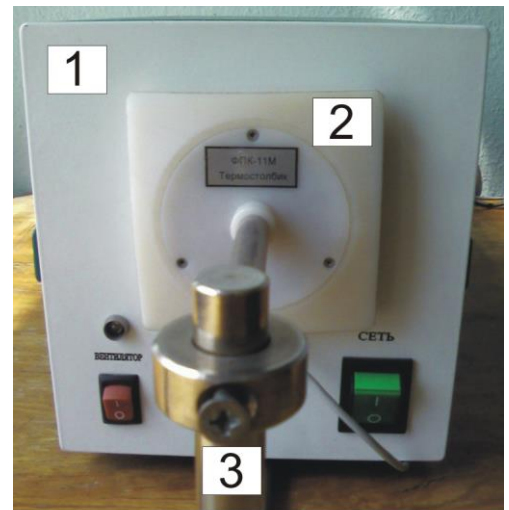


Рис.2

входить нагрівальний пристрій, вбудований в теплозахисний корпус, термопара для вимірювання температури всередині печі контактним способом, регульове джерело живлення, призначене для розігріву печі до температури 900°C і регулювання швидкості нагріву (швидкість нагріву печі встановлюється в процесі виготовлення установки і регулюванню при експлуатації не підлягає) та вентилятор для прискорення охолодження пічки після нагріву. На передній панелі об'єкта дослідження розміщені: отвір для виходу випромінювання печі; вимикач «СЕТЬ» для включення живлення печі; вимикач «ВЕНТИЛЯТОР» для включення живлення вентилятора при охолодженні печі.

Примітка: в зв'язку з тим, що керування джерелом живлення печі та напруга живлення вентилятора подаються з вимірювального пристрою 4

(рис.3), робота печі можлива лише при підключеному до неї та увімкненому вимірювальному пристрої 4.

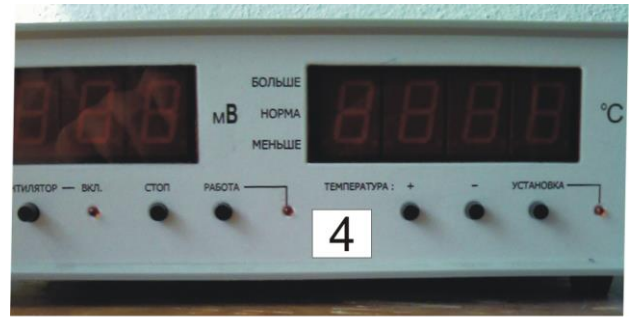


Рис.3

На задній панелі об'єкта дослідження розміщені клеми заземлення, тримачі запобіжників із запобіжниками 5А, роз'єм для підключення мережного шнура та кабель з роз'ємом для підключення об'єкта дослідження до вимірювального пристрою. Об'єкт дослідження за допомогою мережного шнура підключається до мережі 220 В, 50 Гц.

Вимірювальний пристрій 4 (рис.3) виконаний у вигляді конструктивно закінченого виробу. В ньому застосовуються аналого-цифрові перетворювачі з індикацією та нормуючими підсилювачами для вимірювання та індикації температури печі та термо-ЕРС термостовпчика. До складу вимірювального пристрою входять також джерела живлення для живлення як самого пристрою так і об'єкта дослідження. На передній панелі вимірювального пристрою розміщені наступні джерела керування та індикації: індикатор «mB» для індикації величини напруги термо-ЕРС термостовпчика; індикатор «°C», призначений для індикації значення температури в печі; кнопка «ВЕНТИЛЯТОР» призначена для включення й вимикання живлення вентилятора при охолодженні печі (включення вентилятора відображається світлодіодами «ВКЛ» на передній панелі вимірювального пристрою 4, а також установленим на передній панелі печі 1 над вимикачем «ВЕНТИЛЯТОР»); кнопки «РОБОТА» й «СТОП» призначені для увімкнення і вимикання печі; кнопка «УСТАНОВКА» призначена для переходу вимірювального пристрою в режим установки граничного значення температури печі за допомогою кнопок «+» й «-» (цей режим також відображається світлодіодом).

На задній панелі вимірювального пристрою розташований вимикач «СЕТЬ», клемма заземлення, утримувачі запобіжників із запобіжниками 1А, мережний шнур з вилкою і клемми для підключення об'єкта дослідження й термостовпчика. Вимірювальний пристрій за допомогою мережного шнура підключається до мережі 220 В, 50 Гц. Термостовпчик являє собою датчик енергії випромінювання і має кабель для підключення його до вимірювального пристрою. За допомогою стійки з термостовпчик установлюється на висувній планці печі.

Принцип дії обладнання лежить в основі лабораторного дослідження моделі абсолютно чорного тіла (печі) методом вимірювання температури контактним й оптичним способами. У процесі виконання лабораторних робіт знімаються залежність зміни термо-ЕРС термостовпчика від температури печі при фіксованій відстані між термостовпчиком і вихідним отвором печі.

2.2.2 Заходи безпеки при роботі з установкою

1. До роботи з обладнанням допускаються особи, ознайомлені з його принципом дії та правилами техніки безпеки при роботі з напругою до 1000 В.
2. Перед початком роботи з обладнанням необхідно переконатися, що воно заземлене.
3. В установці є небезпечна для життя напруга, тому при експлуатації необхідно суворо дотримуватись відповідних запобіжних заходів:
 - перед включенням у мережу переконайтеся в справності мережних шнурів;
 - заміну будь-якого елемента робити тільки при відключеному від мережі з'єднувальному шнурі;
 - при налагодженні й вимірюваннях користуйтеся надійно ізольованим інструментом і пробниками.

4. При роботі обладнання відбувається нагрівання печі до температури 900°C. Тому при необхідності ремонту розкриття печі категорично забороняється до її повного охолодження.
5. Категорично забороняється експлуатувати піч без підключення до вимірювального пристрою (обмеження максимальної температури печі відбувається тільки при підключеному вимірювальному пристрої).

2.2.3 Порядок виконання роботи

1. Установіть обладнання на лабораторному столі, попередньо встановивши термостовпчик за допомогою стійки в планку печі.
2. Підключіть кабелі об'єкта дослідження й термостовпчика до відповідних клем вимірювального пристрою.
3. Заземліть установку (на задніх панелях об'єкта дослідження й пристроя вимірювального є клеми заземлення).
4. Перед включенням обладнання в мережу мережні вимикачі об'єкта дослідження й вимірювального пристроя повинні перебувати в положення "Выкл".
5. Стійку 3 (рис.2) з термостовпчиком 2 підсунути впритул до передньої панелі пічки 1 так, щоб вихідний отвір печі співпадав з вхідною діафрагмою термостовпчика; зафіксувати отримане положення.
6. Увімкнути вимірювальний пристрій тумблером «СЕТЬ» на його задній панелі та дати прогрітися протягом 10 хв. (на індикаторах °C и мВ повинні встановлюватися значення 000 й 0,00 відповідно).
7. Включити пічку (при цьому вимикач «ВЕНТИЛЯТОР» повинен бути виключений).
8. На передній панелі вимірювального пристрою 4 (рис.3) натиснути кнопку «УСТАНОВКА» для переходу в режим встановлення необхідної температури нагріву печі.
9. На передній панелі вимірювального пристрою 4 (рис.3) натиснути кнопку «ТЕМПЕРАТУРА «+» » і встановити температуру 100°C (у

- разі випадково встановленого більшого ніж 100°C значення температури – скоректувати температуру до необхідного значення натискаючи на кнопку «ТЕМПЕРАТУРА «←» »).
10. Для переходу в робочий режим знову натиснути кнопку «УСТАНОВКА» (при цьому на індикаторі «°C» замість встановлених 100 градусів знову з'явиться значення 000).
 11. Увімкнути режим нагріву печі натиснувши кнопку «РАБОТА» на передній панелі вимірювального пристрою (при цьому повинен спалахнути червоний індикатор поруч з кнопкою).
 12. По досягненні встановленої попередньо температури нагріву печі зачекати декілька хвилин (2-3 хв.) для встановлення в печі стану наближеного до рівноважного.
 13. Записати дані індикатора «mV» в таблицю №1.
 14. Натиснути кнопку «СТОП» на передній панелі вимірювального пристрою (при цьому червоний індикатор поруч з кнопкою «РАБОТА» повинен згаснути).
 15. Перейти в режим встановлення наступної температури 150°C (див. пункт 8).
 16. Виконати пункти з 8 по 15 збільшуючи температуру нагріву печі з кроком 50°C до 800°C.
 17. Натиснути кнопку «СТОП» на передній панелі вимірювального пристрою.
 18. Увімкнути тумблер «ВЕНТИЛЯТОР» на передній панелі печі в положення «ВКЛ».
 19. Натиснути кнопку «ВЕНТИЛЯТОР» на передній панелі вимірювального пристрою (при цьому повинен спалахнути червоний індикатор «ВКЛ» праворуч від кнопки).
 20. Після охолодження печі до температури меншої 100°C вимкнути вентилятор на печі (тумблер «ВЕНТИЛЯТОР» в положення «ВЫКЛ»)

та на вимірювальному пристрої (натиснути кнопку «ВЕНТИЛЯТОР», при цьому індикатор згасає).

21.Тумблером «СЕТЬ» на передній панелі печі та на задній панелі вимірювального пристрою вимкнути піч та вимірювальний пристрій відповідно.

2.2.4 Обробка результатів

В даній роботі досліджується залежність енергетичної світності R_T^* моделі абсолютно чорного тіла від температури, яка виражається законом Стефана-Больцмана (9)

$$R_T^* = \sigma T^4 ,$$

тобто енергетична світність R_T^* пропорційна абсолютній температурі тіла в четвертій степені. Моделлю а.ч.т. є пічка з невеликим отвором. Навпроти отвору розміщений термостовпчик, в якому при освітленні виникає термо-ЕРС. Величина термо-ЕРС пропорційна до потужності падаючого на термостовпчик випромінювання, а потужність, в свою чергу, пропорційна до енергетичної світності R_T^* випромінювання, що виходить з отвору печі. Виходячи з цього, можна записати

$$U = kR_T^* , \quad (16)$$

де k – коефіцієнт пропорційності. Підставляючи R_T^* із закону Стефана-Больцмана (9), отримуємо:

$$U = k\sigma T^4 . \quad (17)$$

Логарифмуючи (17), маємо

$$\ln U = \ln k + \ln \sigma + 4 \ln T . \quad (18)$$

Робимо заміну

$$\ln k + \ln \sigma = \text{const}$$

та остаточно маємо

$$\ln U = 4 \ln T + \text{const} . \quad (19)$$

З останнього виразу видно, що залежність $\ln U$ від $\ln T$ це пряма лінія з кутовим коефіцієнтом, близьким до 4. Для вимірювання температури в печі в ній розміщують термопару. Термопара – це два дротики з різних матеріалів, що спаяні з двох кінців. Один спай знаходиться в печі, інший спай – в приміщенні лабораторії. Якщо температури спаїв різні, то по термопарі буде текти струм, пропорційний до різниці температур спаїв (різниці температур в печі та лабораторії). Ця різниця температур відображається на табло «°C» в робочому режимі вимірювального пристрою 4 (рис.3). Для визначення абсолютної температури T в печі до показів приладу t_1 слід додати температуру t_2 холодного спаю (яка вимірюється термометром в лабораторії) і записати результат в абсолютній температурній шкалі:

$$T = t_1 + t_2 + 273 [K]. \quad (20)$$

Навпроти отвору печі встановлюється термостовпчик 2 (рис.2), який являє собою декілька з'єднаних послідовно термопар. Один ряд спаїв (наприклад, непарний) нагрівається під дією випромінювання з отвору печі, а інший ряд спаїв захищений від дії випромінювання діафрагмою. Величина термо-ЕРС, пропорційна до енергетичної світності R_T^* випромінювання, що виходить з отвору печі, індикується на табло «mV» вимірювального пристрою 4 (рис.3).

2.2.5 Завдання

1. Записати значення температури t_2 в лабораторному приміщенні.
2. Розрахувати значення абсолютної температури в печі по формулі (20).
3. Розрахувати значення $\ln T$ та $\ln U$ і занести їх в таблицю №1.
4. Побудувати графік залежності $\ln U = f(\ln T)$.
5. Знайти кутовий коефіцієнт $k = \frac{\Delta \ln U}{\Delta \ln T} = \frac{\ln U_2 - \ln U_1}{\ln T_2 - \ln T_1}$ отриманого графіку (прямої) по двом вибраним довільно точкам графіка 1 та 2.

6. Порівняти отримане значення k з теоретичним коефіцієнтом із закону Стефана-Больцмана (9), рівним 4, та розрахувати відносну похибку вимірів:

$$\delta = \frac{4 - k}{4} \cdot 100\% .$$

Таблиця №1

№	t ₁ , °C	t ₂ , °C	T, K	lnT	U, мВ	lnU
1	100					
2	150					
3	200					
4	250					
5	300					
6	350					
7	400					
8	450					
9	500					
10	550					
11	600					
12	650					
13	700					
14	750					
15	800					

Примітка: (технічні характеристики обладнання)

- максимальна температура нагрівання печі, °C, 900;
- діапазони виміру напруги на термостовпчику, мВ 0,00...9,99;
- діапазони виміру температури в печі, °C 000....999.

Похибка вимірів температури й напруги на термостовпчику від максимальної величини межі виміру, %, не більше 4±2 одиниці молодшого розряду.

2.2.6 Контрольні запитання

1. Яка природа та особливості теплового випромінювання?
2. Що таке спектральна щільність енергетичної світності? Інтегральна енергетична світність. Розмірності цих характеристик та зв'язок між ними?
3. Що таке випромінювальна та поглинальна здатності тіл?
4. Які тіла називають абсолютно чорними? Сіримі тілами?
5. Назвіть основні дослідні закони випромінювання.
6. В чому полягає гіпотеза Планка? Який вигляд має формула Планка?
7. Що в даній роботі є моделлю а.ч.т.?
8. Яким чином в даній роботі досліджується енергетична світність печі?
9. Що таке термопара та термостовпчик?
10. Як визначається абсолютне значення температури печі?
11. Яким чином в роботі здійснюється експериментальна перевірка закону Стефана-Больцмана?

3. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРОПРОВІДНОСТІ МЕТАЛІВ ТА НАПІВПРОВІДНИКІВ

3.1. Теоретичні відомості

3.1.1 Основні характеристики та фізична природа провідності

Однією з найважливіших характеристик речовини є її електропровідність або здатність матеріалу проводити електричний струм. За характером електропровідності всі речовини розділяють на три класи: провідники, діелектрики та напівпровідники. За класичним означенням *провідниками* називають речовини, які пропускають, а *діелектриками* – які не пропускають електричний струм. Проміжну позицію між ними займає спеціальний клас матеріалів – *напівпровідники* – електропровідність яких в значній мірі визначається концентрацією у них хімічних домішок та зовнішніми умовами (наприклад, температурою, наявністю

електромагнітного випромінювання тощо). Тому за різних умов напівпровідники можуть поводити себе як провідники, чи як діелектрики. З цієї причини відповідь на питання про те, до якого класу відноситься досліджуваний матеріал можна дати лише перевіривши його *реакцію* на зміну зовнішніх умов. В найпростішому випадку змінним зовнішнім параметром може бути *температура*. Саме характер температурної залежності електропровідності матеріалів вважається основним критерієм їх класифікації, оскільки вказана залежність визначається безпосередньо внутрішньою будовою речовини.

Всі метали володіють великою електропровідністю. Велика електропровідність в металах обумовлена наявністю вільних електронів (характерна кількість яких $10^{22} \div 10^{23} \text{ см}^{-3}$). Вільні електрони дають специфічні внески в різноманітні термодинамічні характеристики металів, наприклад, лінійні по температурі складові в теплоємність та коефіцієнт термічного розширення. Безпосереднім доказом електронного характеру провідності металів є електроінерційні досліді. Більшість кристалічних тіл, утворених з однакових атомів, є металами, тільки 19 елементів в рівноважних умовах утворюють кристали-неметали. При зміні температури, тиску та магнітного поля в кристалічних тілах можуть виникати структурні фазові переходи (так званий поліморфізм). При цьому кристали, що не мають металічної провідності, можуть стати металом, наприклад, напівпровідники кремній та германій при високих тисках стають металами, а металічні кристали – неметалами, наприклад, біле олово – метал, а сіре – олово напівпровідник. Уявлення про структуру металу, як про іонний кістяк, занурений в електронну рідину, компенсуючу сили відштовхування між іонами і пов'язуючу їх в тверде тіло, досить точно відбиває істинне положення речей.

Згідно з уявленнями електронної теорії металів, електрони при русі в ідеальній ґратці не відчують опору. Виникнення електричного опору

обумовлено розсіянням електронів на порушеннях ідеальності ґратки внаслідок теплового руху атомів, наявності домішок інших елементів, вакансій, дислокацій та інших статичних дефектів. Електрони провідності в металі уявляють собою низькоенергетичні заряджені збудження (квазічастинки) електронної фермі-рідини, утворюючи слабо неідеальний фермі газ з температурою виродження $T_0 = \varepsilon_F/k \sim 10^5 \text{ K}$ (ε_F – енергія Фермі). Цим значенням T_0 відповідають характерні електронні швидкості $\sim 10^8 \text{ см/с}$. Із зниженням температури амплітуда коливань атомів зменшується і, як наслідок цього, збільшується довжина вільного пробігу електрона між двома послідовними зіткненнями l . Така поведінка l призводить до характерного для металів зростання електропровідності із зменшенням температури. У реальних металів при $T \rightarrow 0$ електричний опір прямує до деякого сталого граничного значення, величина якого називається *остаточним опором металів* $\rho_{\text{ост}}$ і є мірою ідеальності ґратки. У чистих металів, наприклад W, Ga, Mg, остаточний опір в 10^5 разів менше їх опору при кімнатній температурі. Довжина пробігу електронів у цих металів при $T \rightarrow 0$ досягає декількох сантиметрів. При низьких температурах для зразків одного і того ж металу, що відрізняються різним вмістом домішок, виконується співвідношення (правило Матіссена) $\rho = \rho_{\text{ост}} + \rho_{\text{ткг}}$, де $\rho_{\text{ткг}}$ – опір, обумовлений розсіянням електронів тепловими коливаннями ґратки. При $T \gg \Theta_D$ (Θ_D – температура Дебая) опір $\rho_{\text{ткг}} \sim T$, а при $T \ll \Theta_D$ – типова температурна залежність $\rho \sim aT^2 + bT^5$, де константи a і b характеризують розсіяння електронів на електронах та теплових коливаннях решітки (теплових фононах) відповідно. Температура Дебая Θ_D – це характеристична температура кристала, якій відповідає дебаєвська частота ω_D ($k_B\Theta = \hbar\omega_D$), яка визначається по порядку величини максимальною частотою акустичних коливань кристала ($\omega_D \sim s/a$, де s – швидкість звуку, a – період кристалічної

гратки). В так званій дебаєвській моделі вважається, що частоти коливань кристалу обмежені дебаєвською частотою ($\omega \leq \omega_D$), але для всіх частот справедливий лінійний закон дисперсії: $\omega = s|\vec{k}|$, де $\vec{k}$ - хвильовий вектор, який приймає $3N$ дискретних значень (N – число елементарних комірок кристала), найбільше з яких має порядок величини π/a . Температура Дебая може розглядатись як деяка усереднена характеристика спектру, різна для різних експериментів. Чисельні значення температури Дебая залежать від маси атомів і величини пружного зв'язку між ними (наприклад, для Pb $\Theta \sim 90$ K, алмазу $\Theta \sim 2000$ K). Знання ефективних величин температур Дебая дозволяє отримати важливу кількісну інформацію про коливальні спектри кристалу та характеристику хімічного зв'язку. Поняття температури Дебая є суттєвим в термодинаміці кристала і є умовною температурною границею, що розділяє область низькотемпературних ($T \ll \Theta$) і високотемпературних ($T \gg \Theta$) решітчастих властивостей кристала (T – температура кристала). Використовуючи лише один параметр Θ , за допомогою відповідних апроксимаційних виразів у багатьох випадках можливо описати поведінку цілого ряду спостерігаємих фізичних характеристик кристалів у широкому температурному інтервалі як нижче, так і вище температури Дебая. До них відносяться: теплоємність, електричний опір (формула Блоха-Грюнайзена), модулі пружності кристалу, фактор Дебая-Уоллера при розсіянні рентгенівських променів, нейтронів, електронів і т. д.

У металів із зростанням температури опір також зростає як наслідок збільшення розсіювання енергії носіїв струму на коливаннях ґратки за законом

$$R_T = R_0(1 + \alpha(T - T_0)), \quad (1)$$

де R_0 – опір при температурі 0°C (273,15 K), R_T – опір при температурі T , α – температурний коефіцієнт опору металу. Різні метали мають різне значення α

(наприклад, для нікеля $\alpha = 5,39 \cdot 10^{-3} K^{-1}$, для платини $\alpha = 3,9 \cdot 10^{-3} K^{-1}$).

Властивість металів змінювати опір з температурою використовують в термометрах для вимірів температур в широкому температурному діапазоні (від $-200^{\circ}C$ до $+850^{\circ}C$). Найбільш розповсюджені термометри на основі нікеля та платини: Ni-100 або Pt-100. Їх опір при $0^{\circ}C$ вибирають рівним 100 Ом. Стандартними також є опори в 500 Ом та 1 кОм. Для переведення вимірюної величини опору в температурні величини існують спеціальні таблиці.

3.1.2 Температурна залежність питомого опору металів

Рух вільних електронів в металі можна розглядати як розповсюдження плоских хвиль, довжину яких можна знайти із співвідношення де Бройля:

$$\lambda = \frac{h}{m_0 v} = \frac{h}{\sqrt{2m_0 E}}, \quad (2)$$

де v – середня швидкість теплового руху електронів, E – енергія електрона. Така плоска хвиля розповсюджується без загасання в періодичному потенціалі решітки ідеального кристала. Отже, довжина вільного пробігу електрона в ідеальному кристалі дорівнює нескінченності, а електричний опір рівний нулю. Дефекти структури кристалу призводять до розсіювання енергії і опір стає відмінним від нульового значення. Ефективне розсіювання хвиль виникає при розмірі розсіюючих центрів більшому за $\lambda/4$. Енергія електронів в металах дорівнює $3 \div 15$ еВ, тобто $\lambda = 3 \div 7$ Å. Саме тому будь-які мікроскопічні неоднорідності структури металу перешкоджають розповсюдженню електронної хвилі. В чистих металах єдиною причиною, що викликає розсіювання та обмежує довжину вільного пробігу електрона є теплові коливання решітки, тобто коливання атомів кристалічної структури металу. Із зростанням температури збільшується амплітуда теплових коливань. Якщо рахувати спрощено, що інтенсивність розсіювання прямо пропорційна поперечному перерізу об'єму сфери, яку займає атом, що

коливається, а площа перерізу $S_{\text{пер}} \approx \Delta a^2$, де Δa – амплітуда теплових коливань, то довжина вільного пробігу електрона за даної температури $\overline{l}_T$ буде:

$$\overline{l}_T = \frac{1}{\pi(\Delta a)^2 N}, \quad (3)$$

де N – кількість атомів в одиниці об'єму. Потенціальна енергія відхиляючогося на Δa від вузла атома визначається пружністю. Енергію пружності можна записати як

$$E_{\text{пруж}} = \frac{1}{2} k_{\text{пруж}} (\Delta a)^2, \quad (4)$$

де $k_{\text{пруж}}$ – коефіцієнт пружності. Середня енергія одномірного гармонічного осцилятора дорівнює kT

$$\frac{1}{2} k_{\text{пруж}} (\Delta a)^2 = kT \Rightarrow (\Delta a)^2 = \frac{2kT}{k_{\text{пруж}}}, \quad (5)$$

тоді

$$\overline{l}_T = \frac{k_{\text{пруж}}}{\pi 2 k T N}, \text{ тобто } \overline{l}_T \sim T^{-1}.$$

В області низьких температур зменшується не тільки амплітуда коливань, але й частоти коливань атомів і розсіяння стає неефективним, тобто взаємодія з решіткою лише несуттєво змінює імпульс електронів. Максимальна частота теплових коливань ν_{max} визначається температурою Дебая Θ_D , а тепла енергія $k\Theta_D = h\nu_{\text{max}}$. Виходячи з уявлень класичної теорії питома провідність буде

$$\sigma = \frac{e^2 n \overline{l}_T}{m^* v_F}, \quad (6)$$

де v_F – швидкість електрона поблизу рівня Фермі, n – концентрація електронів в одиниці об'єму. І, оскільки питомий опір обернено пропорційний до питомої питомої провідності, отримуємо

$$\rho_T = \frac{1}{\sigma} = \frac{2\pi m_n^* k v_F}{e^2 k_{\text{пруж}}} \cdot T = BT, \quad (7)$$

вважаючи, що $\frac{N}{n} \approx 1$. Лінійна апроксимація температурної залежності $\rho_T(T)$ справедлива до $T \simeq \frac{2}{3} \Theta_D$, а $\Theta_D \sim 400 \div 450$ К для більшості металів. Отже лінійне наближення використовують при кімнатній та вище кімнатної температурах. При $T < T_{\text{кімн}}$ спад $\rho_T(T)$ обумовлений виключенням фононних частот і $\rho_T \sim T^5$ – закон Блоха-Грюнайзена (ділянка ступеневої залежності дуже мала, див. Рис.1). Отже залежність (1) виконується лише в деякому температурному інтервалі (рис.1) Так, наприклад, платиновий вимірювальний резистор на керамічній основі типу Pt-100 працює в діапазоні $0^\circ \div 400^\circ\text{C}$ і опір при цьому змінюється в межах від 100 до 247,04 Ом майже лінійно.

3.1.3 Температурна залежність питомого опору напівпровідників

Напівпровідники – це речовини, що мають при кімнатній температурі питому електричну провідність в інтервалі від 10^{-10} до 10^6 Ом $^{-1} \cdot$ см $^{-1}$, яка залежить значною мірою від виду і кількості домішок та структури речовини, а також від зовнішніх умов: температури, освітлення, тиску, електричних і

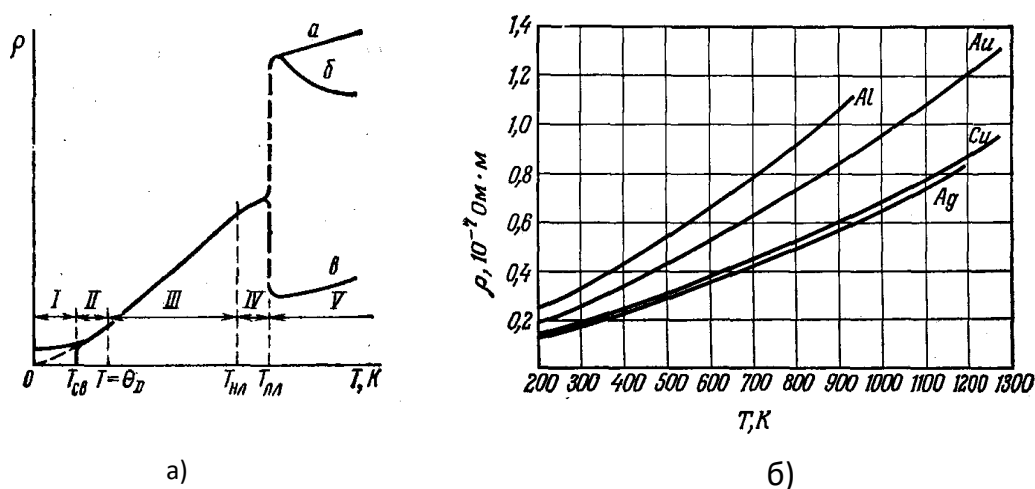


Рис. 1. Залежність питомого опору металів: а) в широкому діапазоні температур, б) для різних матеріалів.

магнітних полів тощо. Напівпровідники, електропровідність яких зумовлена переходами електронів із заповненої (або валентної) зони у вільну зону (зону провідності), звуться власними. У власному напівпровіднику концентрація електронів n у зоні провідності завжди дорівнює концентрації дірок p у валентній зоні. Якщо рухливість електронів і дірок позначити через μ_n і μ_p відповідно, то питому провідність власного напівпровідника можна записати так:

$$\sigma = en_i(\mu_n + \mu_p), \quad (8)$$

де $n_i = n = p$, а e – заряд електрона.

Температурна залежність концентрації вільних носіїв заряду має наступний вигляд:

$$n_i = AT^{3/2}\exp(-E_g/2kT), \quad (9)$$

де A – стала. Співвідношення (9) дає змогу визначити ширину забороненої зони E_g експериментально з залежності n_i від T . Якщо побудувати графічну залежність $\ln(n_i T^{-3/2})$ від оберненої температури (на практиці беруть $10^3/T [K]$), то вона виявиться прямою:

$$\ln(n_i T^{-3/2}) = \text{Const} - E_g/2kT. \quad (10)$$

Кут нахилу прямої до осі абсцис визначається шириною забороненої зони E_g :

$$\text{tg}\varphi = - E_g/2k, \quad (11)$$

звідки

$$E_g = 2k|\text{tg}\varphi|. \quad (12)$$

Величина $\text{tg}\varphi$ визначається за графіком $\ln(n_i T^{-3/2}) = f(1/T)$.

Однак слід пам'ятати, що ширина забороненої зони сама є функцією температури і у більшості випадків збільшується при охолодженні. Фактичну ширину забороненої зони та її залежність від температури можна визначити за допомогою оптичних вимірів, досліджуючи спектр прикрайового

поглинання світла. Залежність E_g германію і кремнію від абсолютної

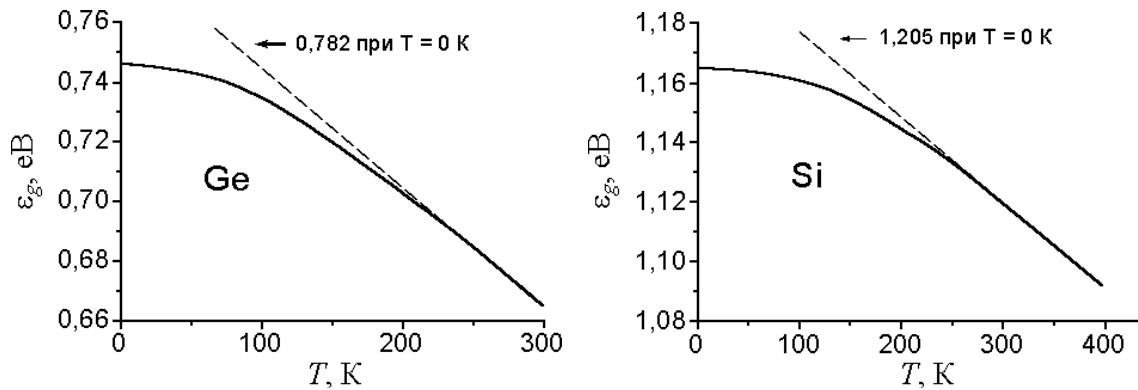


Рис. 2. Температурна залежність ширини забороненої зони для германія та кремнія.

температури T в області від 0 до 300 К показана на рис. 2.

Видно, що при низьких температурах E_g наближається до сталого значення, а з ростом температури зменшується за квадратичним законом. При вищих температурах зменшення E_g відбувається за лінійним законом. Тут виникає питання, яке саме її значення ми можемо одержати з температурних вимірів n_i . Щоб це з'ясувати, розкладемо залежність ширини забороненої зони від температури в ряд за степенями T :

$$E_g(T) = E_g(0) + \alpha T + \dots, \quad (13)$$

де $E_g(0)$ – фактична ширина забороненої зони при абсолютному нулі температури. Якщо в цьому розкладі обмежитися тільки лінійним членом, то при підстановці (13) у (9) ми одержимо додатковий сталий множник $\exp(-\alpha/2k)$, який можна включити до сталої $A = A_T \exp(-\alpha/2kT)$. Отже температурна залежність n_i буде визначатися множником $\exp(-E_g(0)/kT)$, так що за графіком залежності $\ln(n_i T^{-3/2})$ від $1/T$ ми знайдемо $E_g(0)$.

Якщо ж залежність $E_g(T)$ не можна вважати лінійною, то тоді E_g , одержане з температурних вимірів, не буде дорівнювати фактичній ширині забороненої зони при $T = 0$. Вона буде дорівнювати E_g^* . Цю величину

знаходимо екстраполяцією до $T = 0$ прямої, котра наближено описує залежність E_g від T в інтервалі досліджуваних температур. Величину E_g^* називають термічною шириною забороненої зони. Її значення дещо відрізняється від значення низькотемпературної оптичної (фактичної) E_g . Традиційно E_g^* визначається електричними методами – із вимірів залежності власної електропровідності або, коректніше, сталої Холла від температури. Електропровідність напівпровідників швидко росте з підвищенням температури за законом (див. вираз (9)):

$$\sigma = \sigma_0 \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (14)$$

Опір напівпровідника обернено пропорційний до його провідності, тому маємо для опору наступну залежність:

$$R = R_0 \exp\left(\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (15)$$

3.1.4 Обробка результатів

Обчислити ширину забороненої зони напівпровідника можна прологарифмувавши вираз (15)

$$\ln R = \ln R_0 + \frac{E_g}{2kT} \quad (16)$$

та побудувавши графік залежності $\ln R = f(1/2kT)$. Ширину забороненої зони E_g знайдемо як тангенс кута нахилу прямої до осі абсцис:

$$E_g = \operatorname{tg} \varphi = \frac{\Delta(\ln R)}{\Delta\left(\frac{1}{2kT}\right)}. \quad (17)$$

Причому, якщо сталу Больцмана виразити в електрон-вольтах (eV/K), то E_g безпосередньо з графіка теж одержимо в електрон-вольтах

$$(k = 1,38 \cdot 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} = \frac{1,38 \cdot 10^{-23}}{1,6 \cdot 10^{-19}} \frac{\text{eB}}{\text{К}} = 0,863 \cdot 10^{-4} \frac{\text{eB}}{\text{К}})$$

3.2. Лабораторна робота № 3. Вивчення температурної залежності електропровідності металів та напівпровідників

Мета роботи: Дослідження залежності опору провідника та напівпровідника від температури; визначити температурний коефіцієнт опору металу та ширину забороненої зони власного напівпровідника.

Обладнання: пристрій для вивчення температурної залежності електропровідності металів та напівпровідників ГИФК.161428.008, об'єкт дослідження (метал, напівпровідник).

3.2.1 Порядок виконання роботи

1. Перед вмиканням пристрою до джерела живлення переконатися, що кнопка „Сеть” (рис. 3.1) у відтиснутому положенні.
2. Під'єднати лабораторну установку до мережі живлення. Увімкнути кнопку „Сеть”. По індикатору переконатися в наявності живлячої напруги.
3. Натисканням кнопки „Образец-Металл” або „Образец-Полупроводник” обрати потрібний зразок (натиснути „Образец-Полупроводник”, рис. 4.5).
4. Вибрати межі вимірювання опору вмиканням (рис. 3.2) однієї із кнопок: ”0,2 кОм”, ”2 кОм”, ”20 кОм”, ”200 кОм”, (похибки вимірювання опору в кожному режимі не більше 4%). Для напівпровідника - ”200 кОм”, для металу - ”0,2 кОм”.
5. Увімкнути кнопку „Нагрев-Пуск” (рис. 3.3) і по індикатору „Температура. Цел.” переконатися, що зразок нагрівається.
6. Для індикаторів показів температури та відповідного цій температурі опору для зручності можна натиснути і утримувати кнопку „Инд.”. При цьому на індикаторі „Температура.Цел” і ”Сопротивление”, кОм, значення температури і опору фіксуються, відповідаючи моменту натиснення кнопки „Инд.”. Для індикації миттєвих значень необхідно

- відпустити кнопку „Инд.”. Покази температури знімати з кроком 2°C і помістити в таблицю 1.
7. При досягненні температури 55°C необхідно натиснути кнопку „Нагрев-Стоп” (рис. 3.3) (межі вимірювання температури $0\text{--}120^{\circ}\text{C}$, похибки вимірювань не більше 5%). Після цього індикатор над кнопкою „Нагрев-Пуск” повинен згаснути, і, оскільки пічка інерційна, температура зразка підніметься на $12\text{--}15^{\circ}\text{C}$ досягши свого найбільшого значення.
 8. З початком охолодження (на індикаторі «температура $^{\circ}\text{C}$ » спостерігається зменшення температури) вибрати металічний зразок (натиснувши кнопку „Образец-Металл” (рис. 4.4) та режим “0,2 кОм” (рис. 3.2)) і повторити пункт 6 для металічного зразка в режимі охолодження до початкової температури.
 9. Після охолодження металічного зразка до кімнатної температури (початкової температури в лабораторії) за допомогою кнопки „Сеть” вимкнути пристрій.

3.2.2 Завдання

1. Зняти температурну залежність опору напівпровідника при його нагріванні від кімнатної до $70\text{--}80^{\circ}\text{C}$. Дані занести в таблицю №1 та



Рис. 3. Передня панель вимірювального пристрою установки по дослідженню температурної залежності електропровідності металів та напівпровідників.

- побудувати графік залежності $R(T)$.
2. Дослідити залежність опору металу від температури при його охолодженні від максимальної ($70-80^{\circ}\text{C}$) до кімнатної температури. Дані занести в таблицю №1 та побудувати графік залежності $R(T)$.
 3. Для напівпровідника побудувати графік залежності $\ln R = f(1/2kT)$. Знайти ширину забороненої зони E_g напівпровідника як тангенс кута нахилу прямої до осі абсцис:

$$E_g = \text{tg} \varphi = \frac{\Delta(\ln R)}{\Delta\left(\frac{1}{2kT}\right)}.$$

4. Для металу побудувати графік залежності опору від температури (див. формулу (1) та рис. 5), з якого визначити температурний коефіцієнт опору металу α . Оскільки залежність $R(T)$ має бути лінійною, то α визначатиметься тангенсом кута нахилу прямої:

$$\alpha = \frac{\text{tg} \beta}{R_0} = \frac{R_2 - R_1}{R_0(T_2 - T_1)}, \quad (18)$$

де T_1, R_1 та T_2, R_2 – координати крайніх точок відрізка, що представляє отриману експериментально лінійну залежність $R(T)$ (рис. 5), R_0 – опір металічного зразку при температурі $T = 273,15^{\circ}\text{K}$ ($t = 0^{\circ}\text{C}$), який також слід



Рис. 4. Пічка з досліджуваними металічним та напівпровідниковим зразками.

визначити з графіку залежності $R(T)$.

5. Знайти похибку вимірювання температурного коефіцієнту опору металу α за формулою (19)

$$\Delta\alpha = \alpha \left(\frac{\Delta R_2}{R_2 - R_1} + \frac{\Delta R_1}{R_2 - R_1} + \frac{\Delta R_0}{R_0} + \frac{\Delta T_2}{T_2 - T_1} + \frac{\Delta T_1}{T_2 - T_1} \right) =$$

$$= \alpha \left[\frac{\max(\Delta R)}{R_2 - R_1} + \frac{\max(\Delta R)}{2R_0} + \frac{\Delta T}{T_2 - T_1} \right], \quad (19)$$

де $\max(\Delta R)/2$ – половина максимального значення інструментальної похибки вимірювання опорів, а в якості похибки визначення температури необхідно взяти половину ціни поділки термометра $\Delta T/2$.

Примітка: Формулу (19) можна отримати почергово логарифмуючи та диференціюючи праву та ліву частину (18):

$$\frac{d\alpha}{\alpha} = \frac{\partial R_2}{R_2 - R_1} - \frac{\partial R_1}{R_2 - R_1} - \frac{\partial R_0}{R_0} - \frac{\partial T_2}{T_2 - T_1} + \frac{\partial T_1}{T_2 - T_1}.$$

Замінюючи диференціали на відповідні значення абсолютних похибок, а також замінюючи знаки «-» всіх від'ємних доданків на «+» отримують формулу (19).

Результати вимірювань температурної залежності опору.

Таблиця №1.

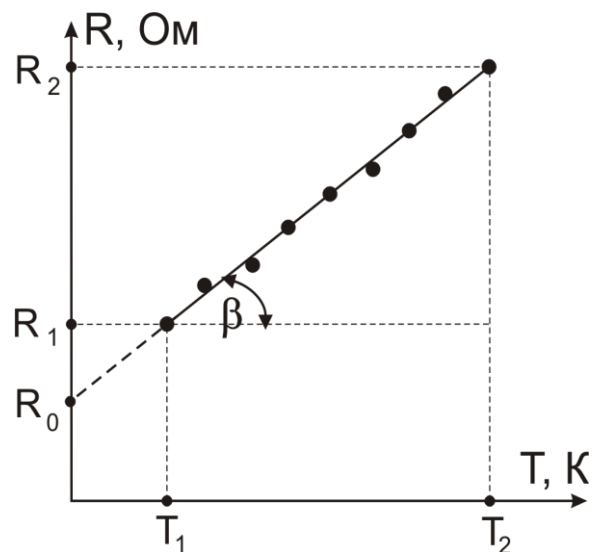


Рис. 5 Температурна залежність опору металічного зразка.

№	Метал			Напівпровідник				
	t, °C	T, K	R, Ом	t, °C	T, K	R, кОм	1/2kT, eB ⁻¹	lnR
1								

...	...	...	...	...	...	...	...	...
N								

3.2.3 Контрольні запитання

1. Сформулюйте основні положення зонної теорії твердих тіл.
2. Дайте класифікацію твердих тіл по електричним властивостям на основі зонної теорії.
3. Чому із зростанням температури опір металу зростає, а опір напівпровідника зменшується?
4. Покажіть, що опір напівпровідника залежить від температури згідно з виразом (15).
5. Пояснити принципи визначення температурного коефіцієнту опору металу та ширини забороненої зони напівпровідника в даній роботі.

4. ЕФЕКТ ХОЛЛА

4.1. Теоретичні відомості

4.1.1 Фізична природа та характеристики ефекту Холла

Американський фізик Едвін Герберт Холл в 1879 році вперше описав явище, яке потім назвали в його честь. Суть *ефекту Холла* полягає в тому, що в провіднику із струмом, розміщеному в магнітному полі, перпендикулярному до напрямку струму, виникає електричне поле в напрямку, перпендикулярному до напрямків струму і магнітного поля. Найбільш важливим застосуванням ефекту Холла є визначення концентрації носіїв заряду в матеріалах, що проводять електричний струм (наприклад, в напівпровідниках, коли концентрацію носіїв зарядів можна довільно змінювати, наприклад, за рахунок введення домішок).

Розглянемо теорію ефекту Холла в гідродинамічному наближенні, коли електронний газ розглядають як деяку рідину з густиною заряду – en . Її рух із швидкістю $\vec{v}$ створює струм з густиною

$$\vec{j} = -en\vec{v}, \quad (1)$$

де n – концентрація електронів. Швидкість $\vec{v}$ є середньою швидкістю руху електронів, яка визначається рівнянням

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m_n^*}\vec{E} - \frac{e}{m_n^*}\vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{m_n^*n} \text{grad } p_n - \frac{\vec{v}}{\tau}, \quad (2)$$

де m_n^* - ефективна маса електронів; τ – середній час релаксації їх імпульсу; p_n - тиск електронного газу. Для невиродженого газу $p_n = nkT$. У вище наведеному означенні ефекту Холла не враховувався статистичний розподіл носіїв заряду за швидкостями, а рівняння (2) впливає з кінетичного рівняння Больцмана, тому спочатку отримаємо вираз для кінетичного рівняння Больцмана.

У невиродженому напівпровіднику при термодинамічній рівновазі розподіл носіїв заряду за енергіями E описується рівноважною функцією розподілу Больцмана

$$f_0(E) = \exp\left(-\frac{E - E_F}{kT}\right). \quad (3)$$

В найбільш загальному випадку, коли функція розподілу залежить ще й від координати $\vec{r}$ та часу t , вона може бути представлена у вигляді деякої функції $f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Така функція розподілу визначає середнє число носіїв заряду, що мають швидкість $\vec{v}$ (тобто енергію E) і знаходяться в момент часу t в точці з координатою $\vec{r}$. Термодинамічна рівновага порушується якщо на систему носіїв заряду кристалу впливає зовнішнє електричне або магнітне поле, або градієнт температури. У цьому випадку систему носіїв заряду кристалу описує вже інша, нерівноважна функція розподілу $f(\vec{r}, \vec{v}, t)$. Процеси, що характеризуються нерівноважною функцією розподілу, називають *кінетичними ефектами* або *явищами переносу*, а рівняння, яке визначає нерівноважну функцію розподілу, - *кінетичним*. При порушенні термодинамічної рівноваги системи носіїв заряду виникають процеси, що

прагнуть повернути систему до рівноважного стану. До таких процесів належать розсіяння носіїв заряду на коливаннях кристалічної ґратки, на дефектах кристалу, розсіяння носіїв один на одному.

Із статистичної фізики відомо, що в ізольованій системі функція розподілу при русі вздовж фазової траєкторії залишається сталою, тобто

$$\frac{df}{dt} = \frac{\partial f}{\partial t} + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{ВН}} + \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{СТ}} = 0, \quad (4)$$

де $\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{ВН}}$ - швидкість зміни функції розподілу в результаті зовнішніх впливів,

$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{СТ}}$ - швидкість зміни функції розподілу в результаті розсіяння носіїв

заряду. Майже завжди стан носіїв заряду можна вважати встановленим (таким, що встановився) $\left(\frac{\partial f}{\partial t} = 0 \right)$, бо процеси розсіяння носіїв заряду проходять за час, значно менший часу, на протязі якого змінюються електричне та магнітне поля або температура. Тоді з рівняння (4) отримуємо

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{ВН}} = - \left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{СТ}}, \quad (5)$$

тобто в стаціонарному стані вплив зовнішніх та внутрішніх факторів на функцію розподілу взаємно врівноважується. Вважатимемо зміну функції розподілу в результаті зовнішніх впливів незначною, тобто

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) - f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) \ll f_0(\vec{r}, \vec{v}, t). \quad (6)$$

У цьому випадку можна вважати, що за відсутності зовнішніх впливів швидкість зміни функції розподілу пропорційна до величини її відхилення від рівноважного стану, тобто

$$\left[\frac{\partial f}{\partial t} \right]_{\text{СТ}} = - \frac{f(\vec{r}, \vec{v}, t) - f_0(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\tau}, \quad (7)$$

де $\frac{1}{\tau}$ - коефіцієнт пропорційності. Інтегруючи рівність (7), отримаємо

$$f(\vec{r}, \vec{v}, t) - f_0(\vec{r}, \vec{v}, t) = [f(\vec{r}, \vec{v}, t)]_{t=0} e^{-t/\tau}. \quad (8)$$

З останньої рівності видно, що τ – це час, на протязі якого початкове значення відхилення функції розподілу від рівноважної за відсутності зовнішніх впливів зменшується в e разів. Цей час називають часом релаксації носіїв заряду.

Швидкість зміни функції розподілу в результаті зовнішніх впливів можна записати у вигляді

$$\left[\frac{\partial f(\vec{r}, \vec{v}, t)}{\partial t} \right]_{\text{вн}} = - \left[\frac{\partial f}{\partial \vec{v}} \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \frac{\partial f}{\partial \vec{r}} \frac{\partial \vec{r}}{\partial t} \right] = -(\vec{v} \nabla_v f) - (\vec{v} \nabla_r f). \quad (9)$$

Враховуючи (7) та (9), і базуючись на (5) отримуємо

$$-(\vec{v} \nabla_v f) - (\vec{v} \nabla_r f) = \frac{f - f_0}{\tau}. \quad (10)$$

Рівняння (10) називають *кінетичним рівнянням Больцмана*. Це класичне рівняння, оскільки в функції розподілу одночасно задаються координати $\vec{r}$ та швидкості $\vec{v}$. Тому рівняння Больцмана застосовується лише в умовах, коли квантові ефекти несуттєві.

Якщо розглядати рух електронів в кристалічній решітці, коли квантовий стан електрона характеризується його хвильовим вектором $\vec{k}$, можна перейти до функції розподілу $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$, для якої $f(\vec{k}, \vec{r}, t) \frac{d^3 k}{4\pi^3}$ дорівнює кількості електронів в момент t в точці $\vec{r}$ в одиниці об'єму з хвильовим вектором від $\vec{k}$ до $\vec{k} + d\vec{k}$. В квазікласичному наближенні хвильовий вектор електрона, на який діє сила $\vec{F}$, задовільняє співвідношення

$$\frac{d\vec{k}}{dt} = \frac{1}{\hbar} \vec{F}. \quad (11)$$

Тому, переходячи в рівнянні (10) до функції $f(\vec{k}, \vec{r}, t)$, отримуємо

$$\vec{v} \nabla_r f + \frac{1}{\hbar} (\vec{F} \nabla_k f) = - \frac{f - f_0}{\tau}. \quad (12)$$

Рівняння (12) дозволяє розрахувати нерівноважну функцію розподілу, якщо відома структура енергетичних зон кристалу (тобто функція $E(\vec{k})$ та характер зовнішніх сил $\vec{F}$).

Кінетичні ефекти, що мають місце при одночасному впливі на носії заряду електричного $\vec{E}$ та магнітного $\vec{B}$ полів, називають *гальваномангнітними ефектами*. Ефект Холла є одним з гальваномангнітних ефектів. Розглянемо ефект Холла в слабких магнітних полях. Нагадаємо, що під слабким магнітним полем розуміють таке поле, для якого час релаксації τ носія заряду багато менший його періоду обертання T_c по коловій орбіті в магнітному полі:

$$\tau \ll T_c. \quad (13)$$

Як відомо, частота обертання носія заряду з ефективною масою m по коловій орбіті в магнітному полі (частота циклотронного резонансу)

$$\omega_c = \frac{e}{m} B. \quad (14)$$

Умова слабого магнітного поля (13) може бути записана у вигляді

$$\tau \ll \frac{m}{e} \frac{2\pi}{B}. \quad (15)$$

Враховуючи, що величина $\frac{\tau e}{m}$ - це рухливість носіїв заряду μ , і рахуючи нерівність (15) більш суворою, отримуємо

$$\mu B \ll 1. \quad (16)$$

Остання умова зазвичай є *критерієм слабого магнітного поля*. Повернемося до виразу (2):

$$\frac{d\vec{v}}{dt} = -\frac{e}{m_n^*} \vec{E} - \frac{e}{m_n^*} \vec{v} \times \vec{B} - \frac{1}{m_n^* n} \text{grad } p_n - \frac{\vec{v}}{\tau}.$$

Якщо помножити усі члени рівняння на m_n^* , то ліворуч отримаємо добуток маси на прискорення, а праворуч суму всіх діючих на електрон сил: електричного поля (перший член), Лоренца (другий), «тертя» із-за зіткнень

електронів з дефектами решітки (останній член). Поява в рівнянні для середньої швидкості третього члена обумовлена напрямленим рухом електронів при дифузії, яка виникає, якщо є градієнт тиску електронного газу. Розглянемо випадок коли $p_n = \text{const}$, при якому цей член дорівнює нулю. З (2) отримують необхідний в теорії ефекта Холла вираз, що пов'язує $\vec{E}$ та $\vec{j}$.

В стаціонарному випадку $\frac{dv}{dt} = 0$ і з (1) та (2) випливає:

$$\vec{E} = \vec{E}_\Pi + \vec{E}_X; \quad \vec{E}_\Pi = \frac{\vec{j}}{\sigma}; \quad \vec{E}_X = \frac{\mu_n}{\sigma} \vec{j} \times \vec{B}, \quad (17)$$

де $\sigma = e\mu_n n$ - провідність; $\mu_n = \frac{e}{m_n^*} \tau$ - рухомість електронів.

Ефект Холла має два аспекти прояву. Вираз (17) відповідає першому з них. При $\vec{B} = 0$, $\vec{E} = \vec{E}_\Pi$. Магнітне поле (сила Лоренца) викликає появу напруженості холлівського поля $\vec{E}_X$, яка перпендикулярна до $\vec{j}(\vec{E}_\Pi)$ та пропорційна до B . Розв'язуючи (17) відносно $\vec{j}$, отримуємо:

$$\vec{j} = \vec{j}_\Pi + \vec{j}_X + \vec{j}_1; \quad \vec{j}_\Pi = \sigma' \vec{E}; \quad \vec{j}_X = -\sigma' \mu_n \vec{E} \times \vec{B};$$

$$\vec{j}_1 = \sigma' \mu_n^2 \vec{B} (\vec{B} \cdot \vec{E}); \quad \sigma' = \frac{\sigma}{1 + \mu_n^2 B^2}. \quad (18)$$

При холлівських вимірюваннях реалізується випадок коли $\vec{B} \perp \vec{E}$, для якого $\vec{j}_1 = 0$. Вираз (18) відповідає другому аспекту прояву ефекту Холла. Магнітне поле викликає холлівський струм $\vec{j}_X$, перпендикулярний до $\vec{E}$ та струму провідності $\vec{j}_n$ і пропорційний до B . Система рівнянь, що описує електричне поле в зразку при ефекті Холла, окрім (17) та еквівалентного йому (18), включає рівняння:

$$\text{div} \vec{j} = 0; \quad (19)$$

$$\text{rot} \vec{E} = 0. \quad (20)$$

Граничні умови до неї: на вкритих металом ділянках поверхні зразка тангенціальна поверхнева складова

$$E_t = 0, \quad (21)$$

на вільних від металу ділянках поверхні нормальна складова

$$j_n = 0. \quad (22)$$

Потенціали контактів або струми через них повинні бути задані. Двом аспектам прояву ефекту Холла відповідають дві постановки експериментів: вимірювання е.р.с. та струму Холла. В даній лабораторній роботі вимірюють **е.р.с. Холла**, причини виникнення якої якісно розглянемо на прикладі прямокутного довгого ($a \gg b$) зразка (центральної його частини, рис.1), через який протікає струм I . Електрони дрейфують вздовж зразка з середньою швидкістю $\vec{v} = -\mu_n \vec{E}$. З появою зовнішнього магнітного поля сила Лоренца $\vec{F}_L = -e\vec{v} \times \vec{B}$ відхиляє їх до верхньої поверхні зразка, що створює там негативний заряд, а навпроти протилежної поверхні – позитивний заряд. Ці заряди призводять до виникнення в об'ємі зразка холлівського поля (E_y), дія якого на електрони (сила $-eE_y$) зрівноважує силу Лоренца. Між поверхнями створюється різниця потенціалів – *е.р.с. Холла*.

При кількісному описанні скористуємось тим, що в центральній частині розглядуваного довгого зразка $\vec{j}$ та $\vec{E}$ не залежать від x . Тоді з рівності (19) випливає, що $\frac{\partial j_y}{\partial y} = 0$, а з (20) –

$$\text{rot}_z \vec{E} = \frac{\partial E_y}{\partial x} - \frac{\partial E_x}{\partial y} = -\frac{\partial E_x}{\partial y} = 0.$$

Величини j_y та E_x не залежать від y . На поверхнях $y = \pm \frac{b}{2}$ в силу (22) $j_y = j_n = 0$, і, оскільки j_y не залежить від y , то рівність $j_y = 0$ виконується у всій центральній частині зразка. З неї та рівнянь (17) випливає, що

$$E_x = E_{\Pi} = \frac{j_x}{\sigma}; \quad E_y = E_H = -\mu_n B E_x. \quad (23)$$

Враховуючи незалежність від y величини E_x з (23) випливає, що від цієї координати не залежать також j_x та E_y . Поле в центральній частині зразка однорідне. Згідно з (23), напруженість холлівського поля дорівнює складовій E_y , повної напруженості електричного поля $\vec{E}$. Магнітне поле повертає вектор напруженості $\vec{E}$ на холлівський кут θ , що визначається з рівності $\tan \theta = -\mu_n B$. Е.р.с. Холла $U_X = E_y b$, а падіння напруги між двома точками на поверхні зразка з відстанню l між ними $U_l = E_x l$. З (23) випливає

$$U_X = R_X \frac{IB}{c}; \quad U_l = \frac{1}{\sigma} \cdot \frac{l}{bc} I; \quad R_X = -\frac{1}{en}, \quad (24)$$

де R_X – константа Холла; c – товщина зразка.

Напруги U_X та U_l можуть бути виміряні за допомогою зондів $З_1 - З_3$, встановлених на поверхні зразка. Електрони, що накопичуються біля поверхні $y = -\frac{b}{2}$, стікають через торцеві контакти на позитивно заряджену поверхню $y = \frac{b}{2}$. Це призводить до виникнення поблизу контактів областей

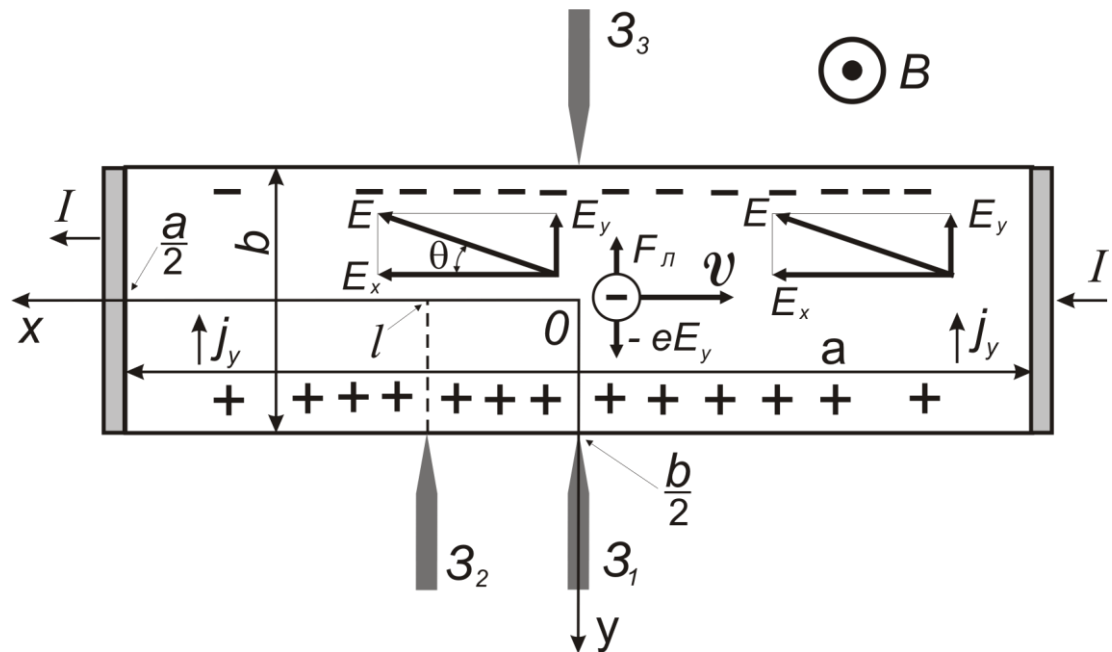


Рис.1. До виникнення е.р.с. Холла

неоднорідності електричного поля із складовою E_y , меншою, ніж в центральній частині зразка. В цих областях сила Лоренца не зрівноважується полем Холла і складова $j_y \neq 0$. Протяжність кожної з областей (1...1,5) b . Формули (24) можна застосовувати коли вимірювальні зонди знаходяться за межами цих областей. Це означає, що їх можна використовувати лише для зразків з $a \geq 3b$. В протилежному випадку слід враховувати зменшення E_y та U_X за рахунок стікання зарядів. Для випадку слабкого магнітного поля ($\mu_n B \ll 1$) та холлівських зондів Z_1 та Z_3 (рис.1), встановлених посередині зразка ($x = 0$),

$$U_X = \frac{a}{b} \Phi\left(\frac{b}{a}\right) R_X \frac{IB}{c}, \quad (25)$$

де з похибкою, меншою 0,7%, функція Φ може бути апроксимована формулою

$$\Phi(\alpha) = 0,742 \operatorname{th} \left[\frac{\alpha \left(1 + \frac{\alpha}{2\pi}\right)}{0,742} \right]. \quad (26)$$

4.1.2 Вимірювання е.р.с. Холла

В лабораторній роботі цього розділу через досліджуваний зразок тече незмінний струм і зразок знаходиться в постійному магнітному полі. Безпосередньою експериментальною задачею при холлівських дослідженнях є вимірювання е.р.с. Холла U_X та падіння напруги U_l на ділянці зразка. Для цього на поверхні зразка встановлюють, як це показано на рис.2, точкові зонди $Z_1 - Z_3$. Прилад А вимірює струм через зразок. Потенціометр П з нульовим приладом Г можна підключати до зондів Z_1 , Z_2 та Z_1 , Z_3 . Вимірювана у першому випадку напруга U_{1-2} дозволяє визначити U_X , а вимірювання напруги U_{1-3} між зондами Z_1 та Z_3 визначити U_l . Компенсаційний спосіб вимірювання виключає спотворення електричного поля в зразку, обумовленого відбором струму увімкненою між зондами

вимірювальною схемою, а також виключає вплив на результати вимірів опорів зондів. Замість потенціометра з нульовим приладом можна застосовувати високоомний вольтметр. У загальному випадку *ефект Холла супроводжується ефектами, обумовленими залежністю часу релаксації τ електронів від їх енергії $\tau = \tau(\varepsilon)$* . В гідродинамічному наближенні ефект *магнітоопору* у довгому зразку відсутній, оскільки для кожного електрона дія сили Лоренца компенсується полем Холла

$$-eE_y + F_{Ly} = 0 \quad (27)$$

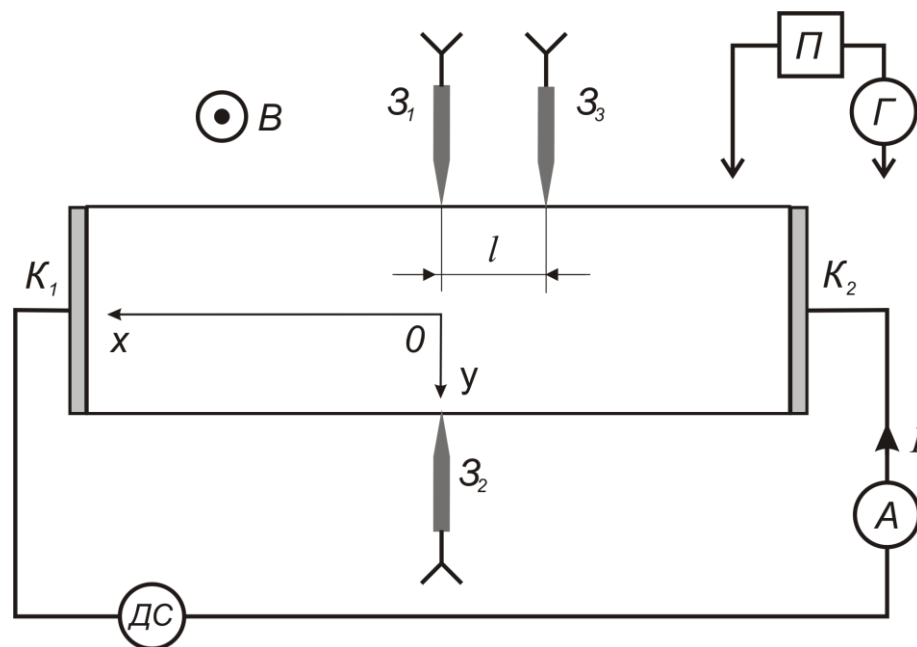


Рис.2. Схема вимірювання е.р.с. Холла при сталому струмі через зразок та постійному магнітному полі (вісь $Oz \parallel \vec{B}$).

і, таким чином, магнітне поле не впливає на дрейф електронів. Розглянемо *термомагнітні ефекти*, що супроводжують ефект Холла. Розглянемо ситуацію, зображену на рис.1, та випадок, коли $\tau = \tau(\varepsilon)$ і рівність (27) виконується тільки для електронів з деяким значенням енергії $\varepsilon = \bar{\varepsilon}$. В таких умовах електрони з $\varepsilon > \bar{\varepsilon}$ та $\varepsilon < \bar{\varepsilon}$ відхиляються до різних поверхонь зразка.

Наприклад, якщо $\tau \sim \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$ (розсіяння на акустичному деформаційному потенціалі), то, оскільки $|F_{Ly}| \sim \tau(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\frac{1}{2}}$, для електронів з $\varepsilon < \bar{\varepsilon}$ виконується нерівність $|F_{Ly}| > |eE_y|$ і вони відхиляються до поверхні $y = -\frac{b}{2}$. Для електронів з $\varepsilon > \bar{\varepsilon}$ $|F_{Ly}| < |eE_y|$, і вони відхиляються до протилежної поверхні. Таке розділення електронів з різними енергіями призводить до виникнення в зразку вздовж осі Oy градієнта температури, що називають *ефектом Еттингсгаузена*. Перепад температури між поверхнями $y = \pm \frac{b}{2}$ призводить до виникнення між ними *термо – е.р.с.* U_{Σ} , яка сумується з *е.р.с.* Холла. Функціональна залежність U_{Σ} від струму через зразок I та індукції магнітного поля така ж, як і в *е.р.с.* Холла, тобто

$$U_{\Sigma} \sim IB. \quad (28)$$

Відношення $|U_{\Sigma}/U_X|$ при інших незмінних умовах зростає із збільшенням провідності напівпровідника. В сильно легovanому напівпровіднику воно може досягати 10%.

Якісно зрозуміти причину виникнення інших термомагнітних ефектів можна, якщо врахувати, що магнітне поле тим сильніше викривляє траєкторію руху електрона, чим менше складова швидкості його теплового руху в площині, перпендикулярній магнітному полю v_T , оскільки радіус циклотронної орбіти $r_c = \frac{m_n^* v_T}{eB}$.

Розглянемо зразок, зображений на рис.3. За відсутності струму електрони в ньому рухаються повністю хаотично. Траєкторії двох з них при $B = 0$ показані суцільними лініями. Кожному зламу відповідає зіткнення електрона з дефектом ґратки, стрілками вказано напрямки руху. Будь-який переріз зразка, наприклад $x = 0$, перетинає два продольних потоки електронів: потік електронів, перетинаючий переріз зразка в напрямку справа наліво, $\vec{J}_\Pi$ і в зворотньому напрямку $-\vec{J}_\Pi$. Потоки за абсолютним значенням

рівні між собою, а струм через переріз дорівнює нулю. Увімкнення магнітного поля викривляє траєкторії руху електронів, як це показано на рисунку штриховими лініями.

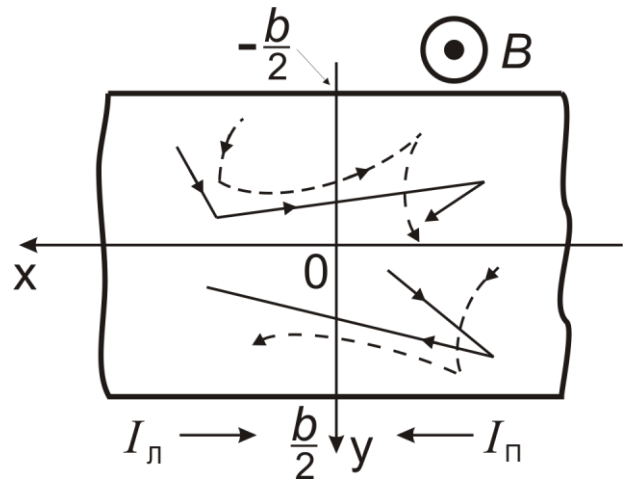


Рис. 3

В результаті в зразку виникають два поперечних потоки електронів, напрямлені до поверхонь $y = \pm \frac{b}{2}$. Оскільки

поздовжні потоки $\vec{J}_\Pi$ та $\vec{J}_\Lambda$ однакові, поперечні потоки також однакові і поверхні $y = \pm \frac{b}{2}$ ними не заряджаються. Ситуація змінюється, якщо вздовж зразка існує градієнт температури $\frac{\partial T}{\partial x}$. Тоді тотожність поздовжніх потоків $\vec{J}_\Pi$ та $\vec{J}_\Lambda$ порушується. За відсутності струму через зразок ці потоки рівні, але електрони в одному з них, в середньому, мають більші швидкості та енергії, ніж у другому. Оскільки викривлення траєкторій електронів залежить від їх швидкостей, то в момент увімкнення магнітного поля виникають різні за величиною поперечні потоки та відмінний від нуля сумарний поперечний струм, що заряджає поверхні $y = \pm \frac{b}{2}$. Це призводить до виникнення в зразку поперечного електричного поля і відповідно різниці потенціалів $U_{HЭ}$ між поверхнями зразка, що називають *ефектом Нернста – Еттингсгаузена*:

$$U_{HЭ} \sim B \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (29)$$

Залежність величини відхилення електронів магнітним полем від їх енергії призводить до різного відхилення електронів з різними енергіями та виникнення поперечної різниці температури (*ефект Рігі - Ледюка*). Ця різниця температур призводить до виникнення термо е.р.с.

$$U_{PL} \sim B \frac{\partial T}{\partial x}. \quad (30)$$

Зазвичай напруги $U_{H\Delta}$ та U_{PL} малі у порівнянні з напругою Холла. Але у загальному випадку вони і напруга Еттінгсгаузена виникають та сумуються з напругою Холла U_X . В зв'язку з цим при холлівських вимірюваннях виникає необхідність відокремлення напруги U_X від напруг U_{Δ} , $U_{H\Delta}$ та U_{PL} ефектів, що супроводжують ефект Холла. Окрім того, також слід враховувати так звану напругу нееквіпотенціальності U_{δ} , причина виникнення якої наступна.

Якщо зонди Z_1 та Z_2 встановлені точно один навпроти іншого, то при $B = 0$ вони знаходяться на одній еквіпотенціальній поверхні і напруга між ними дорівнює нулю. Якщо ж між зондами існує деяке зміщення δ (рис.4), то вони знаходяться на різних еквіпотенціальних поверхнях і навіть за відсутності зовнішнього магнітного поля між ними є деяка напруга нееквіпотенціальності $U_{\delta/B=0} = \frac{1}{\sigma(0)} \cdot \frac{\delta}{bc} I(0)$. При увімкненні магнітного поля

ця напруга стає рівною $U_{\delta/B \neq 0} = \frac{1}{\sigma(B)} \cdot \frac{\delta}{bc} I(B)$. Таким чином, в загальному

випадку вимірювана між зондами $Z_1 - Z_2$

напруга U_{1-2} (рис.2) являє собою сумму

напруг U_X , U_{Δ} , $U_{H\Delta}$, U_{PL} та U_{δ} і виникає

задача виділення напруги U_X із

безпосередньо вимірюваної напруги U_{1-2} .

Для розв'язку цієї задачі використовують

різний функціональний зв'язок між

перерахованими вище напругами із струмом

через зразок I та індукцією зовнішнього

магнітного поля B . Позначимо U_{1-2}^{++}

значення U_{1-2} при струмі через зразок,

напрявленому вздовж осі Ox ($I > 0$), і який знаходиться в магнітному полі,

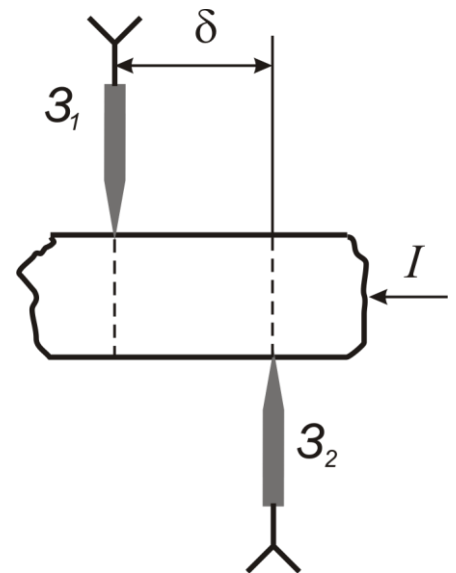


Рис. 4

напрявленому вздовж осі $0z$ ($B > 0$); U_{1-2}^{+-} - при тому ж напрямку струму ($I > 0$), але з протилежно напрямленим магнітним полем ($B < 0$); $U_{1-2}^{--} - I < 0, B < 0$; $U_{1-2}^{-+} - I < 0, B > 0$.

Скористуємось виразами (24), (28) – (30) та будемо рахувати, що похідна $\frac{\partial T}{\partial x}$, яка входить в два останні вирази, не залежить від напрямків I та B . Так буде, якщо градієнт температури виникає завдяки неоднорідному нагріванню зразка протікаючим струмом. У розглядуваному випадку:

$$\begin{aligned} U_{1-2}^{++} &= U_X + U_{\mathcal{E}} + U_{H\mathcal{E}} + U_{PL} + U_{\delta}; \\ U_{1-2}^{+-} &= -U_X - U_{\mathcal{E}} - U_{H\mathcal{E}} - U_{PL} + U_{\delta}; \\ U_{1-2}^{--} &= U_X + U_{\mathcal{E}} - U_{H\mathcal{E}} - U_{PL} - U_{\delta}; \\ U_{1-2}^{-+} &= -U_X - U_{\mathcal{E}} + U_{H\mathcal{E}} + U_{PL} - U_{\delta}. \end{aligned} \quad (31)$$

З (31) отримуємо:

$$U_X + U_{\mathcal{E}} = \frac{U_{1-2}^{++} + U_{1-2}^{--}}{2} = -\frac{U_{1-2}^{+-} + U_{1-2}^{-+}}{2}.$$

Проводячи вимірювання при різних напрямках I та B , можна виключити напруги $U_{H\mathcal{E}}$, U_{PL} та U_{δ} . Хоча і достатньо лише двох вимірів, досить часто $U_X + U_{\mathcal{E}}$ знаходять по результатам чотирьох вимірів, використовуючи формулу

$$U_X + U_{\mathcal{E}} = \frac{U_{1-2}^{++} + U_{1-2}^{--} - U_{1-2}^{+-} - U_{1-2}^{-+}}{4}.$$

Виключити з результатів вимірів $U_{\mathcal{E}}$ не вдається ніякими переключеннями I та B , оскільки U_X (24) та $U_{\mathcal{E}}$ (28) однаково залежать від I та B ($U_X, U_{\mathcal{E}} \sim IB$). Якщо за рахунок ефекта Пельтьє контакти до зразка суттєво змінюють температуру, то $\frac{\partial T}{\partial x} \sim I$ і напруги $U_{H\mathcal{E}}$, $U_{PL} \sim IB$ (вирази (31) не можна застосовувати) і переключеннями I та B не можна виключити не тільки $U_{\mathcal{E}}$, а навіть і $U_{H\mathcal{E}}$ та U_{PL} . Але в багатьох випадках, як і в даній лабораторній роботі, вони набагато менше U_X і ними можна знехтувати

$(U_X + U_{\Sigma} \approx U_X)$. Тоді треба виключити лише напругу нееквіпотенціальності U_{Σ} . Це просто зробити, проводячи виміри при двох напрямках магнітного поля, а потім застосувати формули

$$U_X = \frac{U_{1-2}^{++} - U_{1-2}^{+-}}{2}, \text{ або } U_X = \frac{U_{1-2}^{--} - U_{1-2}^{-+}}{2},$$

$$\text{або } U_X = \frac{U_{1-2}^{++} + U_{1-2}^{--} - U_{1-2}^{+-} - U_{1-2}^{-+}}{4}. \quad (32)$$

При цьому якщо U_{Σ} значно більше U_X , то величину U_X знаходять як малу різницю великих величин. Для достатньої точності визначення U_X необхідно забезпечити мале у порівнянні з U_X значення U_{Σ} .

4.2. Лабораторна робота № 4. Вивчення ефекту Холла

Мета роботи: Визначити значення е.р.с. Холла при зміні величини і напрямку струму через об'єкт дослідження (датчик Холла) і через електромагніт, сталої Холла і концентрацію носіїв заряду.

Обладнання: пристрій для вивчення ефекту Холла ГИФК.161428.008, який складається з вимірювача е.р.с. Холла та блока електромагніта.

4.2.1 Описання експериментальної установки

Явище ефекту Холла вивчають на установці, зображеній на рис. 5 та рис. 6. Установка складається з об'єкта дослідження (рис.6) та вимірювального пристрою (рис.5), що виготовлені як конструктивно



Рис. 5 Передня панель вимірювального пристрою для вивчення явища ефекту Холла.

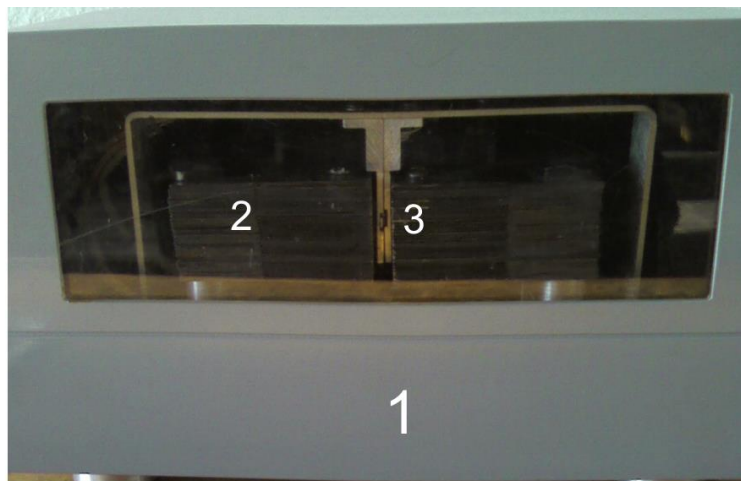


Рис. 6 Об'єкт дослідження: 1 – корпус, 2 – електромагніт, 3 – зразок.

закінчені вироби, встановлені на лабораторному столі та сполучені між собою кабелем. Об'єкт дослідження конструктивно виконаний у вигляді зборного корпусу, в якому встановлені електромагніт та датчик Холла. Вимірювальний пристрій має однокристальну мікро-ЕОМ з відповідними додатковими пристроями, що дозволяють виконувати виміри струму електромагніту та датчику, встановленого в об'єкті дослідження, а також виконувати функції управління установкою. До складу вимірювального пристрою також входять його джерела живлення. На передній панелі вимірювального пристрою розміщені наступні органи управління та індикації: кнопка (рис.5.1) СЕТЬ для вмикання та вимикання джерела живлення вимірювального пристрою; кнопки (рис.5.3) ТОК ОБРАЗЦА «+», «-» задають напрямок струму через досліджуваний напівпровідниковий зразок; регуляторами (рис.5.5) задають значення струму (мА) через зразок; кнопки (рис.5.4) ИНДУКЦИЯ «+», «-» задають напрямок струму через електромагніт, поруч згори регулятор величини індукції магнітного поля через зразок (мТл); табло (рис.5.2) мкВ показує значення е.р.с. Холла, яке знімають з бокових поверхонь зразка.

4.2.2 Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з установкою, її будовою та принципом її дії.

2. Впевнитись, що установка має заземлення, оскільки в ній є небезпечна для життя напруга.
3. Встановити у вихідне положення органи керування: перемикачі «МА», «мТл» встановити в нульове положення – «000»; (границі вимірювання е.р.с. Холла $0 \div 199.9$ мкВ /похибка вимірювання е.р.с. складає $\pm 10\%$ /; границі вимірювання індукції магнітного поля $0 \div 9$ мТл; границі вимірювання струму зразка $0 \div 99.9$ мА /похибка вимірювання струму зразка складає $\pm 10\%$, дискретність складає 1 мА/).
4. Під'єднати лабораторний макет до мережі живлення. Пристрій готовий до роботи.
5. Увімкнути кнопку «СЕТЬ». По індикатору переконатися в наявності живлячої напруги.
6. За допомогою перемикача «мТл» встановити необхідну величину індукції магнітного поля (1 мТл, 2 мТл, 3 мТл, 4 мТл, 5 мТл, 6 мТл, 7 мТл, 8 мТл, 9 мТл).
7. Увімкненням кнопки «ИНДУКЦИЯ» – «+» або «-» вибрати напрямок магнітного поля через датчик Холла (спочатку увімкнути «+»).
8. За допомогою кнопок «ТОК ОБРАЗЦА» – «+» або «-» вибрати напрямок електричного струму через датчик Холла (спочатку увімкнути «+»).
9. Побудувати графік (табл. 2) залежності величини е.р.с. Холла U_X від величини струму зразка I , змінюючи величину струму за допомогою перемикача «МА» та фіксуючи відповідні значення напруги $U_{1-2}^{++}, U_{1-2}^{+-}, U_{1-2}^{--}, U_{1-2}^{-+}$ на цифровому індикаторі. Дані занести в таблицю 1, розрахунки за формулою (32) занести в таблицю 2.
10. Змінити значення індукції магнітного поля та виконати вимоги п.п. 6 – 9.
11. Змінити напрямок магнітного поля та електричного струму. Виконати вимоги по п.п. 6 – 10.

12. Закінчивши роботу, від'єднати пристрій від мережі живлення, натиснувши на кнопку «СЕТЬ». По індикатору живлення переконатися, що напруга на пристрій не подається.
13. Побудуйте графіки сімейства характеристик $U_x(I) = f(B)$ та визначте кутові коефіцієнти цих залежностей, користуючись методом найменших квадратів. Порівнюючи лінійну залежність $y_1 = kx_1$ та рівняння (24), отримуємо $y_1 = U_x, x_1 = B, k = \frac{R_x I}{c} = \frac{\Delta U_x}{\Delta B}$.

ТАБЛИЦЯ 1.

$I_+, \text{ мА}$	$B_+, \text{ мТл} = 0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	$U_{1-2}^{++}, \text{ мкВ}$	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}	U_{1-2}^{++}
0										
5										
15										
25										
35										
45										
55										
65										
75										
85										
95										
$I_+^+, \text{ мА}$	$B_-, \text{ мТл} = 0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	$U_{1-2}^{+-}, \text{ мкВ}$	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}	U_{1-2}^{+-}
0										
5										
15										
25										
35										
45										
55										
65										
75										

85										
95										

ТАБЛИЦЯ 2.

I, мА	$V_-, \text{мТл} = 0$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	$U_x, \text{мкВ}$	U_x	U_x	U_x	U_x	U_x	U_x	U_x	U_x	U_x
0										
5										
15										
25										
35										
45										
55										
65										
75										
85										
95										

14. Побудуйте графік залежності кутових коефіцієнтів k_i від величин струмів, що протікають через зразок I_i та визначте кутовий коефіцієнт цієї залежності, користуючись методом найменших квадратів.

Порівнюючи лінійну залежність $y = Ax$ та співвідношення $k = \frac{R_x I}{c}$

отримаємо $y = k, x = I, A = \frac{R_x}{c}$.

15. По кутовому коефіцієнту A визначте величину сталої Холла.

16. Результат запишіть у вигляді $R_x = \langle R_x \rangle \pm S_{\langle R_x \rangle}$.

17. За знайденою величиною сталої Холла визначте концентрацію носіїв струму.

4.2.3 Контрольні запитання

1. Які речовини називають діелектриками, провідниками, напівпровідниками? Чим пояснюються їх різні електричні властивості? Поясніть механізм провідності в металах та напівпровідниках. Як залежить від температури провідність провідників та напівпровідників?
2. Чому дорівнює та який має напрямок сила, що діє на від'ємний електричний заряд, що рухається в магнітному полі?
3. Яке фізичне явище називають ефектом Холла? Розкажіть про механізм його виникнення. Що таке гальваномагнітні ефекти?
4. Які термомагнітні ефекти супроводжують ефект Холла?
5. Виведіть розрахункові формули для визначення концентрації, рухомості носіїв заряду та для провідності речовини.

5. МАГНІТООПІР В ФЕРОМАГНІТНИХ ПЛІВКАХ

5.1. Теоретичні відомості

5.1.1 Магнітоелектроніка та ефект магнітоопору

Магнітні матеріали забезпечили розв'язання багатьох технологічних задач і помітно сприяли науково-технічному прогресу в сучасному світі. Тут можна відзначити *магнитом'які* і *магнітотверді* матеріали для електротехніки й радіотехніки, моторів і генераторів, техніки НВЧ, магнітної пам'яті, кредитних карток і багато інш.

На відстанях порядку розміра атома або порядку десяти атомних розмірів (біля нанометра: $1\text{ нм} = 10^{-9}\text{ м}$) прослідковуються нові магнітні ефекти внаслідок того, що радіус дії обмінних взаємодій, які приводять до магнітного впорядкування (феромагнітного або антиферомагнітного), становить декілька міжатомних відстаней.

У розроблених пристроях, в яких виникають нові ефекти завдяки взаємодії "магнітних електронів" із штучно створеними нанорозмірними структурами, використовується комбінація магнетизму й електроніки, тому говорять про народження нової області магнетизму й техніки - *магнітоелектроніки*.

Одним з ефектів, що забезпечує прогрес магнітоелектроніки, є *ефект гігантського магнітоопору*, виявлений в магнітних мультишарах і гранульованих магнітних структурах. Перш ніж перейти до розгляду даного ефекту, пояснимо в чому полягає ефект магнітоопору.

Ефект магнітоопору δ_H (або *гальваномагнітний ефект*) - це відносна зміна електричного опору при вмиканні магнітного поля:

$$\delta_H = \frac{\rho(H) - \rho(0)}{\rho(H)} \quad (1)$$

де $\rho(0)$ - електричний опір при відсутності поля, $\rho(H)$ - електричний опір в полі H .

Величина магнітоопору при паралельній орієнтації поля й струму (*поздовжній гальваномагнітний ефект*) становить при кімнатній температурі у феромагнітних залізі й нікелі відповідно $\delta \sim 0,07\%$, $\delta \sim 1,5 \%$ в полі $H = 10$ кЕ.

При дослідженні цього ефекту в слоїстих феро- і антиферомагнетиках (рідкоземельні метали, сплави залізо-родій, з'єднання SmMn_2Ge_2 та ін) була виявлена сильна зміна електричного опору магнетиків при індукуванні зовнішнім магнітним полем фазових переходів антиферомагнетизм - феромагнетизм.

Ці дані форсували проведення досліджень магнітоопору в штучно створених магнітних структурах, де довжина вільного пробігу носіїв струму була порівняна з періодом цієї структури.

Раніше магнітоопір в класичних феромагнетиках вивчали в масивних матеріалах, де характерна довжина магнітних неоднорідностей значно перевершувала довжину вільного пробігу електронів, тобто відстань, що пробігає електрон до зіткнення.

5.1.2 Електропровідність в феромагнетиках

Електричний струм у металевих провідниках (металах і сплавах) обумовлений переміщенням під дією електричного поля слабо зв'язаних із кристалічною решіткою електронів, які є носіями електричного струму, тобто електронами провідності. При відсутності електричного поля ці електрони хаотично переміщаються по кристалі. При вмиканні електричного поля на хаотичний тепловий рух цих електронів накладається впорядковане переміщення електронів провідності вбік позитивного потенціалу.

Електрони - квантові частинки, що характеризуються хвильовими властивостями, тому істотне значення має взаємодія електронних хвиль із кристалічною решіткою.

У правильних кристалічних періодичних решітках електронні хвилі поширюються вільно, зазнаючи тільки зіткнень одна з одною, в результаті чого виникає невеликий по величині внесок в електропровідність за рахунок *розсіювання при електрон-електронних зіткненнях* $\rho_e(T)$.

Теплові коливання атомів, які утворюють кристалічну решітку, приводять до порушення періодичного розташування цих атомів, внаслідок чого відбувається розсіювання електронів провідності на фононах - теплових коливаннях атомів і виникає *фононний внесок в електропровідність* $\rho_f(T)$, що зростає з температурою.

Крім того, існує *залишковий електричний опір* ρ_0 , що зазвичай є незалежним від температури і викликається *розсіюванням на перекручуваннях, дефектах кристалічної ґратки*, а також на атомах домішок. У магнітовпорядкованих матеріалах (феромагнетиках, ферімагнетиках і антиферомагнетиках) існує також значний по величині *магнітний внесок в електричний опір* $\rho_m(T)$, обумовлений *розсіюванням електронів провідності на магнітній структурі*, яка утворена магнітними моментами атомів.

У багатьох металевих магнетиках ці внески додаються:

$$\rho(T) = \rho_0 + \rho_e(T) + \rho_f(T) + \rho_m(T) \quad (2)$$

Магнітний внесок $\rho_m(T)$ у деяких матеріалах дуже великий і навіть перевищує інші внески. Цей внесок максимальний в парамагнітному стані, де магнітні моменти атомів хаотично розташовуються у різних напрямках.

У випадку рідкоземельних фєро- і антиферомагнітних металів (*Gd, Tb, Dy, Ho, Er, Tm*) розсіювання електронів провідності, якими є валентні електрони (5d- і 6s-типів), відбувається на локалізованих 4f-електронах, що є носіями магнітного моменту іонів рідкоземельних елементів, що утворюють кристалічні ґратки. Це розсіювання відбувається за рахунок так званої *s-f-обмінної взаємодії* електронів провідності і 4f-електронів.

В 3d-ферромагнітних матеріалах (Fe, Co, Ni) крім 4s-електронів у процесах провідності беруть участь також і магнітні 3d-електрони. Магнітний момент цих металів відображає розбаланс між числом 3d-електронів зі спінами, спрямованими "вгору" (по напрямку результуючої намагніченості), і числом 3d-електронів зі спіном "вниз" (рис. 1).

Електрони, що переносять електричний струм, - це електрони на рівні Фермі E_F - на верхівці зони заповнених станів.

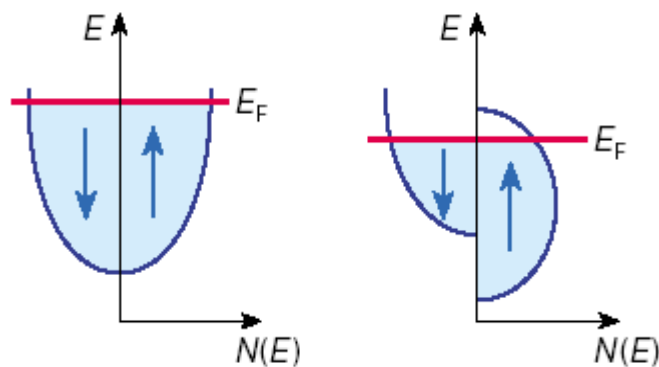


Рис. 1. Залежність щільності станів $N(E)$ у міді й кобальті від енергії E 3d-електронів. E_F - рівень Фермі, що відокремлює заповнені стани від незаповнених $N(E)$

У нормальному металі, наприклад міді, $N_+ = N_-$, тому намагніченість дорівнює нулю й електрони провідності не поляризовані. У ферромагнітних 3d-металах (Fe, Co, Ni) відбувається "перетікання" 3d-електронів з однієї зони в іншу, щоб компенсувати зростання кінетичної енергії електронів при виникненні обмінної взаємодії між ними. Як видно з рис. 1, в результаті обмінного розщеплення 3d-зон в 3d-металах зони електронів зі спінами "вгору" і "вниз" заповнені неоднаково й мають різну щільність станів $N(E)$ на рівні Фермі E_F . Намагніченість I дорівнює добутку магнітного моменту електрона μ_B і різниці кількості електронів в 3d-зонах ($N^+ - N^-$):

$$I = \mu_B(N^+ - N^-) \quad (3)$$

Істотно, що поляризовані 3d-електрони (у всякому разі, значна їх частина) беруть участь у процесах провідності поряд з валентними електронами (s- і p-типу).

Для оцінки ефективності спин-спин-поляризованого транспорту носіїв струму важливо визначити, на яких відстанях при своєму русі електрон провідності "пам'ятає" чи, інакше кажучи, зберігає орієнтацію свого спіна. Характерна довжина цієї відстані l_s пропорційна добутку середньої швидкості електрона на час спінової релаксації τ_s , протягом якого зберігається напрямок спіна електрона провідності, що рухається. Незважаючи на складність даного питання, можна вважати на основі останніх експериментальних даних, що в багатьох металевих феромагнетиках величина l_s перевищує 1-10 нм, що дозволяє за певних умов спостерігати ефекти спин-спин-поляризованого транспорту.

Експериментальне відкриття явища гігантського магнітоопору

Вперше ефект гігантського магнітоопору (ГМО) було виявлено відомим французьким фізиком А.Фертом в 1988 році.

Залежність опору металу R від магнітного поля H - магнітоопір або магніторезистивний ефект, була відкрита Л.Кельвіном більш ніж 140 років назад. В немагнітних металах магнітне поле дуже слабо впливає на рух носіїв струму, тому навіть при кімнатній температурі в сильних магнітних полях зміна опору не перевищує 1%. В феромагнітних металах цей ефект значно сильніший, але не перевищує 4-5%.

До виявлення ефекту гігантського магнітоопору пройшло рівно 100 років з моменту публікації у «Вчених записках Московського університету» роботи російського вченого Д.А. Гольдгамера, який дослідив магнітоопір в Fe і Ni. З'ясувалось, що в давно відкритому і дослідженому явищі відкриваються нові перспективи.

Даний ефект був виявлений в надрешітках Fe/Cr, де феромагнітні шари Fe шириною 30Å чергувались з неферомагнітними шарами Cr шириною 9-18Å (рис.2). В зразках Ферта загальне число періодів структури досягало 40.

Було досліджено, що в такого роду структурах, магнітні моменти Fe в межах одного слою паралельні, а магнітні моменти сусідніх слоїв Fe антипаралельні. Тобто між феромагнітними шарами існує сильна антиферомагнітна взаємодія.

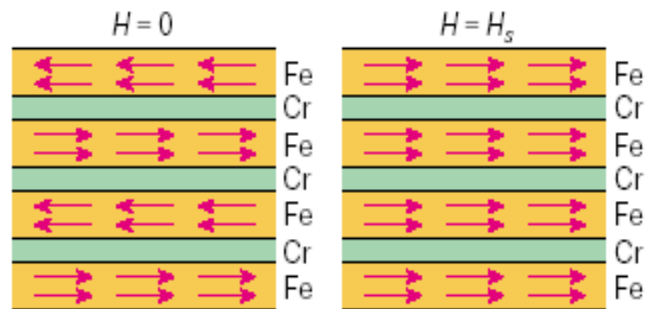


Рис.2. Атомні шари Fe і Cr в мультишаровій структурі Fe/Cr.

Стрілками вказано напрямки магнітних моментів Fe.

В магнітному полі, що перевищувало поле насичення H_s і було прикладене в площині слоїв всі магнітні моменти атомів Fe повертаються вздовж напрямку поля. В результаті скачкоподібного переорієнтування магнітних моментів різко зменшується опір зразка. Магнітне поле, яке викликає цей перехід, достатньо сильне $H_s \approx 20$ кЕ, оскільки для перемагнічування потрібно подолати достатньо велику силу антиферомагнітної взаємодії.

Величину ефекту зручно оцінювати по відносній різниці опору при антипаралельній і паралельній орієнтаціях магнітних моментів:

$$\frac{\Delta R}{R_{\downarrow\uparrow}(H=0)} = \frac{R_{\downarrow\uparrow}(H=0) - R_{\uparrow\uparrow}(H \geq H_s)}{R_{\downarrow\uparrow}(H=0)} \quad (4)$$

Для ширини шару Cr - 9Å величина ефекту ГМО, тобто $\Delta R/R_{\downarrow\uparrow}$ досягає 50% при температурі 4.2К, тобто дійсно колосальної величини.

При збільшенні ширини немагнітного прошарку антиферомагнітна взаємодія осцилює і зменшується, що приводить до зменшення H_s і відповідно ГМО.

Ефект залежить:

- від ширини феромагнітного шару;
- від ширини неферомагнітного шару;
- від матеріалу підкладки, буферного прошарку між підкладкою і надрешіткою, а також інших технічних параметрів.

5.1.3 Вивчення гігантського магнітоопору

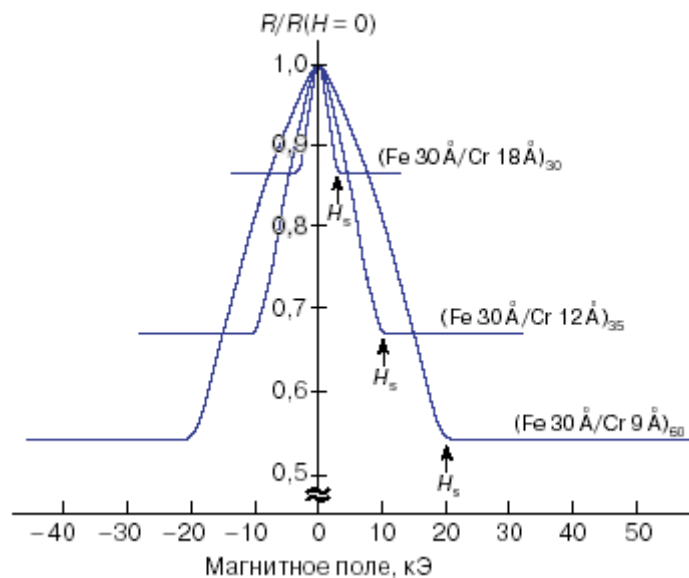


Рис. 3. Залежність електричного опору R від магнітного поля для магнітних мультитарів Fe/Cr при 4,2K. Струм і магнітне поле в площині плівки.

Проведені в 1988-1994 р. дослідження показали, що ефект гігантського магнітоопору існує в багатьох магнітних мультитарах із загальною формулою $\Phi_1/\Pi/\Phi_2$, де Φ_1 і Φ_2 – слої 3d-феромагнітного металу, а Π - шар неферомагнітного перехідного металу (V , Cr , Nb , Mo , Ru , Re , Os , Ir) або благородного металу (Cu , Ag , Au). Товщина проміжного шару Π становить, як правило, 10-20Å. Гігантський магнітоопір спостерігався у магнітних

мультишарах при зміні відносної орієнтації магнітних моментів в шарах від антипаралельної до паралельної.

Амплітуда гігантського магнітоопору залежить від індивідуальних характеристик матеріалів, з яких складаються парні шари (Ф, П), а також від ширини цих слоїв. Оптимальна ширина проміжного шару, як правило, знаходиться в діапазоні 10-20Å.

Було досліджено три основних типи мультишарових структур.

1. Мультишари, у яких сусідні феромагнітні шари зв'язані між собою антиферомагнітною обмінною взаємодією (Fe/Cr). Цей випадок був розглянутий вище. Недоліком таких структур є велике поле насичення, вище якого існує гігантський магнітоопір ($H_s \approx 20$ кЕ).

2. Мультишари, що складаються з феромагнітних шарів з різними коерцитивними силами, наприклад $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Co}/\text{Cu}$. Тут під дією магнітного поля магнітна конфігурація змінюється від антипаралельного розташування магнітних моментів до паралельного. Величина поля підбирається проміжною між двома значеннями коерцитивними силами, які мають різні магнітні шари. Перевагою цих структур є порівняно низькі значення полів насичення, при яких спостерігається амплітуда гігантського магнітоопору. Зазвичай ці поля $H_s \approx 4 \div 50$ Е.

3. Спін-вентильні сандвічі. У цих структурах обмінний зв'язок між феромагнітними шарами сильно послабляється за рахунок досить протяжної (15-50Å) немагнітної провідної прокладки із благородного металу (Cu, Ag або Au). Феромагнітні шари виготовляють із м'якого феромагнетика, наприклад сплаву $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$ товщиною 15-50Å, причому один із цих шарів спарюють із шаром з антиферомагнітного FeMn, що фіксує орієнтацію намагніченості дотичного шару $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$. Намагніченість сандвіча, що утвориться, $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{Cu}/\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}/\text{FeMn}$, має ті ж властивості, що і намагніченість ізолюваного міддю шару $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, і може вільно обертатися

навколо основного стану намагніченості шару $\text{Ni}_{80}\text{Fe}_{20}$, який закріплений обмінним зв'язком з FeMn . Перехід від антипаралельної (див. рис. 4а) орієнтації магнітних моментів шарів до паралельної (див. рис. 4б) супроводжується різким зменшенням електричного опору.

Перевагою спин-вентильних сандвічів є досить низькі поля насичення $H_s \approx 2 \div 4 \text{ Е}$, при яких виникає гігантський магнітоопір. Крім того, амплітуда гігантського магнітоопору в них лінійно залежить від кута повороту намагніченостей слоїв один відносно одного, що важливо при використанні магніторезистивних елементів у пристроях для зчитування інформації, записаної на магнітних носіях.

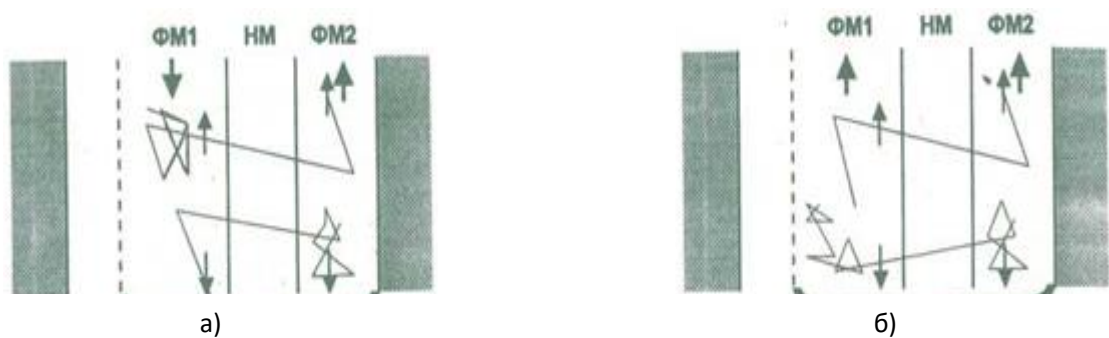


Рис. 4. Механізм виникнення ГМО в сандвічі. При паралельному напрямку магнітних моментів в обох феромагнітних шарах струм переноситься переважно електронами із спінами вздовж цього напрямку. Вони і забезпечують малий опір системи. При антипаралельному напрямку магнітних моментів в феромагнітних шарах електрони з обома напрямками спінів сильно розсіюються або в одному, або в іншому шарі, і опір системи великий.

4. Гранульовані плівки й структури. У цих структурах феромагнітні зерна з розмірами порядку нанометрів вкраплені в немагнітну матрицю. Початковий стан ($H=0$) (див. рис. 5а) характеризується хаотичною орієнтацією магнітних моментів зерен. Електричний опір в такому випадку максимальний через розсіювання на спінах магнітних атомів у зернах. Коли

зовнішнє поле орієнтує магнітні моменти зерен паралельно (див рис. 5б), розсіювання електронів провідності на спінах і електричний опір сильно зменшуються.

Гранульована структура в плівках може бути створена спільним напилюванням, що не змішуються, феромагнітних і немагнітних матеріалів в

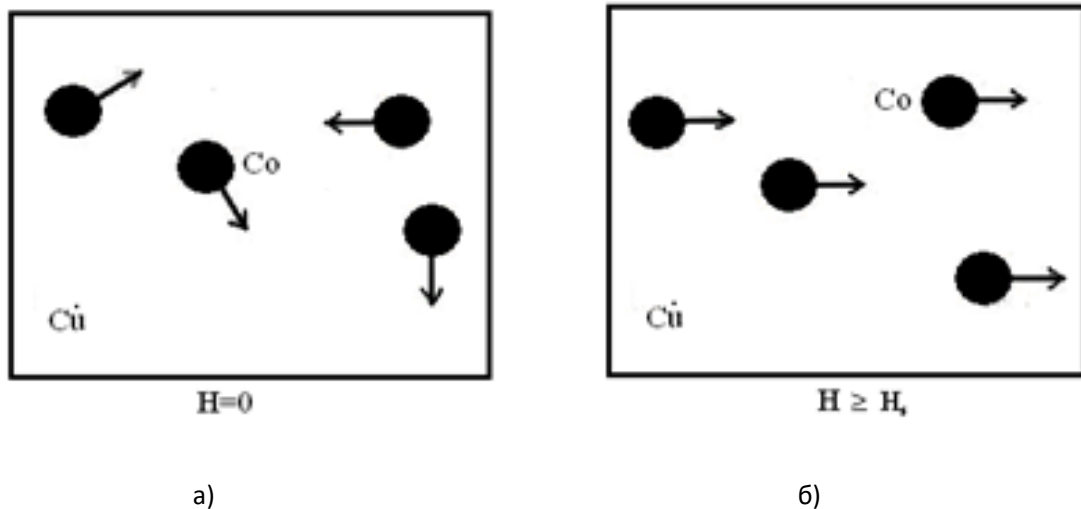


Рис. 5. Схематичне зображення гранульованої магнітної плівки. В нульовому полі магнітні моменти атомів Co (темні кільця) орієнтовані хаотичним чином. При $H > H_s$ вони орієнтуються вздовж поля.

товстому шарі (наприклад, кобальту чи міді). Відпалювання при підвищеній температурі створює фазову сепарацію, у результаті якої в немагнітній матриці Cu виникають феромагнітні зерна з Co. Гранульована структура створюється також у матеріалах, де феромагнітні зерна ізолюються благородним металом Ag, який легко дифундує. При відпалюванні атоми Ag дифундують уздовж границь зерен феромагнетика і відділяють створені зерна одне від одного. В результаті створюється специфічна гранульована структура із дрібних феромагнітних зерен, ізольованих магнітно одне від одного сріблом.

5.1.4 Пояснення гігантського магнітоопору на основі зонної теорії

Роздільне існування двох груп носіїв провідності (s-, d- і гібридизовані 3d-електрони) зі спінами "вгору" і "вниз" дозволяє в першому наближенні думати, що існують два незалежних канали провідності для кожної орієнтації спіна. Густина сумарного струму є сумою $j_{\uparrow}$ струму носіїв зі спіном "вгору" і $j_{\downarrow}$ струму носіїв зі спінами "вниз". Якщо струми $j_{\uparrow}$ і $j_{\downarrow}$ протікають через феромагнітне середовище з певним напрямком намагніченості, наприклад "вгору", то опори для першої й другої груп електронів будуть відрізнятися. Джерелом гігантського магнітоопору є механізм неоднакового розсіювання двох груп електронів, що відрізняються орієнтацією спінів стосовно напрямку намагніченості, яка розсіює електрони на магнітній структурі.

Для реалізації цього механізму необхідно, щоб середні довжини вільного пробігу l істотно відрізнялись для електронів з напрямками спінів "вгору" і "вниз". Така ситуація спостерігається в 3d-феромагнітних металах, де внаслідок обмінного розчеплення $3d^{+}$ - і $3d^{-}$ -зон (див. рис. 1) виникають при $E > E_F$ розходження в щільності незаповнених станів, на яких розсіюються електрони зі спінами "вгору" і "вниз", що й призводить до залежності швидкості розсіювання від напрямку спіна електронів. У результаті електрони зі спіном "вгору" незначно розсіюються. Навпаки, електрони зі спином "вниз" розсіюються сильніше. Центрами розсіяння, для цих електронів є магнітні неоднорідності, дефекти кристалічних ґраток, границі зерен, теплові коливання решітки (фонони). Відношення довжин вільного пробігу цих двох груп електронів у мультишарових структурах $j_{\uparrow}/j_{\downarrow} \sim 5-10$.

Розглянемо, наприклад, яким чином виникає гігантський магнітоопір магнітної мультишарової структури, що складається з антипаралельно намагнічених магнітних шарів з шириною порядку $20\text{\AA}$, які розділені немагнітними шарами (з Cu, Al, Cr та ін.) (див. рис. 2). При магнітному насиченні в сильному полі $H > H_s$ намагніченості магнітних шарів паралельні. Електрони зі спіном, паралельним намагніченості, слабо розсіюються у всіх

шарах а, отже, створюють більшу частину електричного струму. Навпаки, електрони зі спіном, антипаралельним намагніченості, розсіюються сильно і мають менший по величині внесок в електричний струм. В результаті при $H > H_s$ електричний опір мультишарової структури буде меншим на деяку величину щодо опору у випадку відсутності магнітного поля $H = 0$. Дійсно, у структурі з антипаралельною орієнтацією магнітних моментів слоїв електрони провідності обох груп зустрічають на своєму шляху під час руху слої як паралельно так і антипаралельно намагнічені, тому електрони при $H = 0$ розсіюються то сильно, то слабо, перетинаючи послідовні магнітні шари. Відповідно, електричний опір буде більшим, ніж при $H > H_s$.

В останні роки було встановлено, що в мультишарах значний внесок у гігантський магнітоопір вносить також інтерференція електронних хвиль, відбитих від зовнішніх і внутрішніх границь інтерфейсів - поверхонь, що розділяють магнітні і немагнітні шари. Ці ефекти спостерігалися для двох геометрій: струм у площині шарів і струм перпендикулярний до площини шарів.

Гігантський магнітоопір осцилює з товщиною шарів внаслідок запирання електронів у стінках, утворених потенційними бар'єрами на інтерфейсах. Середня довжина вільного пробігу електронів в інтерфейсах стає також неоднаковою для різних орієнтацій спіна (наприклад, $\lambda_{\uparrow} \sim 20 \text{Å}$, $\lambda_{\downarrow} \sim 4 \text{Å}$). Інтерфейси діють як спінові фільтри, що пропускають електрони провідності тільки з однією поляризацією. Особливо яскраво цей ефект проявляється на інтерфейсах мультишарів Fe/Cr і Co/Cu, що пояснюється резонансними станами в інтерфейсах. В останні роки інтенсивно розвивається теорія гігантського магнітоопору в мультишарах і гранульованих структурах.

5.1.5 Колосальний магнітоопір та причини його виникнення

Колосальний магнітоопір було виявлено в магнітних напівпровідниках:

- епітаксіальних тонких плітках La-Ca-Mn-O ($\delta_H \sim 108\%$ при 4,2K),
- масивних зразках з'єднань (La, Y, Ca)Mn₃ ($\delta_H \sim 105\%$ при 77 K і 103% при 300 K),
- антиферомагнітних напівпровідниках EuTe і EuSe ($\delta_H \sim 1011\%$ при низьких температурах).

Значний інтерес являють собою матеріали типу (La,Ca)Mn₃, у яких колосальний магнітоопір спостерігається при кімнатних температурах. У них тривалентні іони лантану La³⁺ заміщаються двовалентними іонами кальцію Ca²⁺. Оскільки нелегований манганіт RMnO₃ є антиферомагнітним діелектриком, в той час як для сполук з кристалічними ґратками типу перовскіта R_{1-x}A_xMnO₃ (R – рідкісноземельний іон (La, Pr, Nd...), A – іон лужноземельного елементу (Ca, Sr, Ba...)), починаючи з деякого x_c , стабільною є феромагнітна металічна фаза. Величина x_c залежить як від сорту іонів R і A, так і від умов отримання матеріалу. У нелегованому манганіті всі іони марганцю перебувають у валентному стані 3+, а антиферомагнетизм є результатом непрямого обміну між магнітними катіонами Mn³⁺ через аніон кисню. Заміщення тривалентних рідкісноземельних іонів на двовалентні лужноземельні призводить до того, що частина іонів марганцю переходить в стан 4+. Поява феромагнетизму у легованих перовскітах-манганітах спричинена так званим подвійним обміном саме між різновалентними іонами марганцю (Mn³⁺ і Mn⁴⁺).

Таким чином при виникненні змішаного валентного стану можливе збереження зарядового балансу у вигляді послідовності іонів Mn³⁺/Mn⁴⁺ у кристалічних ґратках типу перовскіта.

При вмиканні електричного поля електрони можуть перескакувати від одного іона Mn до іншого, тому у вузькій 3d-зоні утворюється діркова провідність, дуже чутлива до орієнтації спінів сусідніх іонів. Гігантський магнітоопір в цих матеріалах можна пояснити на основі моделі, у якій

передбачається, що у вихідному стані при $H = 0$ носії струму "замкнені" у високопровідних феромагнітних областях, які оточені ізолюючою антиферомагнітною фазою. Під дією магнітного поля збільшуються розміри феромагнітних областей, відбувається їх перекривання, а потім весь зразок заповнюється високопровідною феромагнітною фазою. У результаті носії струму набувають можливість вільно переміщуватися через кристал, а опір різко зменшується, тобто виникає колосальний магнітоопір.

В інших матеріалах $(La, Tb, Ca)Mn_3$ також виникає гетерогенна магнітна структура завдяки тому, що електрон-фононна взаємодія локалізує носії струму в межах малих феромагнітних областей - кластерів з розмірами порядку декількох нанометрів. Ці кластери оточені парамагнітною матрицею, що є ізолятором або високоомним напівпровідником. Феромагнітна фаза, навпаки, є високопровідною. При ввімкненні і наступному рості магнітного поля обсяг феромагнітних кластерів також починає рости, потім вони дотикаються один з одним і весь зразок стає феромагнітним. Це приводить до колосального зменшення електричного опору від високих значень характерних для ізолятора до низьких значень цієї величини в металах.

Дослідження останніх років головним чином спрямовані на пошук шляхів підвищення магнітоопору в області кімнатних температур.

5.2. Лабораторна робота № 5. Дослідження магнітоопору в феромагнітних плівках (CoAg)

Мета роботи: Дослідити магнітоопір в плівках CoAg і переконатись, що існує три види магнітоопору. Користуючись графіком $H = H(\Delta R)$ визначити тип магнітоопору досліджуваної магнітної плівки.

Обладнання: мостові схеми, джерело постійного струму Б5-50, джерело напруги ЛИПС-35, 2 вольтамперметри, вольтметр В7-40/3 для вимірювання залежності розбалансування мосту.

5.2.1 Порядок виконання роботи

1. Включити установку.
2. Перед початком знімання залежності $\Delta R(H)$ слід збалансувати міст та знайти опір плівки R_0 за відсутності зовнішнього магнітного поля (опір з'єднуючої проводки $R_{пров} = 0,097 \text{ Ом}$, $R_0 = \text{---}, \text{---} \text{ Ом}$).
3. Включити джерело живлення постійного струму Б5-50.
4. Змінюючи значення струму через електромагніт з початкового нульового значення до 4,5 А із кроком 0,25 А і у зворотному порядку від 4,5 А до 0 А записати отримані дані розбалансу моста ΔV , мВ до таблиці.
5. Змінити полярність електромагніту за допомогою перемикача «-К» та «+К» - положення «вліво» та «вправо» відповідно, проміжне положення ключа відповідає стану «вимкнено»; при перемиканні ключа з «-К» на «+К» напрямок зовнішнього магнітного поля через поверхню плівки змінюється на протилежний. Провести вимірювання з п. 4 та занести дані до таблиці.

5.2.2 Обробка результатів

1. Користуючись датчиком Холла проградувати магнітне поле електромагніту, тобто знайти залежність $H(I)$ в області розміщення магнітної плівки.
2. Порахувати ΔR за формулою: $-\Delta R = -2 \cdot 10^{-2} \Delta V$.
3. Побудувати графік залежності H від ΔR .
4. За графіком $H = H(\Delta R)$ визначити тип магнітоопору магнітної плівки.

5.2.3 Завдання

Результати вимірювань. Таблиця 1.

I, А	H, кЕ	$\Delta V \downarrow$, мВ	$\Delta R \downarrow$, Ом	$\Delta V \uparrow$, мВ	$\Delta R \uparrow$, Ом
0,00	0,00				

0,25	0,50				
0,50	0,80				
0,75	1,25				
1,00	1,65				
1,25	2,05				
1,50	2,45				
1,75	2,80				
2,00	3,22				
2,25	3,55				
2,50	3,95				
2,75	4,22				
3,00	4,55				
3,25	4,85				
3,50	5,15				
3,75	5,45				
4,00	5,75				
4,25	6,10				
4,50	6,40				
4,75	6,70				

5.2.4 Контрольні запитання

1. В чому полягає ефект магнітоопору?
2. Від чого залежить явище гігантського магнітоопору(ГМО)?
3. Що потрібно для оцінки ефективності спін-спін-поляризованого транспорту носіїв?
4. Від чого залежить амплітуда ГМО?
5. Назвіть типи основних мультишарових структур.

6. Поясніть ГМО в мультишарах, що складаються ферромагнітних шарів з різними коерцитивними силами.
7. Поясніть ГМО в спін-вентильних сандвічах.
8. Поясніть ГМО в гранульованих плівках й структурах.
9. Поясніть ГМО на основі зонної теорії.
10. Де виявляється колосальний магнітоопір?

6. ФОТОПРОВІДНІСТЬ НАПІВПРОВІДНИКІВ

6.1. Теоретичні відомості

6.1.1 Напівпровідниковий фотодіод

Фотодіод - це напівпровідниковий прилад, в якому використовується ефект розділення на границі електронно-діркового переходу нерівноважних носіїв, що створюються світлом. Схематично фотодіод зображено на рис.1, а. Фотодіод зазвичай виконується на монокристалі кремнію або германію.

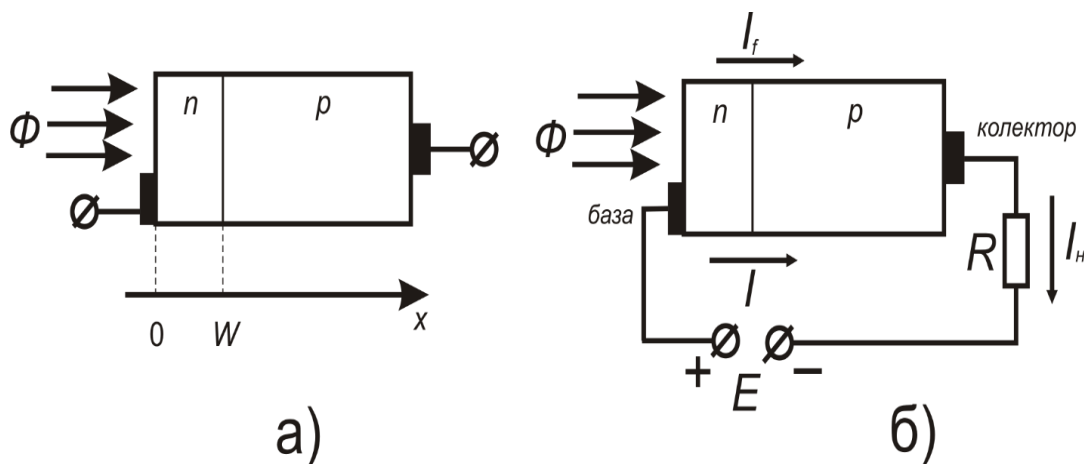


Рис. 1. Схематичне зображення фотодіода (а) та схема його включення (б)

Освітлена область (на рис.1а, n -область) слабо легована та має великий час життя дірок τ_p і, як наслідок, велику дифузійну довжину L_p . Якщо ширина n -області (бази) W значно менша дифузійної довжини дірок L_p в цій

області, то більша частина цих носіїв не встигає прорекомбінувати і доходить до границі p - n -переходу. За відсутності освітлення існує рівноважний стан між тепловими потоками носіїв через перехід з n -області в p -область та у протилежному напрямку. При освітленні n -області в ній утворюються нерівноважні електрони та дірки. Зміну концентрації електронів в n -області можна не враховувати, оскільки вона у порівнянні з рівноважною концентрацією зазвичай не дуже велика і лише нехтовно мала їх доля, долаючи потенційний бар'єр, може проходити в p -область напівпровідника. Збільшення концентрації дірок призводить до того, що через перехід виникає дірковий струм, напрямлений в p -область. Величину діркового струму, обумовленого освітленням, позначимо через I_f . Наявність струму I_f порушує теплову рівновагу та призводить до того, що p -область напівпровідника заряджається позитивно відносно n -області. Виникаюча при цьому різниця потенціалів φ зменшує потенційний бар'єр, відповідає зміщенню p - n -переходу в прямому напрямку. Ця різниця потенціалів φ викликає прямий струм дірок, який протидіє дифузійному струму неосновних носіїв I_s . Якщо різниця потенціалів на p - n -переході φ , то інжекційний струм буде

$$I = I_s(e^{\varphi/\varphi_T} - 1), \quad (1)$$

де I_s - струм насичення p - n -переходу, а $\varphi_T = \frac{kT}{e}$ - температурний потенціал.

В результаті встановиться динамічна рівновага між струмом I_f та струмом інжектованих носіїв I :

$$I_f - I_s(e^{\varphi/\varphi_T} - 1) = 0. \quad (2)$$

Якщо підключити до фотодіоду джерело напруги U , то в колі потече струм, величина якого визначається різницею зустрічних струмів через p - n -перехід:

$$I = I_f(\varphi) - I_s(e^{U/\varphi_T} - 1). \quad (3)$$

Омічним опором областей нехтуємо, тому зміщення переходу визначається лише впливом зовнішнього джерела напруги U .

Вольт-амперні характеристики напівпровідникових фотодіодів

Рівняння (3) описує сімейство вольтамперних характеристик фотодіода (рис. 2). Параметром сімейства характеристик є величина світлового

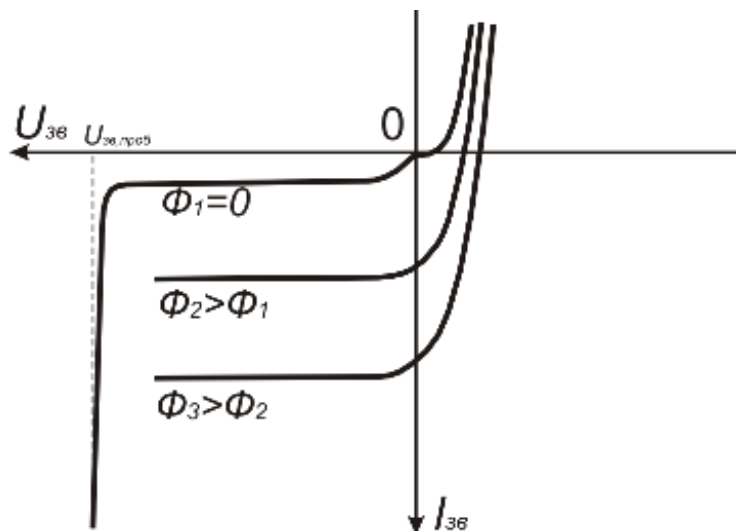


Рис. 2. Вольт-амперні характеристики фотодіоду

потoku Φ .

Нехай послідовно з фотодіодом увімкнене джерело напруги E та зовнішній опір R (рис. 1, б). Струм через перехід у цьому випадку також визначається рівнянням (3).

Величина напруги на переході U є результатом спільного впливу світлового потоку Φ та зовнішньої напруги E . Величина струму I через опір навантаження R буде

$$I = \frac{U + E}{R}, \quad (4)$$

де E – напруга джерела живлення в колі фотодіоду.

Підставляючи вираз (4) для I в рівняння (3), отримуємо основне рівняння фотодіоду за наявності зовнішнього зміщення:

$$I_f - I_s(e^{U/\varphi_T} - 1) = \frac{U + E}{R} = I. \quad (5)$$

Розрізняють два режими роботи фотодіода: *вентильний* та *фотодіодний*.

Вентильний режим характеризується відсутністю джерела зовнішньої напруги в колі фотодіода. При цьому зовнішній опір R в загальному випадку може бути увімкненим в зовнішнє коло.

Рівняння (5) для вентильного режиму роботи фотодіода має вигляд

$$I_f - I_s(e^{U/\varphi_T} - 1) = \frac{U}{R} = I. \quad (6)$$

При розімкненому зовнішньому колі ($R = \infty$) величину напруги на переході φ називають *вентильною фото-е.р.с.*, та позначають φ_B . З рівняння (6) отримуємо

$$\varphi_B = \varphi_T \ln \left(\frac{I_f}{I_s} + 1 \right). \quad (7)$$

В режимі короткого замикання ($R = 0$) напруга на виводах фотодіода $U = 0$ та струм в зовнішньому колі $I = I_f$, що випливає з рівняння (6). В цьому випадку струм короткого замикання I утворений лише потоком нерівноважних дірок, викликаних світлом.

Розглянемо зв'язок струму короткого замикання I_f з величиною світлового потоку Φ , що падає на поверхню фотодіода. Світловий потік Φ - це потужність випромінювання, яка припадає на всю поверхню n -області напівпровідника. Тому число квантів світла, які приходять в одиницю часу на всю поверхню n -області, дорівнює $\Phi/h\nu$, де $h\nu$ - енергія одного кванта. Величина світлового струму I_f пропорційна до числа квантів світла, що поглинаються у напівпровіднику в одиницю часу. В такому випадку струм можна представити як

$$I_f = e\beta\kappa \frac{\Phi}{h\nu}, \quad (8)$$

де β - квантовий вихід, тобто число електронно-діркових пар, що утворюються квантом світла; κ - коефіцієнт переносу, який враховує долю непрорекомбінувавших носіїв заряду від загальної кількості носіїв, що виникають під дією світлового потоку.

Таким чином, величина струму I_f прямо пропорційна до світлового потоку Φ .

Фотодіодний режим роботи приладу характеризується наявністю зворотної напруги на переході. В цьому режимі величина потенційного бар'єру зростає і, як наслідок, струм через перехід буде визначатися потоками неосновних носіїв. Струм через фотодіод є струмом насичення. Дійсно, при досить великих негативних напругах з виразу (5) випливає:

$$I = I_f + I_s. \quad (9)$$

При малих напругах на переході ($U \ll \varphi_T$) після розкладання в ряд виразу (5) отримаємо

$$I = I_f + I_s \frac{U}{\varphi_T} = I_f + \frac{U}{R_0}, \quad (10)$$

де величина $R_0 = \frac{\varphi_T}{I_s}$ відповідає внутрішньому опору p - n -переходу при нульовому зміщенні.

Таким чином, при малих U струм у зовнішньому колі приблизно дорівнює струму короткого замикання ($I \cong I_f$).

6.1.2 Електричні та світлові параметри фотодіодів

Розглянемо світлову характеристику фотодіоду. Вона являє собою залежність фотоструму від величини світлового потоку Φ , що падає на фотодіод. В фотодіодному режимі світлова характеристика, що описується виразом (8), є лінійною у великому діапазоні величин світлових потоків (рис. 3), що є важливою перевагою фотодіода. В режимі короткого замикання

фотодіода його світлова характеристика виявляється нелінійною за рахунок порушення цього режиму неврахованим опором товщі напівпровідника (крива 2, рис. 3).

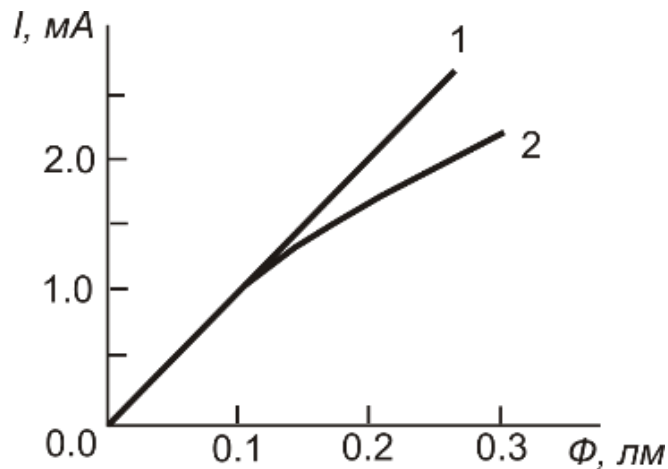


Рис. 3. Світлові характеристики фотодіода для вентильного (2) та фотодіодного (1) режиму

Важливими характеристиками фотодіода є його спектральна та інтегральна чутливість. *Чутливістю* фотодіода називають відношення фотоструму до величини світлового потоку:

$$S = \frac{I_f}{\Phi}. \quad (11)$$

Зазвичай чутливість S фотодіодів вимірюють в міліамперах на люмен (mA/lm). Чутливість фотодіода постійна, не залежить від величини світлового потоку Φ і напруги, прикладеної до фотодіода.

Світло, яким опромінюють фотодіод може бути як монохроматичним, так і різноманітного спектрального складу. Чутливість фотодіода до монохроматичного світла різна для різних довжин хвиль. Залежність чутливості діода від довжини хвилі називають *спектральною характеристикою* фотодіода. Ці криві для германієвого та кремнієвого фотодіодів показані на рис. 4.

Користуючись відомим співвідношенням $\nu = c/\lambda$, з виразу (8) можна отримати залежність спектральної чутливості S від довжини хвилі λ :

$$S = \frac{I_f}{\Phi} = \frac{e\beta\kappa\lambda}{hc}, \quad (12)$$

де c – швидкість розповсюдження світла.

З виразу (12) бачимо, що спектральна чутливість повинна лінійно

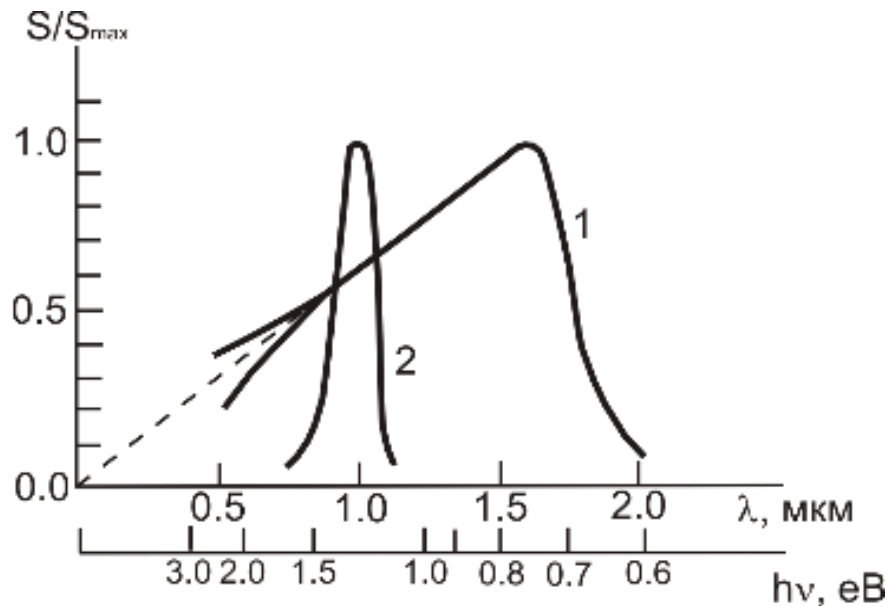


Рис. 4. Криві спектральної чутливості германієвого (1) та кремнієвого (2) фотодіодів

залежати від довжини хвилі і проходити через початок координат (рис. 4). Зменшення чутливості в області коротких довжин хвиль у порівнянні із значеннями, що отримують із формули (12), пов'язано з тим, що при зменшенні довжини хвилі світлова енергія поглинається в більш тонкому приповерхневому шарі, де швидкість рекомбінацій нерівноважних носіїв за рахунок уловлювачів значно більша, чим в глибині матеріалу.

Спад фоточутливості в області великих довжин хвиль відповідає краю власного поглинання матеріалу, коли енергія кванта $h\nu$ приблизно дорівнює енергії ширини забороненої зони ΔE ($\Delta E_{Ge} \approx 0,65 \text{ eV}$, $\Delta E_{Si} \approx 1,21 \text{ eV}$).

Чутливість фотодіода до світла із різними спектральними складовими називають *інтегральною чутливістю*. Інтегральну чутливість можна знайти

як відношення приросту струму, що тече через діод, до світлового потоку, який викликав цей струм:

$$S_{int} = \frac{\Delta I}{\Delta \Phi} \left[\frac{mA}{LM} \right]. \quad (13)$$

Інерційність фотодіодів визначається кількома основними факторами: сталою часу Максвелла, часом життя τ неосновних нерівноважних носіїв струму, часом дифузії до p - n -переходу t_d неосновних нерівноважних носіїв струму, часом переходу t_{Π} носіїв струму через p - n -перехід, сталою часу $R_{\Sigma}C_{\Sigma}$. Оцінимо внесок кожної складової в інерційність фотодіодів.

Стала часу Максвелла – це ефективний час встановлення дифузійно-дрейфової рівноваги в напівпровіднику. Вона є власною сталою часу напівпровідника і обчислюється за формулою:

$$\theta = \rho \varepsilon \varepsilon_0, \quad (14)$$

де ρ – питомий опір, ε – діелектрична проникність. Ця величина дуже мала, приблизно 10^{-11} с, тому впливом сталої часу Максвелла на інерційні властивості фотодіода можна знехтувати.

Час дифузії t_d неосновних нерівноважних носіїв струму до p - n -переходу дорівнює

$$t_d = \frac{W^2}{D}, \quad (15)$$

де W – товщина бази, D – коефіцієнт дифузії.

Наприклад для бази товщиною $W = 0,2$ мм і коефіцієнта дифузії дірок $D = 50$ см²/с величина t_d має порядок 10^{-5} с.

Час переходу t_{Π} носіїв струму через p - n -перехід залежить тільки від властивостей матеріалу, з якого він виготовлений, і дорівнює

$$t_{\Pi} = 2\rho \varepsilon \varepsilon_0. \quad (16)$$

Ця величина має порядок 10^{-11} с. Нею можна знехтувати при оцінці інерційності фотодіода.

Мінімальна величина $R_{\Sigma}C_{\Sigma}$, яка визначається тільки власними параметрами фотодіода і не залежить від зовнішнього кола, дорівнює $R_{\text{Б}}C_{\text{П}}$, де $R_{\text{Б}}$ — опір бази і її контактів, $C_{\text{П}}$ — ємність p - n -переходу. В реальних випадках ця величина може мати порядок 10^{-9} с.

Таким чином, основний вклад в інерційність фотодіодів вносить час дифузії неосновних нерівноважних носіїв струму до p - n -переходу. Тому для зменшення інерційності необхідно зменшувати товщину бази. Зменшення бази до 10 мкм призводить до зменшення інерційності до 10^{-8} с.

При використанні синусоїдально-модульованого світлового потоку інерційність фотодіода проявляється в зменшенні амплітуди змінної складової фотоструму з ростом частоти модуляції, а також у виникненні зсуву фаз між фотострумом та модульованим світловим потоком.

При використанні фотодіодів для реєстрації дуже малих світлових потоків великий вплив мають власні шуми. Вони визначають *порог чутливості фотодіодів*, тобто величину мінімального світлового потоку, який може бути зареєстрований фотодіодом.

До власних шумів відносяться: дробовий шум, тепловий та поверхневий шуми.

Дробовий шум обумовлений дискретною природою струму і залежить від величини цього струму:

$$\overline{I_{\text{др}}^2} = 2eI\Delta f, \quad (17)$$

де $\overline{I_{\text{др}}^2}$ — середньоквадратичне значення дробового струму, I — струм, який тече через фотодіод, Δf — смуга частот, в межах якої змінюється шумовий струм. Спектр дробових шумів “білий”, тобто однаковий на всіх частотах.

Середньоквадратична напруга теплового шуму опору бази дорівнює:

$$\overline{U_T^2} = 4kTR_B\Delta f. \quad (18)$$

Цей шум також має “білий” спектр.

Природа надлишкових низькочастотних (поверхневих) шумів обумовлена головним чином флуктуаціями поверхневого витоку струму:

$$\overline{I_B^2} = A\sqrt{U}\Delta f/f, \quad (19)$$

де U – зворотна напруга, прикладена до фотодіода, A – коефіцієнт пропорційності.

Для кількісної оцінки мінімального світлового потоку, який може бути зареєстрованим фотодіодом, служить світловий еквівалент шуму F_n . Світловим еквівалентом шуму називається відношення шумового струму фотодіода, виміряного в смузі частот 1 Гц , до інтегральної чутливості S :

$$F_n = \frac{I_{ш}}{\sqrt{\Delta f S}}. \quad (20)$$

Якщо на виході фотодіоду відношення напруги сигналу до напруги шуму рівна одиниці, то

$$F_n = 21_{\text{min}}$$

До електричних параметрів відносяться: темновий струм, початковий статичний опір, динамічний опір, максимально допустима напруга, робоча напруга, напруга шумів.

Світлові параметри фотодіода: інтегральна чутливість, світловий еквівалент шуму.

6.2. Лабораторна робота № 6. Вивчення фотопровідності напівпровідників

Мета роботи: Вивчення основних фізичних закономірностей, які визначають властивості та параметри фотодіодів, дослідження вольт-амперних та світлових характеристик напівпровідникових фотодіодів.

Обладнання: : джерело світла (лампа розжарення) з конденсором та джерелом живлення, монохроматор, фотодіод, цифровий вольтметр.

6.2.1 Порядок виконання роботи

1. Увімкнути тумблер «СЕТЬ», прогріти установку 30 хвилин.
2. Поставити ручку заслінки фотоелемента в положення «ЗАКР».
3. Виставити на блоці живлення лампи розжарення напругу 10 В (струм 2,35 А).
4. Виміряти темновий струм I_T .
5. Установити ручкою «ЩЕЛЬ» ширину щілини монохроматора 0,1 мм.
6. Виставити ручкою «ДЛИНА ВОЛНЫ» на шкалі довжин хвиль значення 500 нм.
7. Перемкнути ручку заслінки фотоелемента в положення «ОТКР».
8. Збільшуючи довжину хвилі ручкою «ДЛИНА ВОЛНЫ» з кроком 20 нм до 1200 нм, записати покази вольтметра U_λ у таблицю №1.
9. Виставити ручкою «ДЛИНА ВОЛНЫ» на шкалі довжин хвиль значення 800 нм.
10. Збільшуючи напругу на блоці живлення фотодіода від 0 до 5 В з кроком 0,5 В, записати покази вольтметра U_C у таблицю №2.
11. Виставити напругу 0,5 В на блоці живлення фотодіода. Вимкнути блок живлення фотодіода.
12. Збільшуючи ширину щілини ручкою «ЩЕЛЬ» з кроком 0,05 мм до 0,5 мм записати покази вольтметра U_C у таблицю №3.
13. Перемкнути ручку заслінки фотоелемента в положення «ЗАКР».
14. Вимкнути прилад тумблером «СЕТЬ».

6.2.2 Обробка результатів

Для визначення спектральної чутливості фотоелементів потрібно мати джерело світла, яке випромінює з однаковою потужністю на всіх довжинах хвиль. Але в природі таких випромінювачів не існує. В даній роботі використовується лампа розжарення з вольфрамовим тілом випромінювання. Енергетичну спектральну густину $r_{\lambda,T}$ випромінювання вольфраму можна визначити за формулою Планка для сірого тіла

$$r_{\lambda,T} = \varepsilon_{\lambda,T} \frac{2\pi hc^2}{\lambda^5} \frac{1}{e^{\frac{hc}{k\lambda T}} - 1}, \quad (22)$$

де k — стала Больцмана, $k = 1,38 \cdot 10^{-23}$ Дж/град, $\varepsilon_{\lambda,T}$ — спектральна випромінювальна здатність, T — абсолютна температура тіла.

Щоб привести спектр випромінювання вольфраму до рівноенергетичного рівня, потрібно енергетичну спектральну густину випромінювання $r_{\lambda,T}$ домножити на коефіцієнти b_{λ} , які розраховуються таким чином, щоб одержати $b_{\lambda} = 1.0$ при довжині хвилі $\lambda = 540$ нм

$$b_{\lambda} = r_{\lambda,T} / r_{540,T}. \quad (23)$$

Розрахувати спектральну чутливість за напругою: виміряні значення фотонапруги, яка пропорційна фотоструму, поділити на коефіцієнти b_{λ}

$$S_{\lambda}^* = U_{\lambda} / b_{\lambda}. \quad (24)$$

6.2.3 Завдання

1. Заповнити таблицю №1: для $T = 2200$ К.
2. Заповнити таблицю №2 та таблицю №3.
3. Побудувати графік залежності $S_{\lambda}^* / S_{\lambda,max}^*$ від довжини хвилі, вольтамперну характеристику, світлову характеристику.

Таблица №1: для $T = 2200\text{ К}$.

№	№ бар.	λ , нм	$\varepsilon_{\lambda,T}$	$r_{\lambda,T}$	b_{λ}	$1/b_{\lambda}$	U_{λ} , мВ	S_{λ}^*	$S_{\lambda}^*/S_{\lambda,max}^*$
1	520	500	0,459						
2	650	520	0,457						
3	780	540	0,455		1,00				
4	910	560	0,452						
5	1010	580	0,448						
6	1115	600	0,445						
7	1200	620	0,442						
8	1275	640	0,440						
9	1350	660	0,437						
10	1410	680	0,435						
11	1470	700	0,432						
12	1510	720	0,429						
13	1560	740	0,425						
14	1600	760	0,422						
15	1645	780	0,418						
16	1680	800	0,414						
17	1720	820	0,411						
18	1755	840	0,407						
19	1785	860	0,403						
20	1820	880	0,400						
21	1845	900	0,395						
22	1860	920	0,391						
23	1900	940	0,388						
24	1925	960	0,384						
25	1950	980	0,380						

26	1975	1000	0,377						
27	2000	1020	0,373						
28	2022	1040	0,369						
29	2040	1060	0,365						
30	2060	1080	0,362						
31	2080	1100	0,358						
32	2100	1120	0,354						
33	2115	1140	0,350						
34	2130	1160	0,347						
35	2145	1180	0,344						
36	2160	1200	0,341						

Таблица №2

$U, В$	U_C
0,0	
0,5	
1,0	
1,5	
2,0	
2,5	
3,0	
3,5	
4,0	
4,5	
5,0	

Таблица №3

$\ell, мм$	U_C
0,05	
0,10	
0,15	
0,20	
0,25	
0,30	
0,35	
0,40	
0,45	
0,50	

6.2.4 Контрольні запитання

1. Яке явище називають внутрішнім фотоефектом?
2. Дати визначення порогу чутливості.
3. Чому існує червона межа фотоефекту?
4. Що таке рівень Фермі?
5. Що таке світловий еквівалент шуму?
6. Як впливають власні шуми фотодіода на його чутливість, поріг чутливості?
7. Від чого залежить інерційність фотодіодів? Що таке тепловий потенціал?

7. ДОМЕННА СТРУКТУРА ФЕРОМАГНІТНОЇ ПЛІВКИ

7.1. Теоретичні відомості

7.1.1 Магнітна сприйнятливість

Намагніченість магнетика прийнято характеризувати магнітним моментом одиниці об'єму. Цю величину називають вектором намагнічування (або намагніченості) $M = \sum P_{mi} / \Delta V$ (підсумовування проводиться за об'ємом ΔV). Величина вектора намагнічування залежить від поля, що намагнічує, і може бути виражена наступним співвідношенням:

$$M = \chi_m \cdot H \quad (1)$$

де χ_m - магнітна сприйнятливість - величина, залежна від природи речовини. Таким чином, для опису магнітного поля в магнетиках користуються трьома векторами: вектором намагнічування $\vec{M}$, вектором напруженості поля $\vec{H}$ і вектором магнітної індукції $\vec{B}$. Вони взаємозв'язані таким чином:

$$B = \mu_0(H + M) \quad (2)$$

де μ_0 - магнітна постійна, рівна $4\pi \cdot 10^{-7}$ Гн/м. Або з урахуванням (1):

$$B = \mu_0(H + \chi_m H) = \mu_0(1 + \chi_m)H \quad (3)$$

Величина $(1 + \chi_m)$ називається відносною магнітною проникністю речовини і позначається μ . Таким чином, в ізотропних середовищах

$$B = \mu_0 \mu H \quad (4)$$

Магнітна сприйнятливність χ_m може бути як додатною, так і від'ємною. Тому магнітна проникність μ може бути як більше, так і менше одиниці.

Залежно від знаку і величини магнітної сприйнятливості всі магнетики поділяються на три групи:

- 1) діамагнетики, у яких $\chi_m < 0$ мала по абсолютній величині ($\sim 10^{-6}$);
- 2) парамагнетики, у яких $\chi_m > 0$ теж мала ($\sim 10^{-5} \div 10^{-3}$);
- 3) феромагнетики, у яких $\chi_m \gg 0$ досягає дуже великих значень ($\sim 10^2 \div 10^5$). Крім того, на відміну від діа- і парамагнетиків, для яких χ_m не залежить від H , магнітна сприйнятливність феромагнетиків є функцією напруженості магнітного поля.

Таким чином, в ізотропних речовинах вектор намагніченості може як співпадати по напрямку з $\vec{H}$ (пара- і феромагнетики), так і бути направленим в протилежну сторону (діамагнетики).

7.1.2 Енергія феромагнетика

Рівноважна магнітна структура феромагнетика визначається з умови мінімуму енергії тіла в цілому, з урахуванням його форми і розмірів. Енергія W феромагнітного тіла в магнітному полі H може бути представлена у вигляді суми членів, що характеризують різні види магнітної взаємодії

$$W = W_A + W_H + W_M + W_K + W_W \quad (5)$$

Тут W_A – енергія обмінної (квантової) взаємодії між магнітними моментами сусідніх атомів, відповідальних за утворення спонтанної

намагніченості $\vec{M}_s$. У феромагнетиках ця енергія мінімальна, коли магнітні моменти всіх атомів орієнтуються паралельно один одному.

W_H – енергія магнетику в зовнішньому полі (енергія Зеємана), яка мінімальна при орієнтації магнітного моменту зразка уздовж поля H .

W_M – магнітостатична енергія полів розсіяння, яка викликана

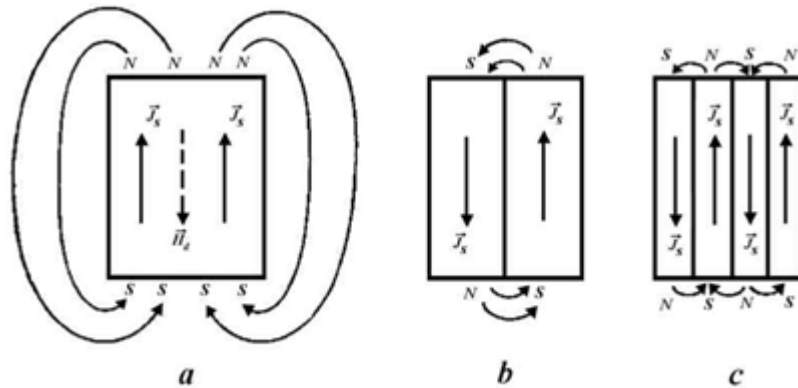


Рис. 1. Схема утворення магнітних доменів: а - монодоменна структура; б - пластина з двома антипаралельно намагніченими доменами; с - чотирьохдоменна структура.

утворенням магнітних полюсів на поверхні феромагнітного тіла. Магнітні полюси створюють поля розсіяння як зовні, так і усередині тіла (рис.1.). Усередині тіла поле розсіяння направлене проти намагніченості (розмагнічуюче поле H_d), і це поле є причиною утворення доменів. Для конфігурації (рис.1b), коли є два антипаралельно намагнічених домени, енергія W_M приблизно удвічі менше, ніж у разі однодоменого зразка (рис.1a). При подальшому дробленні на шаруваті домени (рис.1c) об'єм простору, в якому є істотні по величині поля розсіяння, зменшується пропорційно зменшенню ширини доменів D .

W_K – енергія магнітної анізотропії, яка має мінімальне значення при орієнтації $\vec{M}_s$ уздовж осі легкого намагнічення. У разі орієнтації вектора

уздовж важкої осі енергія W_K з розрахунку на одиницю об'єму феромагнетика зростає на величину, яка дорівнює константі анізотропії K .

W_W - енергія доменних стінок (границь). Доменні стінки - це вузькі (близько 10^2 - 10^3 міжатомних відстаней) перехідні шари між сусідніми доменами з різними напрямками векторів намагніченості (рис.2.). У цих перехідних шарах $\vec{M}_s$ поступово змінює свій напрям від напрямку намагніченості в одному домені до напрямку в іншому. Товщина граничного шару визначається умовами рівноваги між силами магнітної анізотропії, прагнучими стиснути стінку, і силами обмінної взаємодії, прагнучими

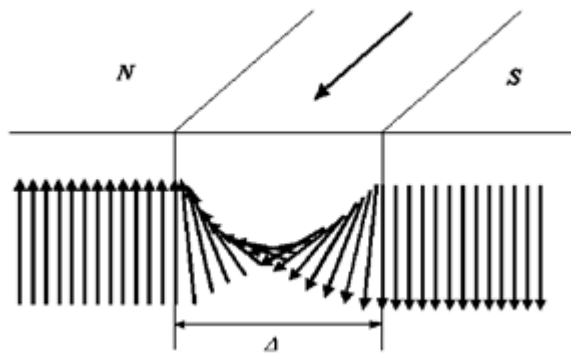


Рис. 2. Розподіл намагніченості в 180° - градусній доменній границі Блоха, Δ - ширина доменної стінки.

розширити її.

У багатодоменному зразку енергія доменних стінок буде тим більше, чим більше їх загальна площа. Мінімальний розмір доменів обмежений тим, що при зростанні числа доменів росте загальна площа доменних стінок і, отже, загальна енергія феромагнетика.

Електростатична енергія обмінної взаємодії

У класичному наближенні, в якому спіни атомів розглядаються як звичайні вектори, енергія обмінної взаємодії феромагнітного кристала, всі атоми якого володіють однаковими спінами S , виражається формулою:

$$W_A = -2 \sum_{i>j} M_{ij} (\vec{S}_i \vec{S}_j) = -S^2 \sum_{i,j} M_{ij} \cos \phi_{ij} \quad (6)$$

де $\vec{S}_{i(j)}$ - вектор спіну, локалізованого на атомі у вузлі $i(j)$ кристалічної решітки, M_{ij} - інтеграл обмінної взаємодії для пари атомів i і j , ϕ_{ij} - кут між напрямками спінів S_i і S_j , сума береться по всіх парах атомів. Далі вважатимемо, що S - величина спіну в одиницях $\hbar$.

Величина обмінного інтеграла M_{ij} залежить від величини a - постійної кристалічної решітки. Із співвідношення (6) виходить, що для випадку позитивного значення інтеграла M_{ij} мінімуму обмінної енергії W_A відповідає паралельне розташування моментів спінів, що і зумовлює феромагнітний стан речовини.

Обмінна енергія визначає структурно нечутливі характеристики феромагнетика, такі як намагніченість насичення $\vec{M}_s$ і температура Кюрі T_c . По самій своїй суті обмінна енергія залежить тільки від електростатичної взаємодії електронів і не залежить від кута між моментами спінів локалізованих на атомі електронів і кристалографічними напрямками в кристалі.

Енергія магнітної анізотронії

З досвіду відомо, що монокристали феромагнетиків анізотропні в магнітному відношенні. У феромагнетиків є такі напрями, уздовж яких намагнічування до насичення досягається при істотно менших магнітних полях, чим в інших напрямках.

Кристалографічні напрями, уздовж яких насичення досягається при найменших полях, називаються "осями легкого намагнічування" (ОЛН), а напрями, уздовж яких насичення намагнічування досягається при найбільших магнітних полях, - "осями важкого намагнічування" (ОВН).

Мінімум вільної енергії магнітної кристалографічної анізотропії досягається, коли намагніченість $\vec{M}_s$ направлена уздовж осей легкого намагнічування. Для того, щоб вивести вектори $\vec{M}_s$ з напрямів ОЛН необхідно витратити певну роботу, яка приводить до зростання енергії анізотропії зразка. Ця частина енергії кристала, яка залежить від орієнтації вектора намагнічування щодо кристалографічних осей, і називається енергією анізотропії.

Фізична причина існування анізотропії, з позиції класичної фізики, полягає в магнітній дипольній взаємодії електронів. Дійсно, можна уявити, що магнітні моменти електронів - це магнітні диполі, розташовані у вузлах ґратки. Ці диполі встановлюються під такими кутами до основних кристалографічних напрямів, щоб енергія їх магнітної взаємодії була мінімальною. Для того, щоб перевести їх в інше положення, необхідно виконати роботу, наприклад, приклавши зовнішнє поле під деяким кутом до їх первинного напрямку. Але така спрощена схема не дає задовільного опису явища. Величина енергії магнітної дипольної взаємодії значно менше отриманої з експериментів величини енергії магнітної анізотропії. Для адекватного опису причин виникнення анізотропії необхідно застосовувати квантову механіку. Квантова спіно-орбітальна взаємодія (взаємодія орбітального моменту $\vec{L}$ і моменту спіну $\vec{S}$ електрона) прагне залежно від будови електронної оболонки іона встановити вектори $\vec{L}$ і $\vec{S}$ або паралельно, або антипаралельно один одному. Ця взаємодія анізотропна і пов'язує спіни електронів з їх орбітальним рухом. На орбітальний рух сильно впливають поля навколишніх атомів і симетрія їх розташування (кристалічна ґратка).

Феноменологічно вираз для густини енергії магнітної анізотропії можна отримати, представивши її у вигляді ряду по ступенях направляючих косинусів α_i вектора намагніченості $\vec{M}_s$ щодо осей симетрії кристала. Скористаємося тим, що намагніченість належить до парних ефектів. Тоді для кристалів кубічної симетрії, таких як залізо і нікель, енергія анізотропії

виражатиметься через направляючі косинуси $\alpha_1, \alpha_2, \alpha_3$ намагніченості $\vec{M}_s$ відносно трьох ребер куба [100], [010] і [001] відповідно. Враховуючи обмеження, що накладаються симетрією, отримаємо, що вираз для енергії анізотропії W_K повинно залежати тільки від парних ступенів α_i і не повинно мінятися (повинно бути інваріантне) щодо перестановки індексів, тобто заміни $\alpha_i > \alpha_j$ ($i, j = 1, 2, 3$). Враховуючи це, енергію W_K можна представити у вигляді:

$$W_K = K_0 + K_1(\alpha_1^2\alpha_2^2 + \alpha_2^2\alpha_3^2 + \alpha_3^2\alpha_1^2) + K_2\alpha_1^2\alpha_2^2\alpha_3^2. \quad (7)$$

Величини K_1, K_2, K_3 називають константами кубічної анізотропії. Якщо $K_1 > 0$ і $K_2 = 0$, то другий член у виразі для енергії мінімальний в напрямі уздовж [100], [010] і [001] - це осі легкого намагнічування. Якщо $K_1 < 0$ і $K_2 = 0$, то легкою віссю буде вісь [111]. Вираз (7) вперше був отриманий Н.С. Акуловим. Для одноосних кристалів з гексагональною кристалічною ґраткою (наприклад, кобальту) енергія анізотропії симетрична щодо напрямку осі [с] кристала. Нехай α - направляючий косинус намагніченості $\vec{M}_s$ щодо осі [с]. Тоді для енергії одноосної анізотропії маємо вираз:

$$W_K = K_1\alpha^2 + K_2\alpha^4, \quad (8)$$

враховуючи, що $\sin^2 \theta = 1 - \cos^2 \theta$, частіше цю енергію записують у вигляді:

$$W_K = K_1 \sin^2 \theta + K_2 \sin^4 \theta, \quad (9)$$

де θ - кут між напрямом вектора $\vec{M}_s$ і віссю [с].

Магнітопружна енергія

При оцінці загального енергетичного стану речовини необхідно враховувати магнітопружну енергію. До цих пір ми розглядали кристалічну ґратку як тверду і незмінну. Насправді, при намагнічуванні кристала атоми або іони можуть зміщуватися з своїх ідеальних положень, якщо це дозволить

знизити загальну енергію кристала. При цьому відбувається самовільна макроскопічна деформація кристала, в результаті якої відбувається зміна форми і розміру зразка. Це явище називається магнітострикцією. Спонтанна магнітострикція виникає у феромагнетиках під час переходу через точку Кюрі, тобто при зміні магнітного порядку. Для простоти розглянемо феромагнітну речовину, що має форму кулі, при температурі вище за температуру Кюрі (рис. 3, круг 1). Нехай розмір його настільки малий, що у феромагнітному стані в ньому утворюється тільки один домен (домен - область, в якій всі спіни у відсутності зовнішнього поля орієнтовані паралельно один одному). Величина обмінного інтеграла, що входить у вираз для обмінної енергії (формула (6)), залежить від відношення a/d , де a - відстань між атомами, а d - діаметр d -оболонки атома. На рис.4 представлена залежність обмінного інтеграла A від міжатомної відстані a . Нехай в парамагнітному стані (вище за температуру Кюрі) відстань між атомами a_1 . Якби ця відстань не змінювалася під час переходу через точку Кюрі, обмінний інтеграл прийняв би значення, відповідне точці 1 на кривій (рис.4). Але оскільки система прагне до зменшення обмінної енергії, інтеграл обмінної взаємодії, згідно (6), повинен збільшитися. Хай він прийме значення, відповідне т.2 на кривій (рис.4), що приведе до збільшення міжатомної відстані до a_2 - круг 2 (пунктирний) (рис.3). Для феромагнетику, обмінний інтеграл якого характеризується значеннями, лежачими на правій стороні кривої (рис.4), охолодження приведе до зменшення розміру феромагнетику. Оскільки обмінна енергія ізотропна, виникаючі зміни об'єму відбуваються без зміни форми зразка. Але одночасно із змінами обмінної взаємодії виявляються магнітні сили зв'язку і виникає енергія магнітної анізотропії, що викликає неоднакову деформацію ґратки феромагнетику в різних напрямках (крива 3 на рис.3).

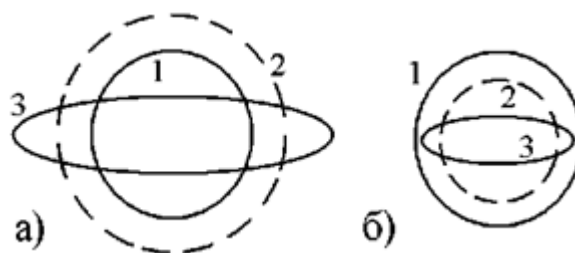


Рис.3. Схема спонтанної намагніченості.

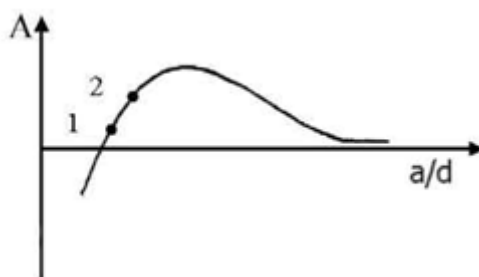


Рис. 4. Залежність обмінного інтеграла A від міжатомної відстані (a - відстань між атомами, d - діаметр d -оболонки атома).

Щоправда, через те, що енергія магнітної взаємодії на 2 порядки менше обмінної енергії, зміна об'єму феромагнетика під час переходу через точку Кюрі в основному визначається обмінною енергією, а вплив магнітної енергії зводиться до зміни форми тіла.

У багатодоменному кристалі під час переходу через точку Кюрі при охолодженні різні домени намагнічуються спонтанно уздовж різних напрямів легкого намагнічування, і кристал змінює розміри, але не міняє форми. Це можна показати, розрахувавши середню величину спонтанної магнітострикції для кристала з багатьма доменами, як середню магнітострикцію всіх доменів в заданому напрямі. До остаточної формули направляючі косинуси намагнічування доменів не увійдуть. Завдяки появі доменів з різними напрямками векторів спонтанного намагнічування, а, отже, з різними напрямками магнітострикції, в кристалі виникає пружна напруга.

При поміщенні феромагнетику в магнітне поле окрім спонтанної магнітострикції виникає магнітострикція, характер і величина якої істотно залежать як від величини прикладеного магнітного поля, так і від його напрямку щодо кристалографічних осей. Відзначимо, що магнітострикцію викликає не саме магнітне поле, а створена їм в речовині намагніченість.

Магнітостатична енергія. Процес намагнічування магнетиків.

Реально у кристалів кінцевих розмірів сумарна намагніченість значно менше тієї величини, яка відповідає намагніченості насичення. Для того, щоб намагніченість зросла до величини намагніченості насичення, необхідно прикласти зовнішнє магнітне поле. Щоб пояснити це явище, яке зумовлює існування технічної кривої намагнічування, припустимо, що реальний зразок розбивається на ряд доменів, усередині яких намагніченості рівні $\vec{M}_s$, але направлені в різні боки. Виникнення доменної структури є наслідком наявності у феромагнітному кристалі різних взаємодій, кожне з яких дає свій внесок в енергію феромагнетику. При насиченій конфігурації (рис.5а), яка відповідає одному домену, на поверхні зразка виникають магнітні полюси (заряди). З'являється викликана ними велика магнітостатична енергія полів розсіяння. Для кристала з квадратним поперечним перетином ця енергія близько 10^{-6} ерг/см³.

Якщо зразок буде розбитий на N доменів (рис. 5б), просторова протяжність поля зразка зменшиться і магнітостатична енергія буде в N разів менше. Процес ділення на домени продовжуватиметься до тих пір, поки енергія, необхідна для утворення нових перехідних слоїв (доменних границь) між доменами, намагніченими протилежно один одному, не стане більша, ніж зменшення енергії магнітного поля полюсів на поверхні. Ще вигідніше, з погляду мінімізації магнітостатичної енергії, утворення замикаючих доменів (рис. 5в). В цьому випадку магнітний потік замикається усередині кристала і магнітні полюси на поверхні відсутні. Але при виникненні замикаючих

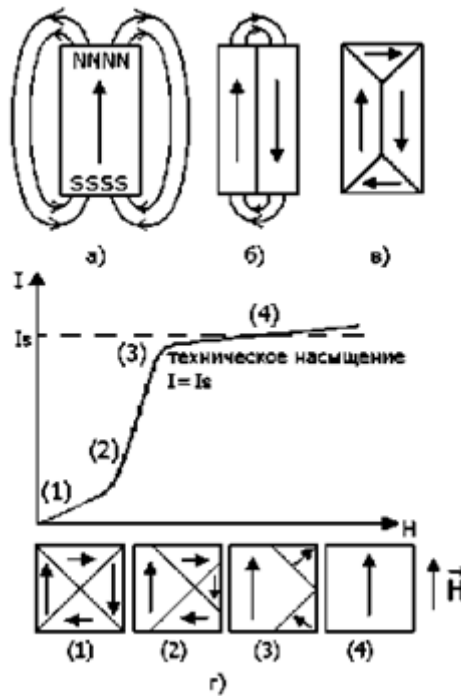


Рис. 5. Доменна структура ферромагнетика (а, б, в) і схема механізму намагнічування (технічна крива намагнічування) (г); (1) - (4) стадії намагнічування:

- (1) початковий стан магнетика;
- (2) непружний зсув доменних границь;
- (3) процес обертання магнітний моментів доменів;
- (4) однорідно намагнічений до насичення зразок.

доменів, може збільшуватися або енергія анізотропії, або магнітопружна енергія, пов'язана з магнітострикцією. У результаті встановлюється та доменна структура, яка відповідає мінімуму сумарної енергії. На рис. 5г схематично представлений процес намагнічування ферромагнетика, який складається з 3-х стадій:

1. *Процес зсуву границь* - зсув границь доменів (див. (2) на рис. 5г) в області малих магнітних полів. При цьому енергетично вигідніші домени, у яких напрям вектора намагніченості $\vec{M}_s$ близько до напрямку поля $\vec{H}$ (кут між напрямом $\vec{M}_s$ і $\vec{H}$ менше 90°), ростуть за рахунок менш вигідних доменів.

2. *Процес обертання* - поворот намагніченості окремих доменів $\vec{M}_s$ до напрямку магнітного поля $\vec{H}$ (див.(3) на рис. 5г) При повному збіганні моментів областей з напрямом магнітного поля настає так зване технічне насичення, рівне по величині довільної намагніченості $\vec{M}_s$. Поле $\vec{H}_s$, при якому досягається технічне насичення, називається полем насичення.

3. *Парапроцес* - збільшення спонтанної намагніченості на величину $\Delta\vec{M}_s$ під дією сильного магнітного поля за рахунок орієнтації по полю моментів спінів окремих електронів, дезорієнтованих тепловим рухом (див.(4) на рис. 5г).

Зміна магнітного стану речовини відбувається не тільки під дією магнітного поля, але і при зміні інших зовнішніх термодинамічних параметрів, таких як температура і механічна напруга. Зміна намагніченості під впливом пружних деформацій (магнітопружний ефект) в області зсуву і обертання і в області парапроцесу пояснюється різними фізичними процесами. У першому випадку, в області технічного намагнічування, пружна механічна напруга приводить до зміни орієнтації векторів $\vec{M}_s$ доменів (без зміни абсолютної величини M_s), що пов'язане з дією магнітних сил взаємодії атомів в ґратках. У другому випадку, в області парапроцесу, магнітопружний ефект приводить до зміни величини намагніченості насичення і обумовлений зміною величини обмінної взаємодії під дією пружної напруги.

Вплив зовнішньої пружної напруги

Якщо перед намагнічуванням феромагнетика накласти на нього пружну напругу, то залежно від характеру виниклої деформації (розтягування або стиснення) в ньому відбудеться певний перерозподіл вектора $\vec{M}_s$. У вираз для повної енергії слід додати ще один член W_H - магнітну енергію кристала,

пружно деформованого зовнішньою механічною напругою. Тензор деформації e_{ij} складатиметься з двох частин: e_{ij}^{σ} , обумовленою пружною напругою, і з частини e_{ij}^{λ} , обумовленою магнітострикцією $e_{ij} = e_{ij}^{\sigma} + e_{ij}^{\lambda}$.

За наявності зовнішньої механічної напруги σ , прикладеної в напрямі, що задається направляючими косинусами $(\gamma_1, \gamma_2, \gamma_3)$, отримаємо для магнітопружної енергії W_H вираз:

$$W_H = -\frac{3}{2}\lambda_{100}\sigma(\alpha_1^2\gamma_1^2 + \alpha_2^2\gamma_2^2 + \alpha_3^2\gamma_3^2 - \frac{1}{3}) - 3\lambda_{100}\sigma(\alpha_1\alpha_2\gamma_1\gamma_2 + \alpha_2\alpha_3\gamma_2\gamma_3 + \alpha_3\alpha_1\gamma_3\gamma_1) \quad (10)$$

Якщо напруга достатньо велика, то W_H може бути величиною того ж порядку, що і енергія анізотропії, або більше її. В цьому випадку напрям легкого намагнічування визначається не тільки кристалічною структурою, але і розподілом зовнішньої напруги.

7.1.3 Доменна структура феромагнетика

Теоретичні розрахунки доменної структури проводяться термодинамічним методом. Найбільш імовірну доменну структуру для конкретного кристала будують з емпіричних даних і фізичних міркувань. Основні параметри доменної структури визначаються з умови мінімуму термодинамічного потенціалу. У розрахунках намагніченість в доменах передбачається однорідною. Порівняння енергій для можливих різних доменних структур дозволяє вибрати структуру з мінімальною енергією і порівняти її з експериментальними даними. На прикладі феромагнітної пластини з віссю легкого намагнічування, перпендикулярною її поверхні, розглянемо доменну структуру за умови, що товщина пластини багато менше її лінійних розмірів і намагніченість в доменах направлена уздовж осі магнітної анізотропії. На рис.6 представлено два можливі варіанти доменної структури. У першому випадку доменна структура феромагнітного тіла має

на поверхні замикаючі домени (рис.6а.) такі, що перехід від одного напрямку намагніченості до іншого між сусідніми доменами поблизу поверхні відбувається через замикаючі домени з намагніченістю паралельної поверхні. У другому випадку замикаючі домени відсутні, вектор намагніченості в доменах виходить на поверхню і утворює магнітні полюси. Кожна з цих доменних структур володіє різною енергією, в одних умовах виявляється термодинамічно вигіднішою одна структура, а в іншому – друга.

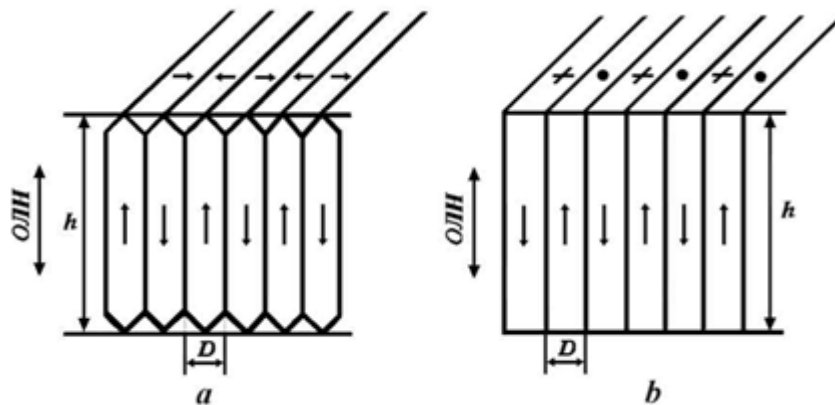


Рис. 6. Типи доменної структури в тонкій одновісній феромагнітній пластині. ОЛН – орієнтація осі легкого намагнічування, h – товщина феромагнітної пластини, D – ширина домену.

а) багатодоменна «закрита» структура; б) багатодоменна «відкрита»

7.1.4 Розрахунок доменної структури феромагнетика

Визначимо доменну структуру тонкої феромагнітної пластини в термодинамічно рівноважному стані. В однодоменому стані пластинка, намагнічена до насичення перпендикулярно її площини, має енергію W , рівну максимальній магнітостатичній енергії $W_M = \mu_0 M_s^2 V / 2$. У разі, коли намагніченість лежить в площині пластинки, енергія $W_M = 0$ і $W = W_K = KV$, тут V - об'єм зразка. Енергія W зразка може значно зменшитися за рахунок магнітостатичної енергії W_M , якщо пластина буде

розмагнічена, тобто його об'єм буде розбитий, наприклад, на шаруваті домени.

Оцінимо загальну енергію, що припадає на одиницю площі поверхні тонкої феромагнітної пластини для двох варіантів доменної структури:

- а) структура із замикаючими доменами на поверхні (рис.6a);
- б) структура з магнітними полюсами на поверхні (рис.6b).

Порівняємо між собою поверхневу густину енергії для кожного варіанту доменної структури, припускаючи, що намагніченість в доменах однорідна і ширина доменів D менше товщини пластинки h .

А. «Замкнута» доменна структура. Магнітний потік повністю замкнутий усередині зразка, поля розсіяння відсутні і, отже, магнітостатична енергія структури $W_M^A = 0$. Повна енергія W^A складається з енергії доменних границь W_W^A і енергії магнітної анізотропії W_K^A замикаючих доменів. Число границь, які припадають на одиницю площі поверхні пластинки, рівне $1/D$, D - ширина доменів, тоді загальна площа доменних границь S_W на поверхні пластинки одиничної площі рівна h/D . Питома по поверхні пластини енергія доменних границь

$$\frac{W_W^A}{S_0} = \sigma_W S_W = \frac{\sigma_W h}{D}, \quad (11)$$

де σ_W - поверхнева густина енергії доменних границь, величина якої в більшості феромагнетиків має значення порядку $(10^{-3} - 10^{-2}) \text{ Дж/м}^2$, S_0 - повна площа однієї сторони поверхні феромагнітної пластинки.

У замикаючих доменах намагніченість $\vec{M}_s$ направлена по важкій осі, і тут об'ємна густина енергії анізотропії рівна K . Замикаючі домени мають форму трикутних призм площею перетини $D^2/4$, які розташовані на обох поверхнях пластинки. Отже

$$\frac{W_K^A}{S_0} = 2K \frac{1}{D} \frac{D^2}{4} \frac{KD}{2}. \quad (12)$$

Енергія «замкнутої» доменної структури, віднесена до одиниці площі поверхні пластинки, таким чином, рівна

$$\frac{W^A}{S_0} = \frac{\sigma_w h}{D} + \frac{KD}{2}. \quad (13)$$

Оптимальна (рівноважна) ширина доменів D_0^A визначається з умови мінімуму енергії W_A , тобто з умови $(dW^A/dD)=0$,

$$D_0^A = \sqrt{\frac{2\sigma_w h}{K}}. \quad (14)$$

Підставивши D_0^A в (13), набудемо мінімального значення питомої енергії для замкнутої структури

$$\frac{W^A}{S_0} = \sqrt{2K\sigma_w h}. \quad (15)$$

Використовуючи (14), можна виключити важко визначувану теоретично і експериментально поверхневу густину енергії доменних границь σ_w у виразі (15) і отримати

$$\frac{W^A}{S_0} = KD_0^A. \quad (16)$$

Б. «Відкрита» доменна структура. Намагніченість $\vec{M}_s$ по всьому феромагнітному тілу, окрім доменних стінок направлена уздовж осі легкого намагнічення, у тому числі і поблизу поверхні, тобто енергія анізотропії $W_K^B = 0$. Повна енергія феромагнетику складається з магнітостатичної енергії і енергії доменних стінок. Магнітостатична енергія визначається виразом

$$\frac{W_M^B}{S_0} = \frac{N}{2} \mu_0 M_s^2 D, \quad (17)$$

де N – розмагнічуючий чинник, залежний від форми, відносних розмірів зразка і періоду доменної структури P (сумарної ширини двох сусідніх доменів з протилежною намагніченістю). У багатодоменному зразку необхідно враховувати енергію доменних стінок, яка тим більше, чим більше

їх площа. Аналогічно випадку «закритої» доменної структури, число доменних стінок, що припадають на одиницю площі поверхні пластинки, рівне $1/D$, і загальна площа доменних стінок S_W на поверхні пластинки одиничної площі рівна h/D . Питома по поверхні пластини енергія доменних стінок

$$\frac{W_W^B}{S_0} = \sigma_W S_W = \frac{\sigma_W h}{D}. \quad (18)$$

З представлених виразів (17) і (18), отримаємо повну питому енергію для «відкритої» доменної структури на одиницю площі пластинки

$$\frac{W^B}{S_0} = \frac{N}{2} \mu_0 M_s^2 D + \frac{\sigma_W h}{D}. \quad (19)$$

Оптимальна ширина доменів D_0^B для «відкритої» структури, отримана з умови $(dW^B/dD)=0$, рівна

$$D_0^B = \sqrt{\frac{2\sigma_W h}{N\mu_0 M_s^2}}. \quad (20)$$

Питома енергія рівноважної «відкритої» доменної структури визначається виразом

$$\frac{W_{\min}^B}{S_0} = \sqrt{2N\mu_0 M_s^2 \sigma_W h}, \quad (21)$$

або, залежно від рівноважної ширини доменів D_0^B ,

$$\frac{W_{\min}^B}{S_0} = N\mu_0 M_s^2 D_0^B. \quad (22)$$

З порівняння величини енергії для обох типів доменної структури (отримані з формул (16) і (22)) впливає важливий висновок про те, що в пластинках з матеріалу з відносною високою магнітною анізотропією ($K > \mu_0 M_s^2/2$) багатодоменний розмагнічений стан з «відкритою» доменною структурою енергетично вважається кращим, ніж «замкнута» структура доменів.

7.1.5 Циліндричні магнітні домени

Тенденції до підвищення швидкодії елементів магнітної електроніки зажадали використання специфічних доменних структур – смугових, циліндричних магнітних доменів і ін., які утворюються в тонких магнітних плівках. Для отримання інформації використовують різні властивості цих доменів: зсув границь, можливість генерації, керованого руху і локалізації доменів в заданому місці, поворот доменних границь і ін. Доменні структури, параметрами яких можна управляти за допомогою зовнішніх дій (магнітних, теплових, механічних, оптичних), називають керованими. Найбільший практичний інтерес серед них мають ЦМД-структури, які виникають за певних умов в тонких монокристалічних пластинках або плівках деяких феритів з сильною одновісною магнітною анізотропією.

Якщо з монокристала такого магнетика вирізувати тонку (< 50 мкм) пластинку в напрямі, перпендикулярному осі легкого намагнічування, то в ній виникає лабіринтова доменна структура (рис.7,а). Вектори намагнічування в доменах орієнтовані уздовж нормалі до поверхні в позитивному або негативному напрямках, чому на малюнку відповідають темні і світлі ділянки.

При дії на пластинку зовнішнього магнітного поля H_z , спрямованого перпендикулярно поверхні, лабіринтові домени у міру збільшення його напруженості спочатку розриваються, набуваючи гантельну форму, а потім формується структура з ЦМД (рис.7, б, в), радіус яких поступово зменшується. Нарешті, вся пластинка намагнічується однорідно у напрямі зовнішнього поля, тобто ЦМД існують тільки в певному діапазоні значень H_z , хоча в реальних матеріалах можливе їх стійке існування і без зовнішнього поля. Для цього «розрізають» смугові домени за допомогою спеціальних магнітних аплікацій і генераторів ЦМД, в яких використовуються магнітні поля, що обертаються.

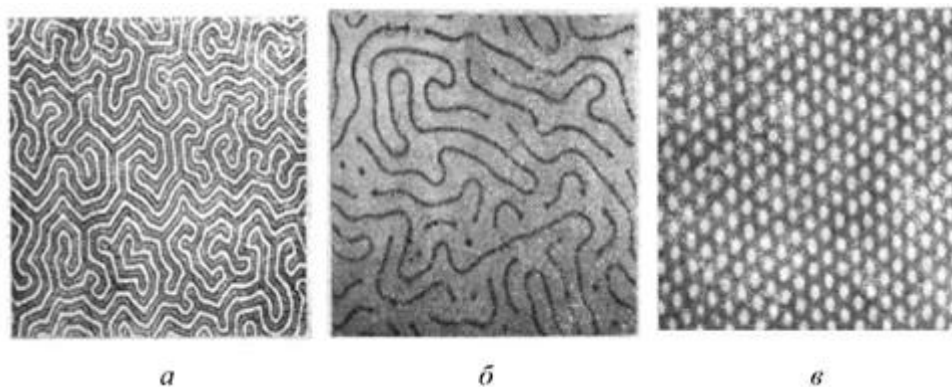


Рис. 7. Доменна структура в матеріалах-носіях ЦМД: а – лабіринтова ($H_z = 0$); б – перехідна (H_z – мале); в – грати ЦМД (H_z – велике)

Для практичного застосування розроблені матеріали (наприклад, плівки ітрієвих або РЗМ-ортоферитів на сапфірі, ферит-гранатів) з ЦМД радіусом меншим за мікромметр і високою рухливістю в неоднорідних магнітних полях. В основному дані параметри визначають ефективність цих матеріалів в пристроях зберігання і обробки інформації.

Виникнення лабіринтових доменних структур пояснюється тим, що напрям доменних границь в площині пластини нічим не фіксовано (у площині пластини немає анізотропії). Вигин доменних границь може бути обумовлений малими неоднорідностями плівки, випадковістю на момент зародження доменної структури або ефектами теплової хаотизації. Така структура залишається вигідною і при розміщенні в малому зовнішньому магнітному полі, перпендикулярному поверхні плівки.

При збільшенні магнітного поля в такій ситуації виникає дуже цікаве явище. Очевидно, що при збільшенні поля ростуть домени, в яких вектор $\vec{M}$ паралельний вектору індукції магнітного поля $\vec{B}$ і, навпаки, зменшується розмір доменів, в яких $\vec{M}$ антипаралельний до $\vec{B}$. При цьому даний смуговий домен розпадається на окремі циліндричні домени кругового перетину

(рис. 8). Завдяки магнітодипольній взаємодії вони відходять один від одного і рівномірно розподіляються по всій поверхні пластини, утворюючи, як правило, правильні гексагональні ґратки. Густина доменів залежить від величини індукції B . Цікаво відзначити, що при зменшенні B ґратки циліндричних магнітних доменів можуть зберігатися і в слабких полях,

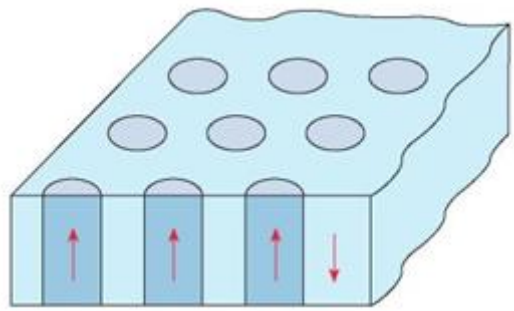


Рис. 8. Циліндричні магнітні домени

навіть при $B = 0$.

ЦМД володіють цікавими, властивими тільки їм властивостями. Якщо в пластинці із смуговою доменною структурою внутрішнє магнітне поле повинне бути рівне нулю, то в зразках з ЦМД із-за наявності кривизни доменних границь це поле повинне бути відмінне від нуля. Інакше ЦМД не будуть стійкими. Ситуація тут аналогічна поведінці бульбашки газу в рідині. Для існування бульбашки в рідині необхідно, щоб тиск усередині бульбашки відрізнявся від тиску в рідині. Також і у випадку ЦМД: для їх стійкого існування необхідна наявність внутрішнього магнітного поля, яке створюватиме додатковий тиск на викривлену доменну границю. Приведена аналогія якраз пояснює англійську назву ЦМД – *magnetic bubble* (магнітна бульбашка).

Дуже цікаво поводить ся ЦМД в зовнішньому магнітному полі (рис. 9). Припустимо, що спочатку в пластинці при $B = 0$ існує смуговий або лабіринтовий домен або доменна структура. При збільшенні магнітного поля

до деякого значення B_1 , яке називається полем еліптичної нестійкості ЦМД, лабіринтова структура тільки дещо деформується. При $B > B_1$ відбувається зародження стійких ЦМД. Якщо ж $B = B_1$, то кругова форма ЦМД стає нестійкою щодо розтягування в деякому напрямі. Звідси і відбувається перехід в лабіринтову структуру. У інтервалі полів $B_1 < B < B_2$ енергія ЦМД менше енергії лабіринтової доменної структури і однорідного стану, тобто в цьому інтервалі існують стабільні ЦМД. При $B = B_2$ енергії ЦМД і однорідного стану порівнюються, проте в пластині можуть існувати метастабільні ЦМД, оскільки на кривій залежності енергії ЦМД від його радіусу є локальний мінімум при деякому значенні діаметру ЦМД d_0 . Дане значення d_0 , звичайно ж, залежить від величини магнітного поля. При збільшенні $B > B_2$ величина d_0 зменшується. Після досягнення d_0 значення, званого критичним ($d_{кр}$), ЦМД стрибком зникає – колапсує. Значення магнітного поля, при якому відбувається колапс ЦМД, називається полем колапсу ($B_{кол}$). При $B > B_{кол}$ вигідне однорідне намагнічування пластинки, тобто ЦМД в цих полях відсутні.

Розглянемо детальніше ізольований ЦМД. Форма ЦМД зберігається завдяки рівновазі двох чинників: тенденції до зменшення радіусу домена, які призводять до зменшення енергії доменної стінки із-за зменшення площі поверхні стінки, і тенденції до збільшення радіусу, які призводять до зменшення енергії магнітодипольної взаємодії. Збільшення радіусу ЦМД викликає пониження магнітодипольної енергії через те, що розмагнічуюче поле всередині ЦМД орієнтовано у напрямі вектора намагніченості поза доменом. Утворені на поверхні торців ЦМД магнітні полюси протилежні за знаком полюсам на поверхні області, яка граничить з ЦМД. В результаті зменшуються сумарне розмагнічуюче магнітне поле і енергія магнітодипольної взаємодії. Розрахунок показує, що сумарне розмагнічуюче поле направлене проти намагніченості поза доменом і пропорційно $(1-2N)M$, де $N = N(r)$ – так званий розмагнічуючий чинник ЦМД, залежний від його

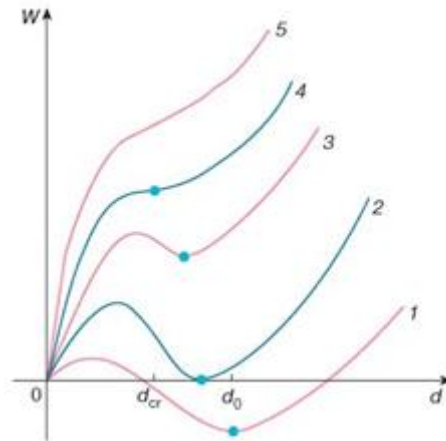


Рис. 9. Залежність енергії W ЦМД від його діаметру при різних значеннях індукції магнітного поля B : (1) $B_1 < B < B_2$; (2) $B = B_2$; (3) $B_2 < B < B_{кол}$; (4) $B = B_{кол}$; (5) $B > B_{кол}$. d_0 – рівноважний діаметр ЦМД, що відповідає мінімуму енергії, $d_{кр}$ – критичне значення діаметру ЦМД

радіусу r . Крім того, якщо поверхнева енергія доменної стінки рівна W_s , то магнітне поле, обумовлене тиском всередині ЦМД радіусом r , буде пропорційне (по аналогії з тиском усередині бульбашки в рідині, відомим зі шкільного курсу фізики) $-W_s/2Mr$. Знак мінус означає, що цей ефект приводить до стиснення домену. Для того, щоб ЦМД знаходився в стані статичної рівноваги, необхідно, щоб сума вказаних полів врівноважувалася зовнішнім магнітним полем. Аналіз отриманої умови рівноваги показує, що існує таке значення радіусу ЦМД, яке якраз і відповідає стійкому стану з ЦМД. У малих полях ЦМД стає нестійким щодо переходу в смуговий домен, а у великих полях радіус домену зменшується і ЦМД зникає (колапсує) – відбувається перехід до однорідного стану без доменів.

7.2. Лабораторна робота № 7. Вивчення впливу зовнішнього магнітного поля на доменну структуру феромагнітної плівки

Мета роботи: Дослідження впливу магнітного поля на доменну структуру. Визначити намагніченість зразка для кожного значення

напруженості поля, та визначити магнітну сприйнятливість для кожного значення напруженості поля.

Обладнання: Джерело живлення постійного струму Б5-50, соленоїд, зразок, джерело світла, напівпрозоре дзеркало, камера, монітор.

7.2.1 Схема приладу

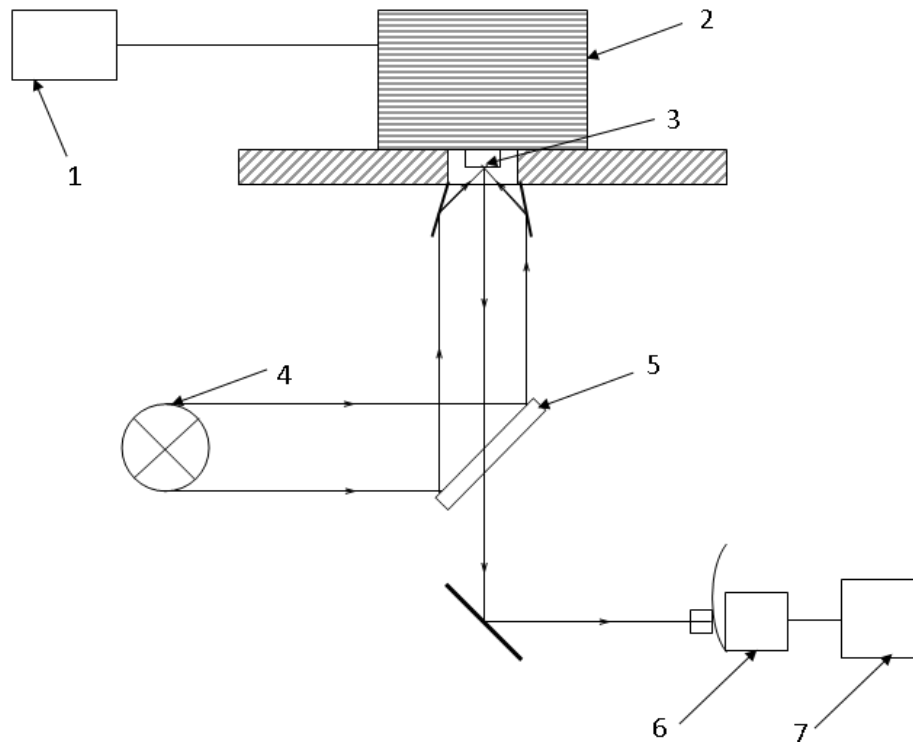


Рис. 10. Схема приладу:

- 1 – джерело живлення;
- 2 – джерело магнітного поля (соленоїд);
- 3 – зразок (плівка);
- 4 – джерело світла;
- 5 – напівпрозоре дзеркало;
- 6 – камера;
- 7 – монітор

7.2.2 Порядок виконання роботи

1. Включити установку.

2. На екрані монітора спостерігаємо магнітну доменну структуру.
3. **УВАГА! Положення 000 на джерелі живлення постійного струму Б5-50 не виставляти.** Нульовий струм відповідає виключеному джерелу струму.
4. Включити джерело живлення постійного струму Б5-50. Установити положення 0.05 mA.
5. Змінюємо значення струму з початкового значення до 60 mA із кроком 5 mA.
6. Під час зміни струму на екрані монітору спостерігаємо зміни в доменній структурі.
7. Для кожного значення струму з графіку визначаємо значення напруженості поля. Отримані значення заносимо до таблиці 1.

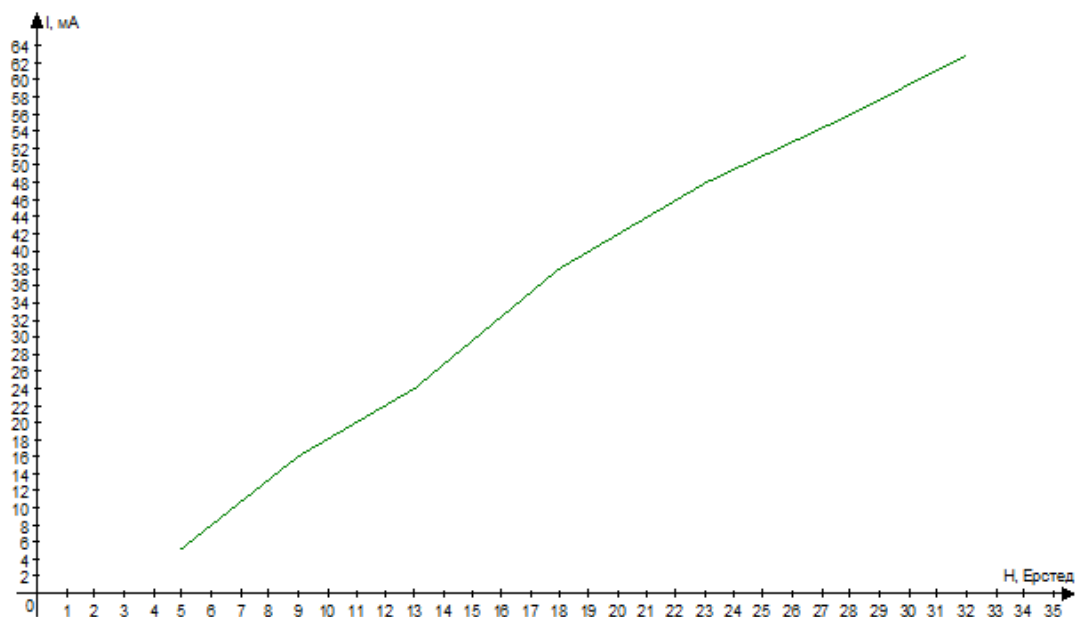


Рис. 11. Напруженість магнітного поля електромагніту, створювана джерелом живлення постійного струму Б5-50.

8. За допомогою програми Shadow.exe (описання роботи з програмою нижче) для кожного значення струму визначаємо відношення S_1/S_2 (S_1 і

S_2 – площі доменів по поверхні плівки з протилежною орієнтацією магнітних моментів). Отримані відношення також заносимо до таблиці 1.

Програма Shadow.exe (версія 2.0).

Програма Shadow.exe призначена для обробки фотографій доменної структури феромагнетика. При цьому обчислюється кількість пікселів, які відповідають ділянками з різними напрямками намагніченості, а також їх співвідношення з загальною кількістю пікселів зображення. Поділ проводиться за значеннями відносної яскравості точок, обчислюється мінімальна і максимальна яскравість, різниця між ними відповідає 100%, після цього обчислюється, в який діапазон яскравості потрапляє кожна точка, межі діапазонів підбираються експериментально, в залежності від умов отримання зображення. Зважаючи на невисокий контраст зображення і нерівномірність освітлення поля мікроскопа можна застосовувати діафрагму, яка відсікає краї фотографії, де якість найгірша, і функцію вирівнювання яскравості зображення, яка компенсує нерівномірність освітлення зразка. Програма може працювати з будь-якою версією операційної системи Windows, починаючи з Windows XP.

Після запуску програми і завантаження фотографії основне вікно програми виглядає таким чином:

<Завантажити> - відкриває і завантажує файл фотографії,

програма працює з bmp- та jpg- файлами,

<Діафрагма> - показати (видалити) діафрагму,

<Обробити> - виконати обчислення відповідно до заданих налаштувань і показати вікно з результатами роботи,

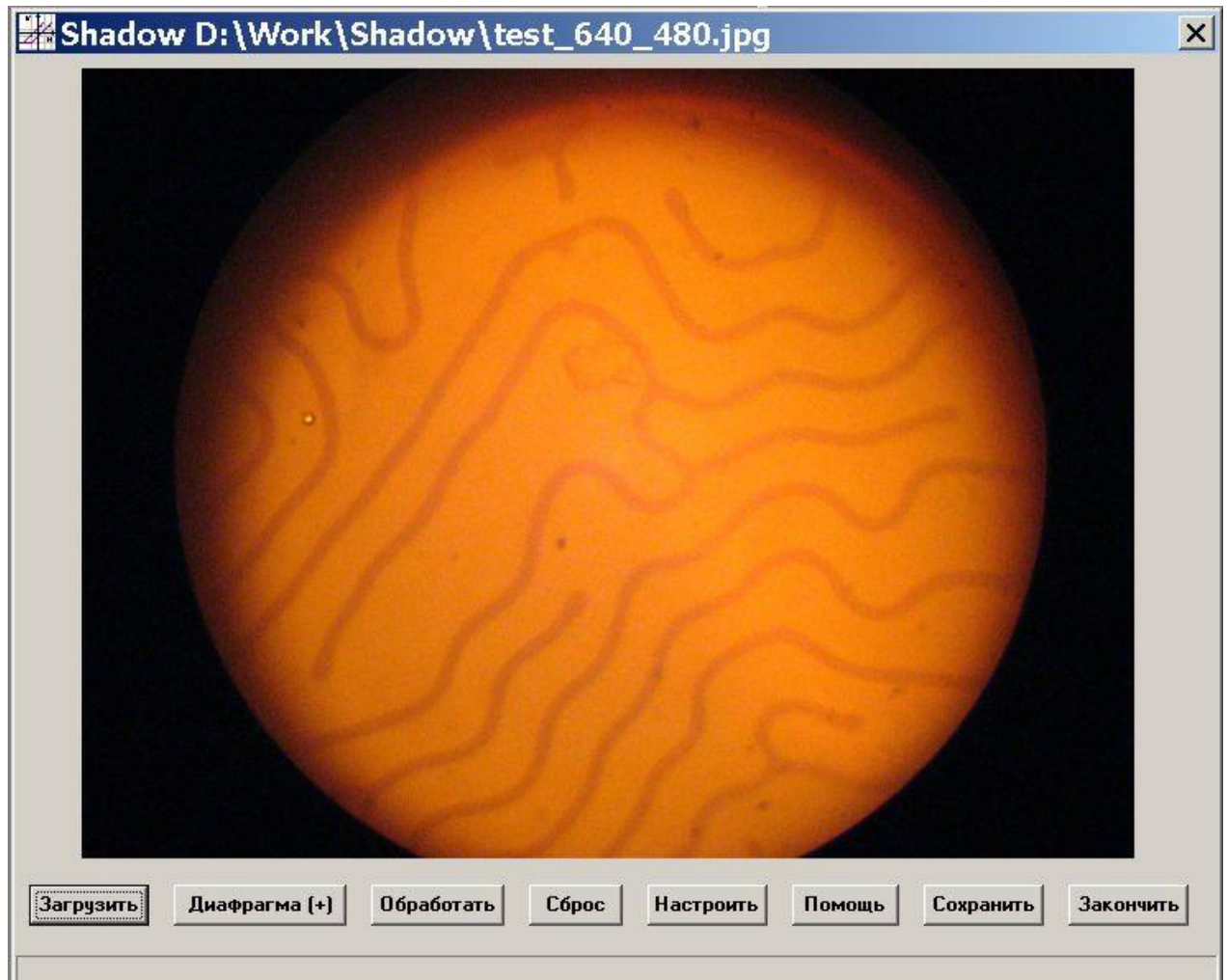
<Скинути> - повернути початкове зображення,

<Налаштувати> - відкрити вікно з налаштуваннями програми,

<Допомога> - отримати довідку,

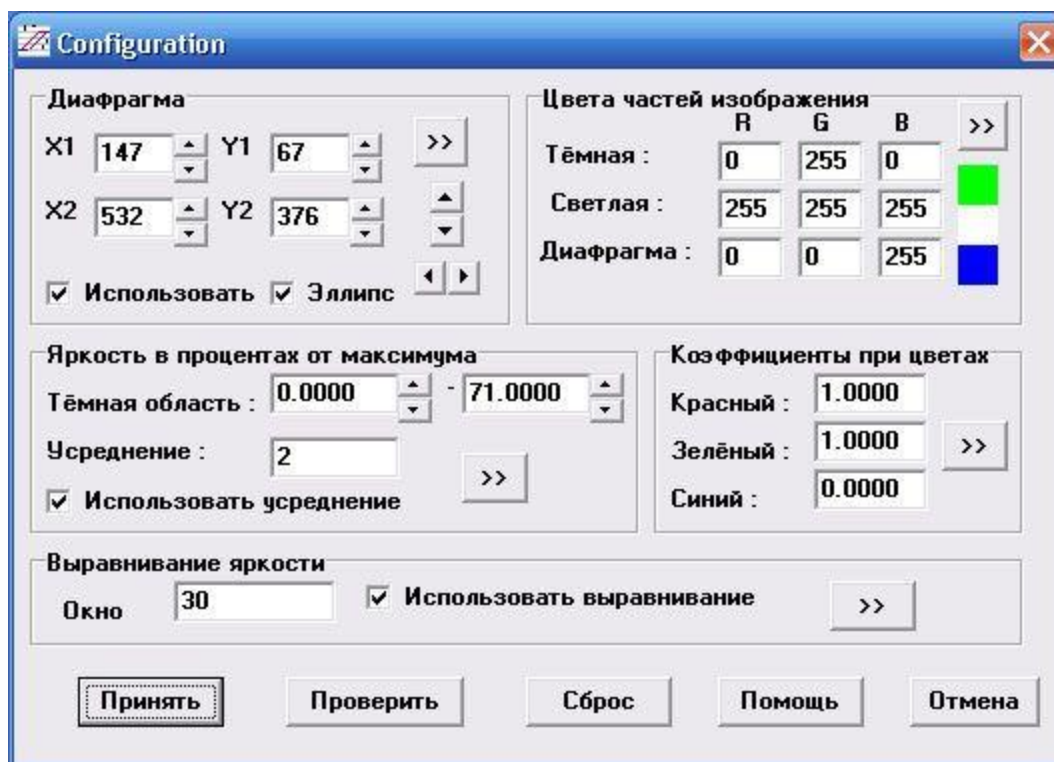
<Зберегти> - зберегти зображення в графічний файл,

<Закінчити> - закрити програму.



Починати роботу потрібно з натискання клавіши <Налаштувати> і перевірки і налаштування всіх параметрів конфігурації програми у конфігураційному вікні. Велика частина налаштувань може проводитися інтерактивно, після натискання відповідної кнопки можна побачити зміни на зображенні в основному вікні програми.

Вікно налаштування програми:



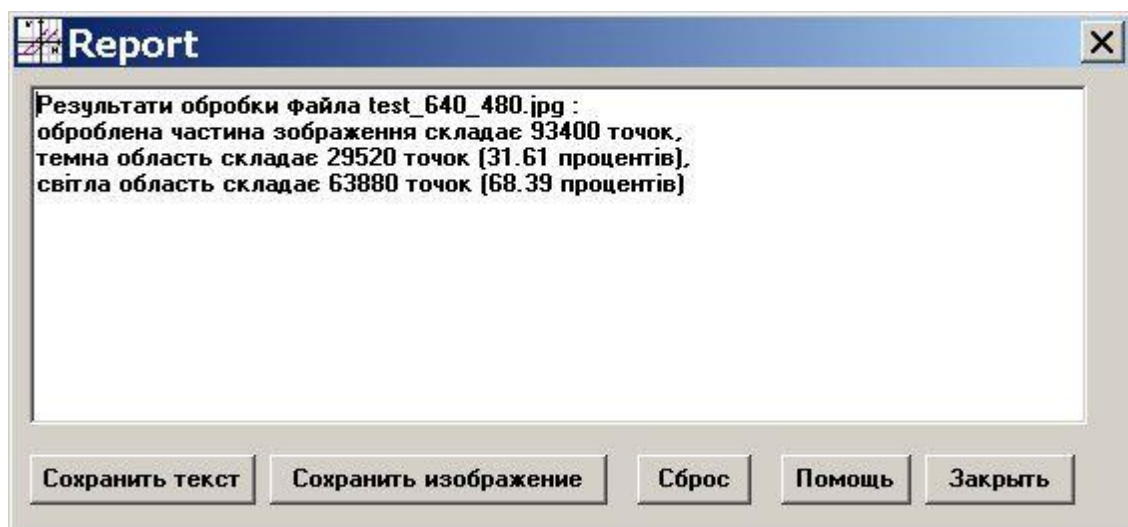
Діафрагма виділяє частину зображення для обробки, X1 – лівий край, X2 – правий край, Y1 – верх, Y2 – низ. За допомогою перемикачів задається, чи потрібно використовувати діафрагму та форма діафрагми – прямокутник або еліпс. Яскравість темної області задається у відсотках від максимуму, усереднення може використовуватися для зменшення рівня шуму, рекомендовані значення усереднення – від 1 до 5. Вирівнювання яскравості виправляє неоднорідність освітлення зразка, значення вікна в межах від 20 до 50. Хоч менші значення вікна більш ефективні, але спотворюють зображення темних областей доменів, оптимальне значення знаходиться експериментально. Кольори частин зображення задаються в RGB форматі, значення кожного компонента від 0 до 255. Задаються кольори темної та світлої ділянки а також діафрагми на зображенні - результаті. Коефіцієнти

при кольорах використовуються при розрахунку відносної яскравості точок. Дослідним шляхом знаходять значення, при яких зображення в градаціях сірого матиме максимальний контраст. Кнопки зі стрілками використовуються для інтерактивного налаштування, результати можна відразу подивитися в основному вікні програми.

- <Прийняти> - запам'ятати і використовувати задані установки,
- <Перевірити> - виконати повну обробку фотографії та показати (крім виведення звіту) отримане зображення,
- <Скинути> - перезавантажити початкове зображення,
- <Допомога> - показати документацію,
- <Скасування> - закрити вікно без збереження налаштувань.

Після натискання клавіші <Обробити> програма виконає обчислення і надасть результати як в графічному, так і в текстовому вигляді.

Вікно звіту з результатами обчислень:



<Зберегти текст> - записати текст з вікна в текстовий файл,
<Зберегти зображення> - записати оброблене зображення в bmp- або jpg-файл,
<Скинути> - перезавантажити початкове зображення.
<Допомога> - показати документацію,
<Закрити> - закрити вікно звіту.

Отриманий звіт треба зберегти у текстовий файл і використовувати в подальшій роботі. При необхідності текст звіту можна змінити, для цього необхідно у каталозі програми розташувати файл Template.txt, який складається з 4-х рядків, перший рядок містить назву файлу, другий - загальну кількість точок зображення, третій - точки темної ділянки зображення (кількість та процентне співвідношення), четвертий - те ж саме для світлої ділянки. На початку кожного рядка знаходиться 1 (використовувати рядок) або 0 (не використовувати), далі, після коми, текстовий рядок, в потрібних місцях якого ставляться символи в форматі функції printf мови C для відображення символьного рядка, цілих і дійсних чисел. Всі пробіли в рядку замінюються символом ^ (5Eh).

Приклад файлу Template.txt:

```
1,Результати^обробки^файла^%s^:  
1,оброблена^частина^зображення^складає^%d^точок,  
1,темна^область^складає^%d^точок^(%.2f^процентів),  
1,світла^область^складає^%d^точок^(%.2f^процентів)
```

Усі установки програми зберігаються у файлі <Shadow.cfg> у каталозі програми.

Рядок, який починається з // (2Fh), є коментарем.

Приклад файлу Shadow.cfg:

```
//Діафрагма, яка вбирає краї зображення, X1,Y1,X2,Y2, режим, використання
Blind=147,67,532,376,1,1
//Відносна інтенсивність темних ділянок
Domain=0.0000,71.0000
//Усереднення для Min і Max (використання, усереднення), виправлення
неоднорідності
//освітлення (використання, усереднення)
Side=1,2,1,30
//Кольори темних ділянок, світлих ділянок, діафрагмованих ділянок у RGB
//формате.
Colour=0,255,0,255,255,255,0,0,255
// Коефіцієнти при компонентах кольору
RGB=1.0000,1.0000,0.0000
```

Інструкція до виконання лабораторної роботи.

- 1) Завантажити знімок доменної структури феромагнетика на комп'ютер
- 2) Запустити файл «Shadow.exe»
- 3) Натиснути кнопку «Завантажить» та вказати шлях до завантаженого зображення
- 4) Натиснути кнопку «Налаштувати»
- 5) В вікні, що з'явилося підібрати параметри, так щоб здійснити якісні обробку зображення:
 - А) Підбір області для обробки*
 - виділена ділянка феромагнетика повинна бути однорідно освітлена

- в виділену ділянку зображення не повинна потрапити темна область навколо окуляра мікроскопу;

Б) Перевірка якості обробленого зображення**

- після обробки на зображенні повинні зберегтись всі границі, що можна було розрізнити на фотографії до обробки ;
- не повинно з'явитися аномалій на границях (т.е. сусідні границі не повинні зливатись в одну або розриватись в результаті обробки);

Результат зміни параметрів в вікні налаштувань, можна переглянути натиснувши кнопку «Перевірити» (треба почекати деякий час).

Коли був здійснений підбір параметрів для якісної обробки потрібно натиснути кнопку «Прийняти»

б) Натиснути кнопку «Обробити» та зняти результати

*Параметри виділеної області задаються в блоці «Діафрагма»:

Виділена область задається координатами прямокутника :

(X1,Y1)- ліва верхня вершина;

(X2,Y2) - права нижня вершина.

Позначка біля «Еліпс» змінює область з прямокутника на вписаний(в заданий прямокутник) еліпс.

Позначка біля «Використати» дозволяє переміщувати виділену область по знімку (перемістить область можна за допомогою кнопок з зображенням стрілок, що знаходяться всередині блоку)

** Параметри обробленого зображення задаються в блоці «Яскравість в процентах від максимуму»:

Яскравість темної області задається в відсотках від максимальної яскравості на виділеному зображенні (тобто наскільки темні об'єкти будуть вважатися границями), цей параметр вводиться так: {«Темна область:» мінімальний % - максимальний %}.

Поле «Усереднення» використовується для заглушення шуму на зображенні (рекомендовані значення від 2 до 5).

«Вирівнювання яскравості» використовується для виправлення неоднорідності освітлення (рекомендоване значення від 20 до 50)

Повідомлення про помилки и пропозиції по покращенню програми відправляти на SkirtaYuri@ukr.net

Таблиця1.

<i>I</i>	<i>H</i>	S_1/S_2	<i>M</i>	χ_m

7.2.3 Обробка результатів

1. Використовуючи результати вимірювань і співвідношення $\frac{S_1}{S_2} M_S = M$, де $M_S = 576$ Гс, визначити намагніченість зразка для кожного значення напруженості поля.
2. Порівняти отримане значення намагніченості насичення M_S в момент $S_1=S_2$ з $M_S = 576$ Гс. Які причини можливої невідповідності цих значень?
3. Побудувати графік $M(H)$.
4. Для кожного значення напруженості поля визначити магнітну сприйнятливність за формулою (1) і побудувати графік $\chi_m(H)$.

7.2.4 Контрольні запитання

1. Чим визначається намагніченість речовини?
2. Яка природа феромагнетизму?
3. Які види магнітної енергії в феромагнетиках впливають на процеси намагнічування?
4. Що таке ОЛН і ОВН?
5. Яка фізична природа анізотропії?
6. З яких стадій складається процес намагнічування феромагнетика?
7. Чим викликане розбиття феромагнітного тіла на домени?
8. Які існують доменні структури?
9. Природа ЦМД.
10. Властивості ЦМД.
11. Чим зразок з ЦМД відрізняється від зразків із смуговою доменною структурою?
12. Поведінка ЦМД в зовнішньому магнітному полі.

8. МУЛЬТИМЕДІЙНИЙ ОСЦИЛОГРАФ IRIS

8.1. *Тереоретичні відомості*

8.1.1 Опис мультимедійного осцилографа IRIS

При розробці або дослідженні різних електронних пристроїв радіоаматорові часто потрібно провести вимірювання параметрів сигналу, або хоча б подивитися вхідні і вихідні сигнали, провести їх запис і, можливо, розшифровку. Для вирішення цих завдань при аналізі цифроаналогових схем зазвичай застосовуються кілька пристроїв: осцилограф, спектр аналізатор, самописець, логічний аналізатор / генератор. Як правило, кожен пристрій вимагає наявності вільного інтерфейсного роз'єму, і поставляється зі своїм

джерелом живлення. До того ж професійна вимірювальна апаратура, наприклад, що випускається під маркою Techtronics і Adgilent, не по кишені не тільки радіоаматорові-розробнику, але навіть і не дуже великим фірмам.

У той же час поява нових мікроконтролерів (C8051F321) з багатим набором периферії і підтримкою високошвидкісного каналу обміну даними (USB) з комп'ютером не потребують додаткових джерел живлення, дозволяють створити компактний пристрій, що поєднує в собі всі вищеперераховані функції за дуже низькою ціною. Саме таким пристроєм і є даний USB осцилограф, що забезпечує наступні режими роботи:

- 2-х канальний осцилограф (маркерні вимірювання, синхронізація (абсолютна, диференціальна, зовнішня) і регульований претріггер, вимірювання напруги і частоти сигналу, фільтрація ...).



Рис. 1.1 Зовнішній вигляд USB осцилографа IRIS

- 2-х канальний спектр аналізатор (маркерні вимірювання, вимірювання коефіцієнта нелінійних спотворень, різні віконні функції, фільтрація ...).

- 2-х каналний самописець (маркерні вимірювання, можливість додавання 99 маркерів з коментарями, вимірювання максимального, мінімального і середнього напружень по кожному з каналів, запис сигналу протягом декількох десятків годин ...).

- 16 (8)-и каналний логічний аналізатор (маркерні вимірювання, синхронізація (по фронту, масці) і регульований претріггер, зовнішня синхронізація, пропуск заданої кількості імпульсів, пошук заданої логічної комбінації / фронту, розшифровка інтерфейсів UART, SPI, I2C , 1-Wire ...).

- 8-ми каналний логічний генератор (табличне задання сигналу або безпосередня побудова тимчасових діаграм мишкою на екрані ...).

Крім того, USB осцилограф дозволяє:

- Додавати до кожного виміру коментарі (записуються в файл з результатами вимірювання)

- Зберігати результати всіх вимірювань вигляді векторного або растрового малюнка для подальшої імпорту в інші програми або у файлі даних для подальшого аналізу.

- Роздруковувати результати всіх вимірювань.

- Копіювати результати всіх вимірів в буфер обміну.

- Ставити події та звуковий супровід до них.

- Розраховувати різні цифрові фільтри і проводити фільтрацію аналогових сигналів.

- Проводити згладжування тимчасових діаграм осцилографа.

- Показувати статистику по всіх каналах логічного аналізатора і генератора.

- Проводити оновлення прошивки пристрою по USB шині, що дозволяє доповнити можливості пристрою будь-якими функціями на замовлення.

8.1.2 Технічні характеристики

Осцилограф, спектр аналізатор:	
Кількість каналів	2
Частота дискретизації	100 Гц ... 200 КГц
Глибина пам'яті читання через буфер:	1126 відліків / канал (1 канал), 563 відл /кан (2 канали)
потоків читання:	64К відліків /канал (1 або 2 канали)
Вхідна напруга	-20 ... +20 В (апаратно 2 піддіапазони)
Розрядність АЦП	10 біт
Синхронізація	• абсолютна (за наростаючим / спадним фронтом), • диференціальна (за різницею між сусідніми відліками), • зовнішня (за наростаючим / спадним фронтом ТТЛ рівня)
Віконні функції	Хаммінга, Ханнінга, Блекман, Блекман-Харріса
Самописець	
Частота дискретизації	0,01 Гц ... 200 КГц
Максимальний час запису	24 години при $F_d < 100$ Гц
Вхідна напруга	-20 ... +20 В (апаратно 2 піддіапазони)
Розрядність АЦП	10 біт

8.1.3 Робота з програмою

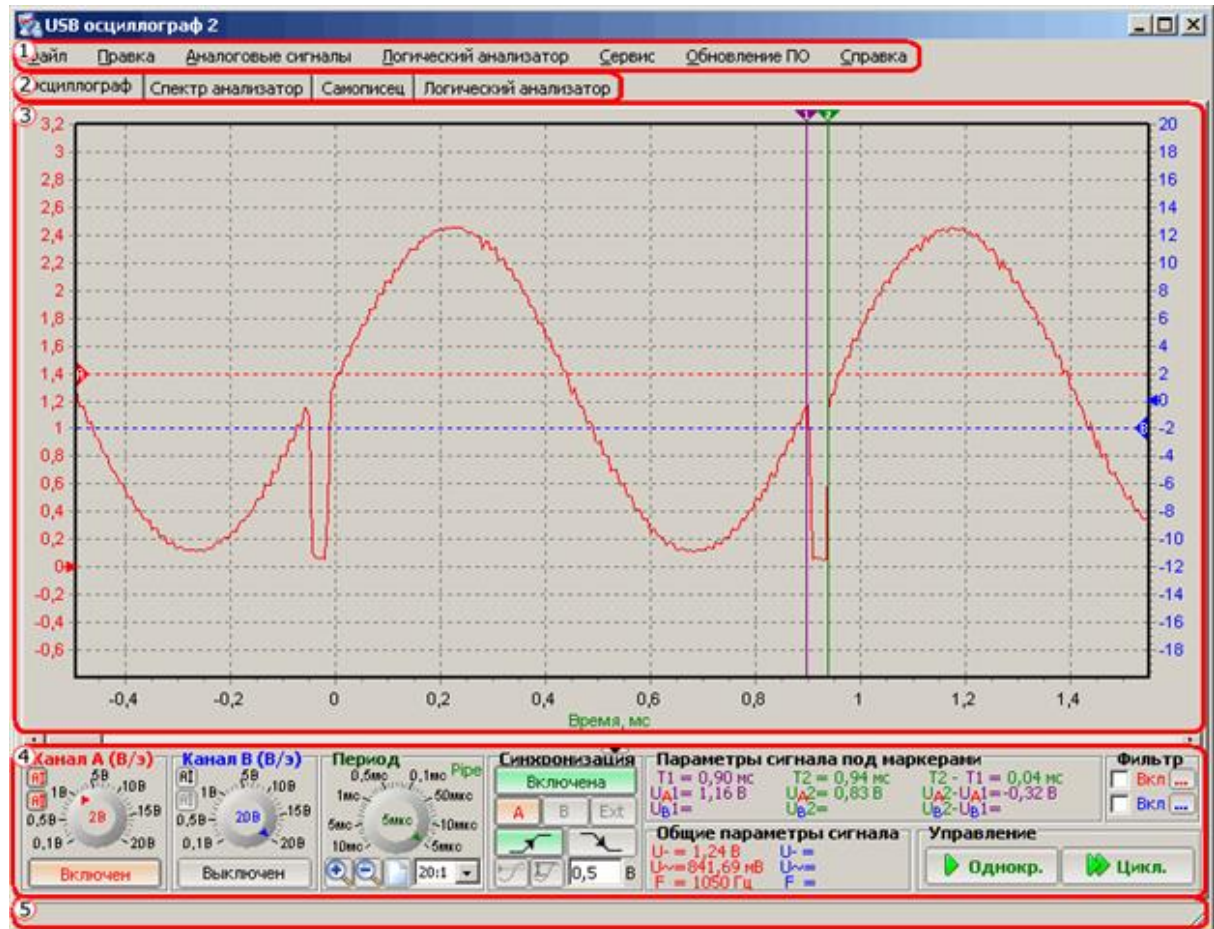


Рис. 1.2 Основне вікно програми.

Під заголовком вікна розташований рядок меню **(1)**, нижче розміщено 4 закладки **(2)**, які дозволяють вибрати режим роботи. По центру основного вікна розташований робочий екран **(3)** обраного режиму роботи, на якому власне і відображаються всі результати вимірювань. Під робочим екраном розміщується панель настройки **(4)** вибраного режиму роботи. Внизу робочого вікна знаходиться рядок стану **(5)** на якому відображається поточний стан приладу, наприклад інформація про очікування закінчення вимірювання, а також короткі підказки про всі елементи програми, які з'являються при підведенні курсору миші до відповідного елементу.

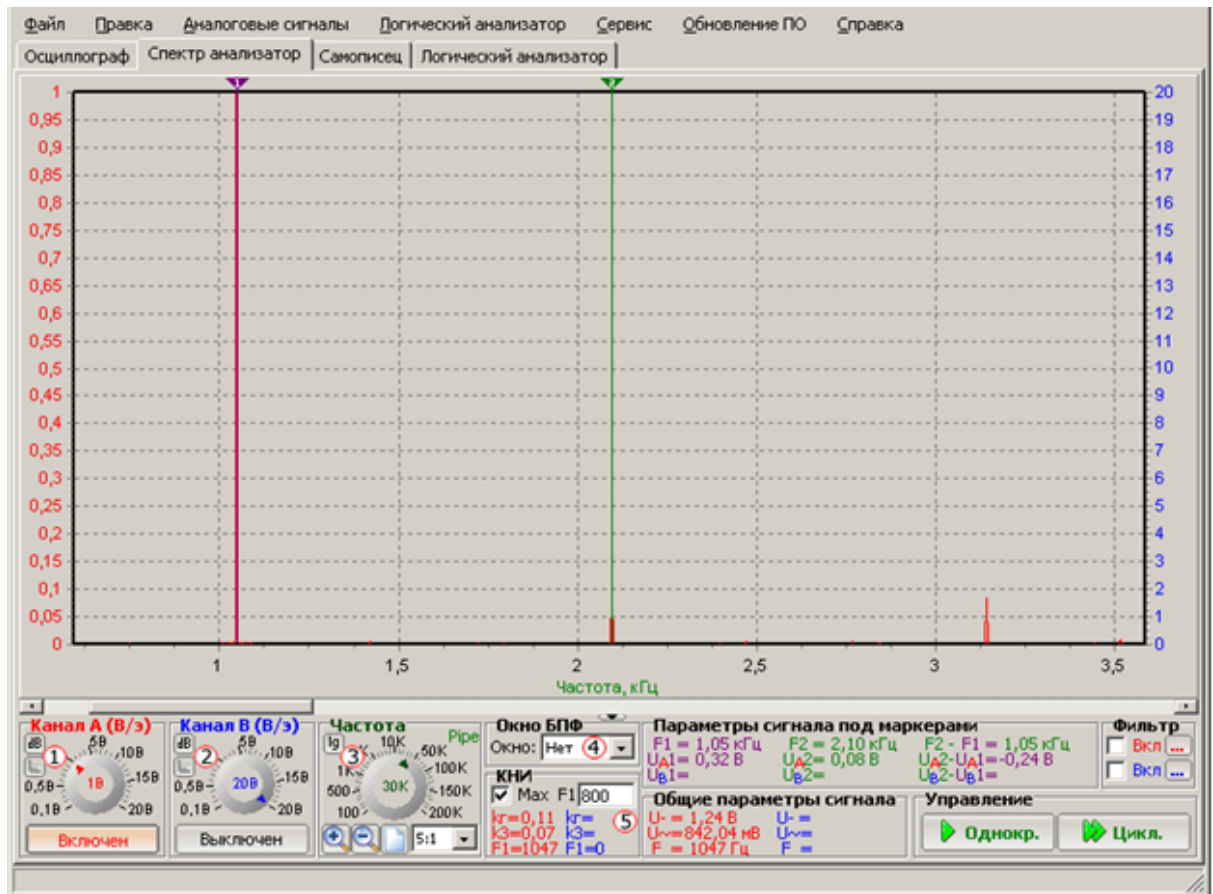


Рис. 1.3 Режим спектр анализатора.

Більшість елементів вікна при роботі в даному режимі аналогічні відповідним елементам при роботі в режимі осцилографа. Виняток лише в тому, що горизонтальна вісь стає частотною віссю, розгортка задається у вигляді частота / екран, а також шкала напруги не містить негативних амплітуд. Також додалися нові елементи, пов'язані виключно до спектрального аналізу. Так на панелях "Канал А / В (Вольт / екран)" з'явилися додаткові кнопки "В / дБ" і " $0 \text{ дБ} = 0,775 \text{ В} / 0 \text{ дБ} = U_{\text{max}}$ " і. Перша кнопка визначає, в яких одиницях буде відображатися вертикальна шкала: в Вольтах або децибелах. Друга кнопка (активна тільки в тому випадку якщо натиснута перша) визначає який рівень напруги відповідає 0 дБ: 0,775 В або максимальне значення напруга по всій частотній осі для заданого каналу. На панелі "Частота" додана кнопка, яка визначає чи буде вісь частоти лінійної

або логарифмічною. Панель синхронізації замінена панеллю завдання віконної функції ШПФ. На панелі знаходиться розкривний список, що містить деякі поширені віконні функції: Хаммінга, Ханнінга, Блекман і Блекман-Харріса. Також додана панель розрахунку коефіцієнта нелінійних спотворень (КНС) або коефіцієнта гармонік. На панелі виводяться результати розрахунку загального КНС, КНС третин гармоніки і частоти першої (основний) гармоніки, яка може задаватися примусово в поле F1 або розраховуватися автоматично при включеному прапорці [+]^{Мах}.

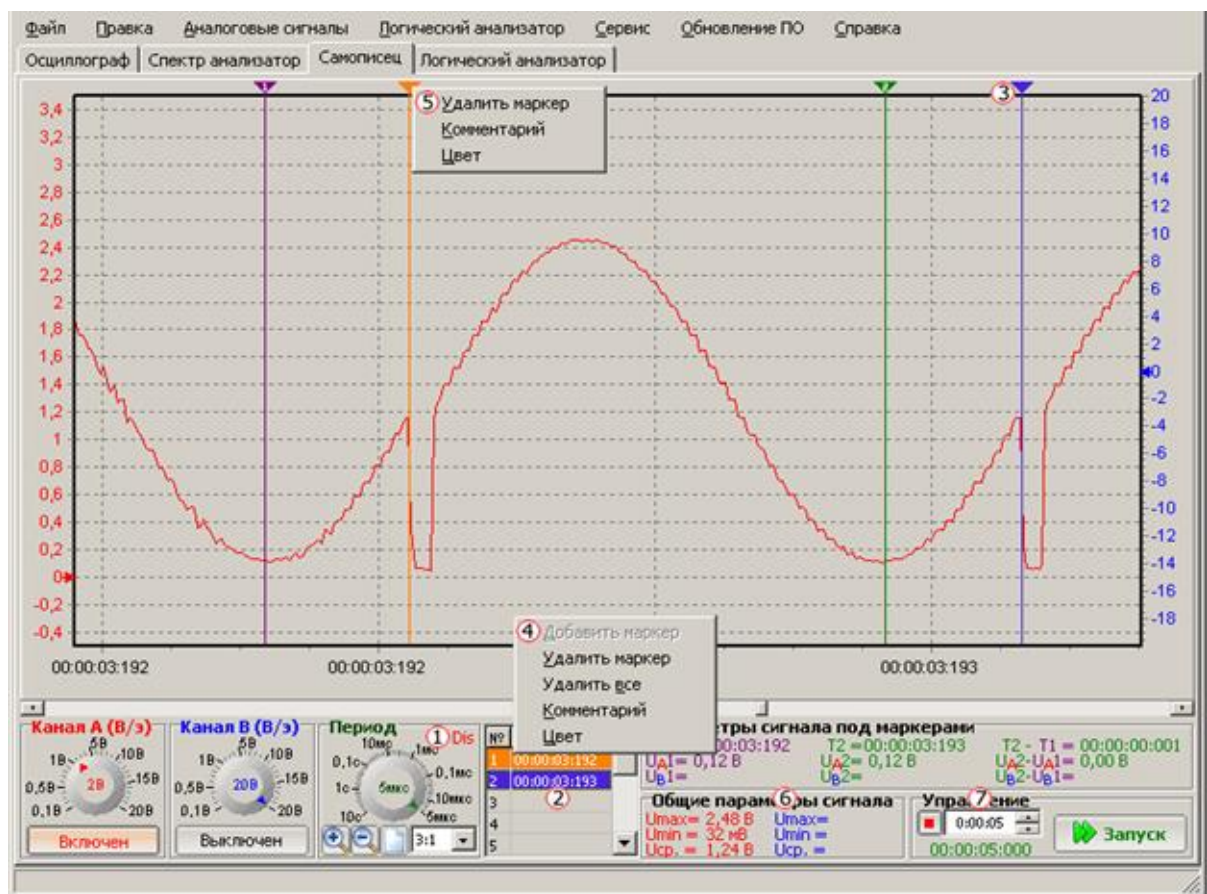


Рис. 1.4 Режим самописця

На рис. 1.4 наведено основне вікно програми при роботі в режимі самописця. Більшість елементів вікна при роботі в даному режимі аналогічні відповідним елементам при роботі в режимі осцилографа з деякими винятками, зумовленими тим, що при роботі в режимі самописця сигнал

безперервно в реальному режимі часу зчитується з мікроконтролера. Внаслідок чого в режимі самописця відсутні панелі синхронізації, фільтрації і змінена панель загальних параметрів сигналу, а також формат осі часу (години: хвилини: секунди: мілісекунди).

Необхідно врахувати, що в режимі самописця не може бути ні одиночного вимірювання, ні циклічного вимірювання, тому для початку запису сигналу необхідно натиснути кнопку "Запуск", після чого кнопка змінить свою назву на "Скидання" червоного кольору. Для закінчення запису потрібно натиснути на кнопку "Скидання". Під час запису блокується можливість зміни розмаху шкали напруги, включення / вимикання каналів і зміни розгортки. Це пов'язано з тим, що запис сигналу йде в реальному режимі часу, а будь-яка зміна призведе до істотної завантаження центрального процесора, внаслідок чого можливі пропуски нової порції даних.

У правому верхньому куті панелі "Період" замість інформації про режим читання розташовується інформація про необхідність промальовування сигналу безпосередньо в режимі запису (якщо дозволено): Dis - промальовування заборонена, En - дозволена. Сенс у забороні або дозволі промальовування під час вимірювання полягає в тому, що при періоді дискретизації наприклад 5 мкс (200 КГц) кожену секунду на екрані потрібно промальовувати 200 000 пікселів, це не посильно навіть сучасним комп'ютерам, та й при такій швидкості промальовування на екрані нічого не буде зрозуміло (сигнал буде просто миготіти). Але з іншого боку при великих періодах (менших частотах) дискретизації висновок результатів вимірювання на екран безпосередньо в режимі запису дасть можливість візуально проаналізувати в динаміці зміни сигналу і можливо зупинити запис за певних умов. Крім того, в режимі самописця сигнал можна не тільки розтягувати (збільшувати) але і стискати (зменшувати) як за допомогою відповідних кнопок, так і змінюючи розгортку, це корисно в тому випадку

якщо потрібно буде переглянути загальну картину сигналу, наприклад при $T_d = 5 \text{ мкс}$, записана 1 хвилина сигналу ($60/5 \cdot 10^{-6} = 12 \text{ млн. пікселів}$).

Для більш зручного аналізу тривалих сигналів додана можливість маркування характерних ділянок сигналу. Праворуч від панелі "Період" знаходиться таблиця призначена для додавання / видалення / переміщення до маркерів та зміни їх параметрів. Так для того щоб додати (створити новий маркер) необхідно: два рази клацнути лівою кнопкою миші над вільної осередком таблиці або вибрати вільну комірку таблиці і натиснути клавішу Insert або натиснути правою кнопкою миші над вільної осередком і в меню вибрати пункт "Додати маркер". Після чого, якщо дозволено, з'являться два діалогових вікна для завдання коментаря і кольору маркера, потім по центру робочого екрану з'явиться тільки що доданий (створений) маркер. Доданий маркер можна пересувати по екрану аналогічно іншим маркерами. Для видалення маркера необхідно: вибрати не порожню клітинку таблиці і натиснути клавішу Delete або клацнути правою кнопкою миші над не порожній осередком або над видаляється маркером і в меню / обрати пункт "Видалити маркер". Так як маркери прив'язані до осі часу (характерному ділянці сигналу) то при переміщенні сигналу або його масштабуванні можливо що необхідний маркер буде за межами видимої області робочого екрана. Для швидкого переміщення до заданого маркеру необхідно вибрати, наприклад клацанням лівої кнопки миші, відповідну клітинку таблиці (той самий колір, що і в маркера). Змінювати параметри маркерів (колір і коментар) можна з відповідних спливаючих меню. Необхідно зазначити, що положення маркерів і їх параметри зберігаються всередині файла з результатами вимірювання, тобто при відкритті файлу все маркери будуть вказувати на відповідні характерні ділянки сигналу.

На панелі "Загальні параметри сигналу" відображаються максимально, мінімально і середнє значення напружень по кожному каналу.

На панелі управління додані елементи, що дозволяють задати час по проходженню, якого буде проведений автоматична зупинка запису сигналу. Її зручно використовувати в тому випадку, якщо необхідно провести тривалий, але в теж час обмежений запис сигналу. Крім того, під час запису на періодах дискретизації 0,1 мс і нижче (частотах вище 10 КГц) дуже рекомендується заздалегідь встановити необхідну тривалість запису сигналу, так як це дозволить програмі завчасно виділити необхідну пам'ять до початку процесу запису, а не виділяти її динамічно при необхідності безпосередньо в процесі запису сигналу. Під елементом задання часу автозупинки знаходиться рядок, що інформує про сумарний час запису сигналу.

Необхідно відзначити, що режим самописця дуже вимогливий до об'єму пам'яті комп'ютера, так наприклад при запису з періодом дискретизації 5 мкс (200 КГц) протягом 1 хвилини результати вимірювання займатимуть: $200\,000$ (відліків / сек) * 60 (сек) * 2 (координата по вертикалі і горизонталі) * 8 (розмір double) = 187 МБ, приблизно стільки ж буде займати і файл з результатами вимірів.

8.2. Лабораторна робота № 8. Дослідження вільних загасаючих коливань у контурі з допомогою USB осцилографа IRIS

8.2.1 Теоретичні відомості

Електричні коливання можна створити у системі, яка називається коливальним контуром. Реальний коливальний контур складається з послідовно з'єднаних конденсатора C , котушки індуктивності L і резистора R (рис. 2.1).

Якщо в такому контурі зарядити конденсатор, то за відсутності зовнішніх електрорушійних сил конденсатор почне розряджатися, і контуром буде проходити змінний у

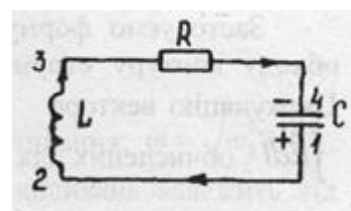


Рис. 2.1 Коливальний контур

часі струм. Як тільки заряд конденсатора стане рівним нулю, струм у контурі сягне максимуму. Потім він почне зменшуватися, не змінюючи свого напрямку, що призведе до перезарядки конденсатора. Причиною плавної зміни струму в контурі є електрорушійна сила самоіндукції (ЕРС), яка виникає в котушці при зміні сили струму в контурі. Ця ж ЕРС спричинить і перезарядку конденсатора, отже, в контурі виникнуть коливання. Якщо активний опір у контурі дорівнює нулю, то коливання в контурі будуть незагасаючі, тобто можуть

продовжуватися нескінченно довго (рис. 2.2 а).

Періодично змінюється в коливальному контурі не тільки заряд конденсатора q , але й сила струму I , напруга на обкладках конденсатора U_C , енергія електричного та магнітного полів.

У реальному контурі його активний опір не дорівнює нулю, тому завжди існують втрати електричної енергії, пов'язані з нагріванням провідників. Як наслідок, в такому контурі амплітуда коливань буде поступово загасати, і коливання з часом зникнуть. Такі коливання називаються загасаючими (рис.2.2 б). Чим більший активний опір контуру, тим інтенсивніше загасання (рис. 2.2 в). Якщо активний опір контуру більший за деяке значення, що називається критичним R_k , то коливання в контурі збуджуватися не будуть. Заряд конденсатора за цих умов буде монотонно зменшуватися і асимптотично прямувати до нуля при

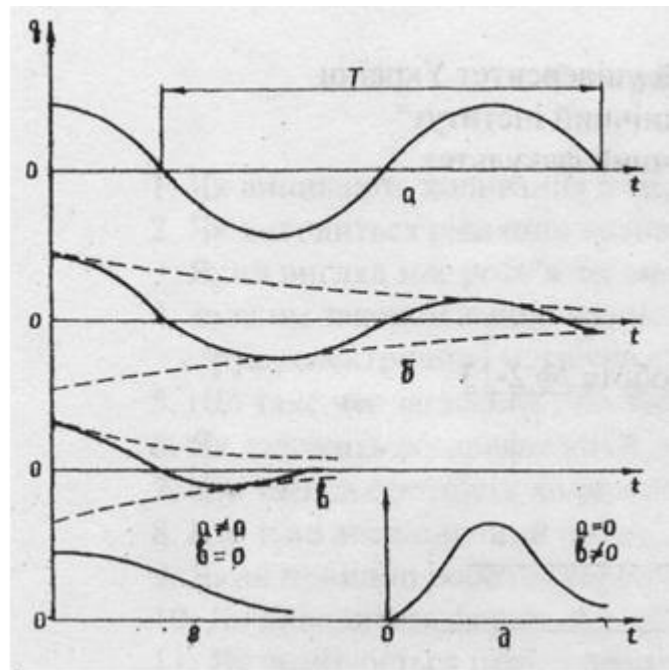


Рис. 2.2 Електричні коливання для різних значень активного опору в контурі

$t \rightarrow \infty$. Залежно від початкових умов, процес розрядки конденсатора за умови $R > R_K$ має вигляд як показано на рис. 2.2 г, д. Такий процес називається аперіодичним. Виведемо рівняння електричних коливань у контурі за наявності активного опору. Припустимо, що в контурі виконується умова квазістаціонарності, тобто миттєве значення сили струму однакове в будь-якому перерізі контуру. Умова квазістаціонарності виконуватиметься, якщо

$$\tau = \frac{1}{c} \ll T, \quad (1)$$

де τ - час поширення електромагнітного поля колом контуру; l - довжина кола (провідників) контуру; c - швидкість світла у вакуумі; T - період електричних коливань у контурі.

Застосуємо до контуру закон електромагнітної індукції у формі, запропонованій Максвеллом: змінне в часі магнітне поле збуджує в просторі електричне поле, циркуляція вектора напруженості якого замкнутим нерухомим контуром l дорівнює швидкості зміни магнітного потоку через довільну поверхню, що спирається на даний контур. Отже,

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = - \frac{d\Phi}{dt}. \quad (2)$$

Застосуємо формулу (2) до контуру, зображеного на рис. 2.1. Один із напрямів обходу контуру струму виберемо за додатний (на рис. 2.1 він позначений стрілкою). Циркуляцію вектора $\vec{E}$ замкнутим контуром 1-2-3-4-1 знайдемо як суму інтегралів виду $\int \vec{E} d\vec{l}$, обчислених для окремих ділянок цього контуру:

$$\oint_l \vec{E} d\vec{l} = \int_{1-2-3-4} \vec{E} d\vec{l} + \int_{4-1} \vec{E} d\vec{l} \quad (3)$$

Виконання умови квазістаціонарності струму дасть змогу застосувати до ділянки 1 -2-3-4 закон Ома:

$$\vec{j} = \frac{\vec{E}}{\rho}, \quad (4)$$

де $\vec{j}$ - густина струму, ρ - питомий опір. Тоді

$$\int_{1-2-3-4} \vec{E} d\vec{l} = \int \rho j_n dl = \int \rho \frac{i}{S} dl = i \int \rho \frac{dl}{S} = iR, \quad (5)$$

де S - площа поперечного перерізу провідника; R - омичний опір ділянки 1-2-3-4, що складається з опору котушки, провідників і додатково ввімкнених на цій ділянці резисторів (якщо вони є). Повний опір показаний на рис. 2.1 ніби зосередженим в одному місці (резистор R). Інтеграл на ділянці 4-1 дорівнює напрузі U_c між обкладками конденсатора, тобто

$$\int_{1-4} \vec{E} d\vec{l} = - \int E_i dl = \int dU = U_c = \frac{q}{C} \quad (6)$$

де q - заряд, C - ємність конденсатора.

Враховуючи формули (4) і (6), рівняння (2) можна подати у вигляді

$$\frac{d\Phi}{dt} + iR + \frac{q}{C} = 0 \quad (7)$$

Для квазістаціонарних струмів $\Phi = Li$, тому при $L = \text{const}$ маємо

$$L \frac{di}{dt} + iR + \frac{q}{C} = 0 \quad (8)$$

Якщо взяти до уваги рівності

$$i = \frac{dq}{dt} = \dot{q} \quad \text{і} \quad \frac{di}{dt} = \ddot{q}, \quad (9)$$

то рівняння коливального контуру для вільних електричних коливань із загасанням матиме вигляд

$$L\ddot{q} + R\dot{q} + \frac{q}{C} = 0 \quad (10)$$

або

$$\ddot{q} + 2\beta\dot{q} + \omega_0^2 q = 0, \quad (11)$$

де $\beta = \frac{R}{2L}$ - коефіцієнт загасання; $\omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}}$ - власна частота коливань контуру.

Розв'язок рівняння (10) залежатиме від співвідношення між β і ω_0 .

Розглянемо можливі випадки цього співвідношення.

Випадок 1. $\beta^2 < \omega_0^2$, тобто $\frac{R^2}{4L^2} < \frac{1}{LC}$, що відповідає слабкому загасанню.

Розв'язок рівняння (10) за такої умови

$$q = q_0 e^{-\beta t} \cos(\omega t + \alpha), \quad (12)$$

де q_0 - максимальний заряд конденсатора; α - початкова фаза коливання.

Графік функції (12) показаний на рис. 2.2 б. Частота загасання коливань залежить від параметрів контуру:

$$\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2} = \sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}. \quad (13)$$

За відсутності загасання ($R=0$) частота визначається за формулою

$$\omega = \omega_0 = \sqrt{\frac{1}{LC}} \quad (14)$$

і називається *власною частотою* коливань контуру. Період власних коливань $T_0 = 2\pi\sqrt{LC}$ (формула Томсона). Для незагасаючих коливань розв'язок рівняння (10) має такий вигляд:

$$q = q_0 \cos(\omega_0 t + \alpha) \quad (15)$$

його графік зображений на рис. 2.2 а. Це - незагасаючі гармонічні коливання. У випадку малого загасання коливання в контурі, що здійснюються з частотою ω і амплітудою $A = q_0 e^{-\beta t}$, також можна вважати гармонічними. Амплітуда зменшується з часом за експоненціальним законом. Незважаючи на те, що загасаючі коливання насправді не є періодичними, для них також можна ввести поняття періоду як проміжку часу між двома послідовними проходженнями величини q через максимум або мінімум. Період:

$$T = \frac{2\pi}{\omega}. \quad (16)$$

Швидкість загасання коливань можна охарактеризувати часом загасання τ , протягом якого амплітуда коливань A зменшиться в e разів:

$$\tau = \frac{1}{\beta}. \quad (17)$$

Справді, якщо в момент часу t амплітуда $A(t)$ дорівнює $q_0 e^{-\beta t}$, а в момент часу $t + \tau$ амплітуда $A(t + \tau)$ дорівнює $q_0 e^{-(\beta t + \tau)}$, то можна записати

$$\frac{q_0 e^{-\beta t}}{q_0 e^{-(\beta t + \tau)}} = e, \quad \text{звідки} \quad e^{\beta \tau} = e, \quad \tau = \frac{1}{\beta}. \quad (18)$$

Для характеристики процесу загасання можна також скористатися величиною N_e , що показує, скільки коливань встигне зробити система за час τ , протягом якого амплітуда зменшиться в e разів:

$$N_e = \frac{\tau}{T} = \frac{1}{\beta T}. \quad (19)$$

У вивченні механічних та електричних коливань широко користуються поняттям *логарифмічного декременту загасання*. Логарифмічний декремент λ визначається як логарифм відношення двох послідовних максимальних значень заряду:

$$\lambda = \ln \frac{A_n}{A_{n+1}} = \ln \frac{q_0 e^{-\beta t}}{q_0 e^{-\beta(t+\tau)}} = \beta \tau. \quad (20)$$

Величини $\beta, \tau, N_e, \lambda$ що характеризують загасаючі коливання, пов'язані між собою співвідношенням

$$\beta = \frac{1}{\tau} = \frac{1}{N_e T} = \frac{\lambda}{T}. \quad (21)$$

У радіотехніці якість контурів часто оцінюють їх добротністю:

$$Q = \frac{\pi}{\lambda} = \pi N_e \quad (22)$$

Добротність контуру тим більша, чим менше загасання коливань у ньому.

Випадок 2. $\beta^2 = \omega_0^2$. За цієї умови частота загасаючих коливань $\omega = \sqrt{\omega_0^2 - \beta^2}$ обертається на нуль, а період T прямує до нескінченності, тобто коливання здійснюватися не будуть. Розв'язок рівняння коливального контуру (10) у цьому випадку має вигляд

$$q = (a + bt)e^{-\beta t}, \quad (23)$$

де a та b - сталі інтегрування.

Залежно від значень a, b величина q буде або не буде проходити через максимум (один раз). За умови $t \rightarrow \infty$ величина q асимптотично прямує до нуля. Такий процес називається аперіодичним, його графік зображений на рис. 2.2 г, д. Виконання умови $\beta = \omega_0$ залежить від параметрів контуру, а це є можливим за умови $\frac{R^2}{4L^2} = \frac{1}{LC}$. Опір $R_k = 2\sqrt{\frac{L}{C}}$ називається *критичним*. За критичного опору коливання в контурі виникати не будуть. Такий режим роботи контуру називається критичним.

Випадок 3. $\beta^2 > \omega_0^2$. У цьому випадку частота загасаючих коливань буде уявною, отже, коливань у контурі не буде. Процес, як і у випадку 2, носить аперіодичний характер.

Генератор релаксаційних коливань - це генератор електричних коливань, що не містить коливальних систем (контурів і резонаторів) і перетворює за допомогою активних пристроїв (електронної лампи, газорозрядних або напівпровідникових приладів та ін.) енергію сталих джерел на енергію коливань, період яких визначається часом релаксації кіл системи. Якщо в коливальному контурі за один період відбувається відновлення тільки незначних втрат енергії, то в генераторі релаксаційних коливань за один період витрачається вся або майже вся енергія системи. Генератор релаксаційних коливань може генерувати коливання різної форми.

Схема найпростішого генератора релаксаційних коливань зображена на рис 2.3.

Газорозрядна лампа шунтується ємністю C і живиться від джерела постійного струму через резистор R . Газорозрядна лампа має властивість "запалюватися" тільки при достатньо великій напрузі U_3 (так званий "напрузі запалювання") і гасне при деякій меншій напрузі – "напрузі гасіння" U_2 . Ідеалізована вольт-амперна характеристика газорозрядної лампи зображена на рис. 2.4.

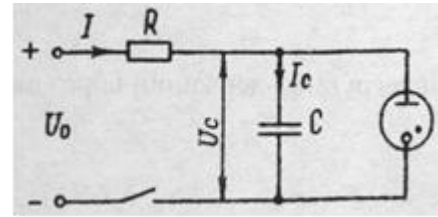


Рис. 2.3 Схема генератора релаксаційних коливань

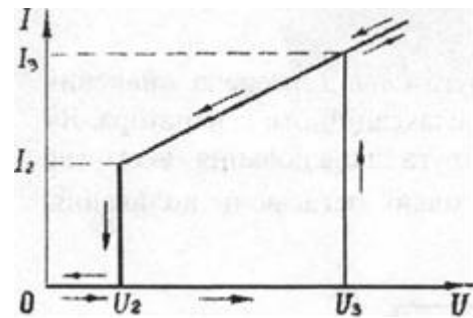


Рис.2.4 Ідеалізована вольт-амперна характеристика газорозрядної лампи

При напрузі на лампі $U < U_3$ струм через лампу не проходить ($I=0$). Нехтуючи тривалістю процесів, що відбуваються в лампі, можна вважати, що за умови $U = U_3$ у лампі миттєво виникає струм I_3 . Під час наступного збільшення напруги сила струму збільшується майже лінійно. Якщо зменшувати напругу на лампі, то за умови $U = U_3$ лампа не згасне. При подальшому зменшенні напруги в інтервалі $U_2 < U < U_3$ струм продовжує зменшуватися. За умови $U = U_2$ лампа згасне і струм стрімко спаде до нуля. Нехай на початку досліду вимикач розімкнутий і $U = 0$. Із замиканням вимикача конденсатор почне заряджатися через R , і напруга U збільшуватиметься. Як тільки вона сягне значення напруги запалювання U_3 , лампа почне проводити електричний струм і це буде супроводжуватися розрядкою конденсатора (за умови $R > R_{кр} = \frac{\varepsilon - U_c}{I_c}$).

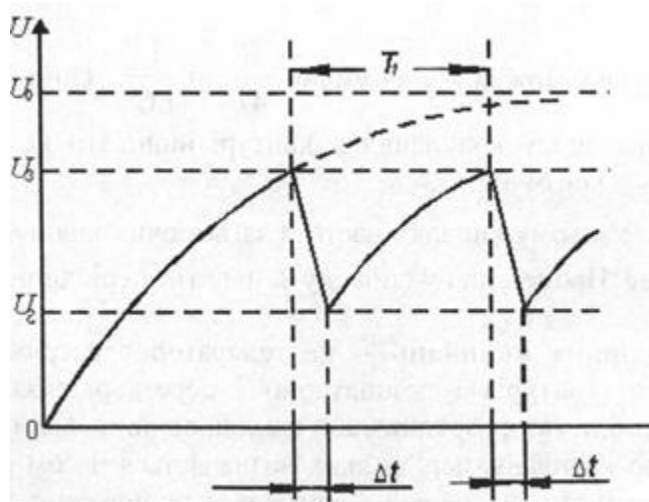


Рис 2.5 Залежність напруги на конденсаторі від часу

Як тільки напруга на конденсаторі зменшиться до величини U_c , лампа згасне, і конденсатор знову почне заряджатися. Крива напруги на конденсаторі, як функція часу, зображена на рис. 2.5. Період коливань генератора T_1 приблизно дорівнює часу зарядки конденсатора від напруги U_c до напруги U_3 . Для обчислення періоду запишемо друге правило Кірхгофа для кола генератора при згаслій газорозрядній лампі

$$U_0 = RI + U_c = R \frac{dq}{dt} + U_c = RC \frac{dU_c}{dt} + U_c, \quad (24)$$

де U_0 - напруга джерела живлення. Цей вираз можна переписати так:

$$RC \frac{dU_c}{dt} = U_0 - U_c, \quad RC \frac{dU_c}{U_0 - U_c} = dt. \quad (25)$$

Проінтегруємо одержаний вираз від U_c до U_3 :

$$\int_{U_c}^{U_3} RC \frac{dU_c}{U_0 - U_c} = \int_0^{T_1} dt, \quad -RC \ln(U_0 - U_c) \Big|_{U_c}^{U_3} = T_1 \quad (26)$$

звідки

$$T_1 = RC \ln \frac{U_0 - U_c}{U_0 - U_3} \quad (27)$$

Мета роботи: ознайомитися з роботою генератора релаксаційних коливань і дослідити характеристики загасаючих коливань у коливальному контурі. Навчитись працювати з осцилографом IRIS.

Обладнання: установка для вивчення загасаючих і релаксаційних коливань, джерело струму установки УІП-2, електронний осцилограф С1-20, USB осцилограф Iris.

8.2.2 Опис експериментальної установки

Принципова схема установки зображена на рис. 2.6. Напруга U_0 від джерела живлення (використовується УІП-2, вихід „20-300 В”) подається на вхід релаксаційного генератора. Як газорозрядна лампа використовується тиратрон МТХ-90, напруга запалювання якого не перевищує 150 В. Контур R C L , в якому досліджуються вільні загасаючі коливання, увімкнений, як

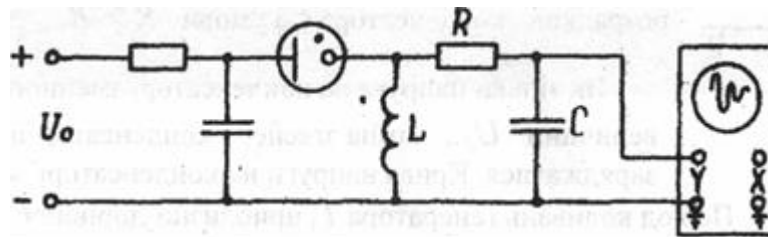


Рис. 2.6 Принципова схема лабораторної установки

навантаження генератора релаксаційних коливань.

За час Δt (див. рис. 2.5) горіння лампи коливальний контур отримує деякий запас енергії. Параметри коливного контуру R, C, L підібрані так, щоб час загасання коливань в ньому був менший за період релаксаційних коливань T_1 тобто період власних коливань контуру повинен бути набагато меншим, ніж період релаксаційних коливань. За виконання цієї умови можна спостерігати значну частину всього процесу загасання коливань на фоні паузи $T_1 - \Delta t$ (рис. 2.5) між імпульсами, які посиляє релаксаційний генератор у коливальний контур. Збуджені в контурі коливання подаються на

вертикально відхиляючі пластини осцилографа С1-20. На горизонтальні пластини осцилографа подається напруга від генератора розгортки осцилографа. Це дає можливість спостерігати на екрані графік загасаючих коливань і визначити їхні характеристики. У разі необхідності всі параметри контуру (R, L, C) в процесі роботи можна змінювати.

Система перемикачів дає змогу подати на вхід “Y” осцилографа напругу з конденсатора релаксаційного генератора і спостерігати на екрані осцилографа графік релаксаційних коливань. Форму електричного імпульсу, який надходить від релаксаційного генератора в коливальний контур для його збудження, також можна спостерігати на екрані, якщо подати на вхід “Y” осцилографа напругу з котушки індуктивності при відімкненому контурі. Електрична схема установки для збудження й отримання вільних загасаючих

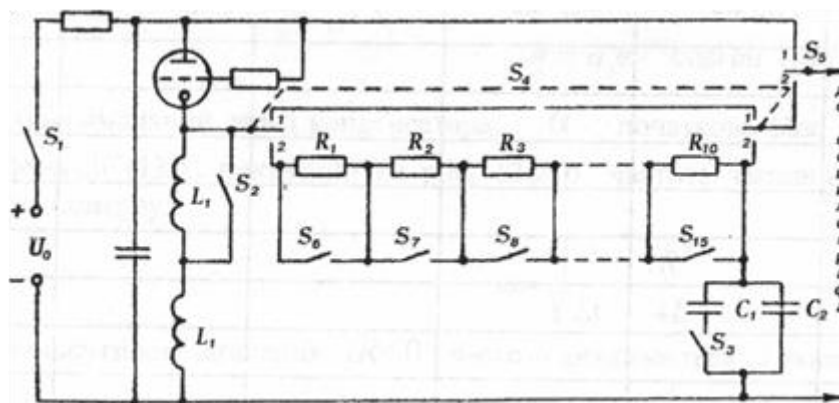


Рис. 2.7 Електрична схема лабораторної установки

коливань зображена на рис. 2.7.

На рис. 2.7 наступні позначення: S_1 – вимикач живлення релаксаційного генератора; S_2 – перемикач додаткової індуктивності коливного контуру; S_3 – перемикач додаткової ємності коливного контуру; S_4 – перемикач, що дає змогу подавати на вхід осцилографа напругу з котушок індуктивності L_1, L_2 коливального контуру (позиція 1), за цих умов перемикач повинен бути в позиції 2; S_5 – перемикач, за допомогою якого можна подати на осцилограф

напругу з конденсатора релаксаційного генератора (позиція 1), або з конденсаторів C_1, C_2 контуру (позиція 2). У другому випадку спарений перемикач S_4 має бути в позиції 2; S_6-S_{15} перемикачі додаткових опорів у коливному контурі.

8.2.3 Порядок виконання роботи

1. Установити ступеневий перемикач напруги виходу УИП "20-300 В" в позицію "20-70 В", а ручку плавного регулювання напруги цього виходу - в крайню ліву позицію.

2. Увімкнути осцилограф і УИП в мережу та дати прогрітися 5...10 хв.

3. Здійснити попередню підготовку осцилографів до вимірювань.

4. Увімкнути живлення релаксаційного генератора і подати на нього напругу близько 100 В, потрібну для запалювання тиратрона.

5. Поставити перемикач S_5 в позицію 1 і підібрати підсилення каналу "Y" осцилографа таким, щоб амплітуда вертикального зміщення променя була дещо меншою від висоти екрана, підібрати швидкість розгортки так,

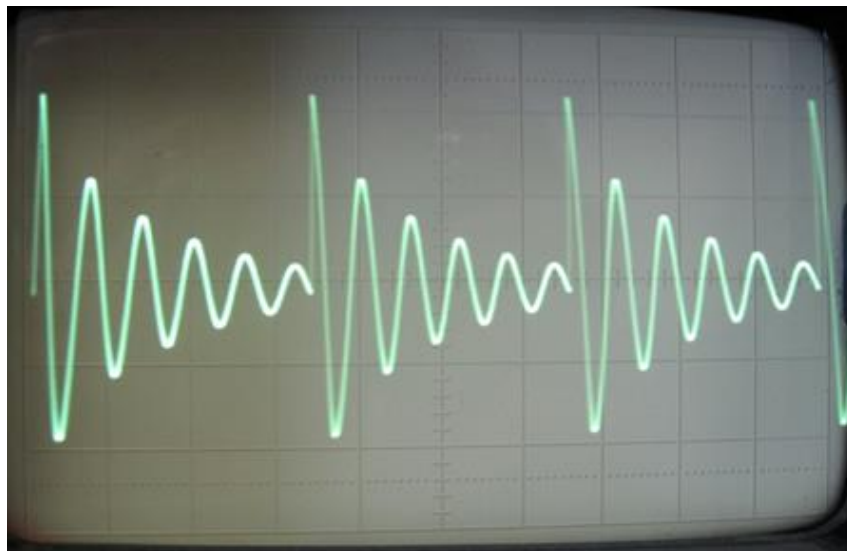


Рис. 2.8 Затухаючі коливання на екрані аналогового осцилографа

щоб на екрані вмістилося 2-3 коливання. На екрані аналогового осцилографа

за цих умов повинна спостерігатись картина релаксаційних коливань (рис.2.8), а на екрані ПК – рис.2.9.



Рис. 2.9 Вигляд затухаючих коливань на екрані мультимедійного осцилографа

6. Регулюючи напругу U_0 (змінюючи таким чином період релаксаційних коливань), домогтися, щоб коливання встигали загасати до приходу в коливний контур наступного імпульсу (Рис.2.10). Зберегти отримані дані в файл.



Рис.2.10 Швидко загасаючі імпульси в контурі

7. Під керівництвом викладача або лаборанта отримати фазовий портрет

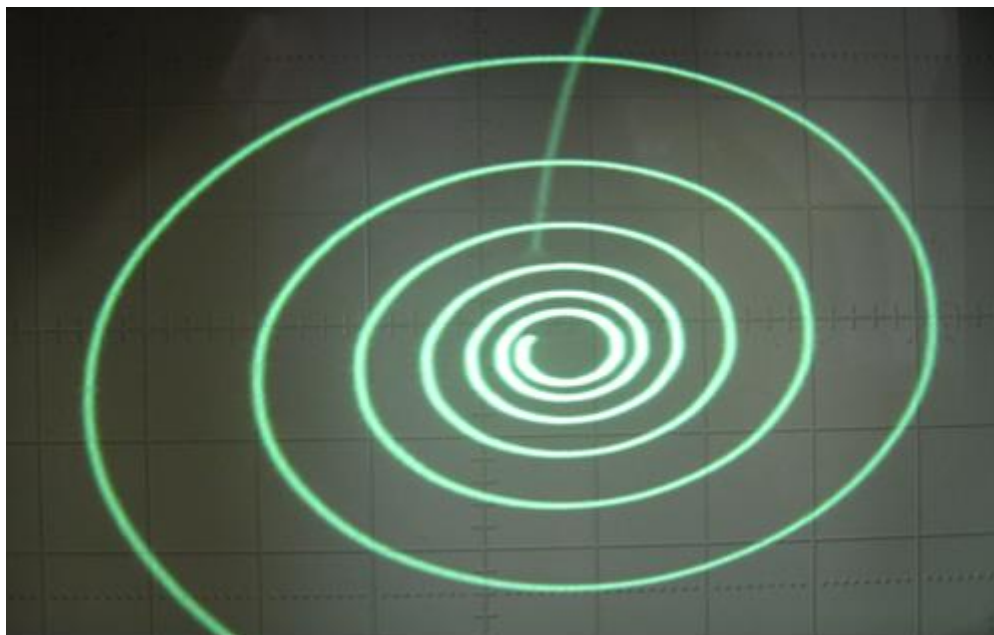


Рис.2.11 Фазовий портрет загасаючих коливань

для затухаючих коливань на екрані аналогового осцилографа (рис.2.18), під'єднати USB осцилограф замість звичайного та зчитати дані за допомогою

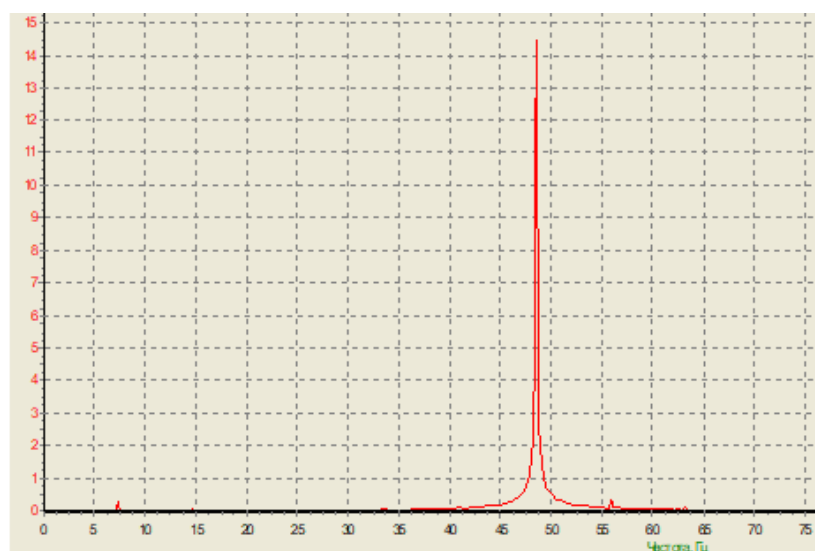


Рис. 2.12 Визначення частоти сигналу

режиму самописця з двох каналів А та В одночасно. Зберегти отримані дані у двійковий файл.

8. Під'єднати мультимедійний осцилограф безпосередньо до генератора гармонічних коливань, виставити на генераторі ручкою частоту 50 Гц та за допомогою режиму "спектр аналізатор" отримати дані про частоту сигналу.

8.2.4 Обробка результатів вимірювань

1. За даними, збереженими в двійковому форматі та імпортованими до табличного процесора Excel, для різної напруги побудувати графік залежності періоду релаксаційних коливань T_1 від напруги живлення генератора U_0 .
2. Обчислити логарифмічний декремент загасання λ для кожного значення опору R за формулою

$$\lambda = \frac{1}{4} \ln \frac{A_i}{A_{i+1}},$$

результати обчислень зберегти в табличному процесорі.

3. За отриманими даними побудувати графік залежності λ від опору контуру R . Зрозуміло, що ця залежність буде лінійною. Справді,

$$\lambda = \beta T = \frac{R}{2L} \cdot \frac{2\pi}{\sqrt{\frac{1}{LC} - \frac{R^2}{4L^2}}}$$

За умови $\frac{1}{LC} \gg \frac{R^2}{4L^2}$ маємо

$$\lambda \approx 2\pi \sqrt{\frac{C}{L}} R$$

4. За допомогою табличного процесора та програмної оболонки мультимедійного осцилографа виділити один повний період загасаючих коливань, та у площині X Y (відкидаючи координату по часу T) побудувати фазовий портрет для загасаючих коливань у коливальному контурі (рис.2.13).

5. Обґрунтувати розбіжність між показами аналогового та цифрового осцилографів.

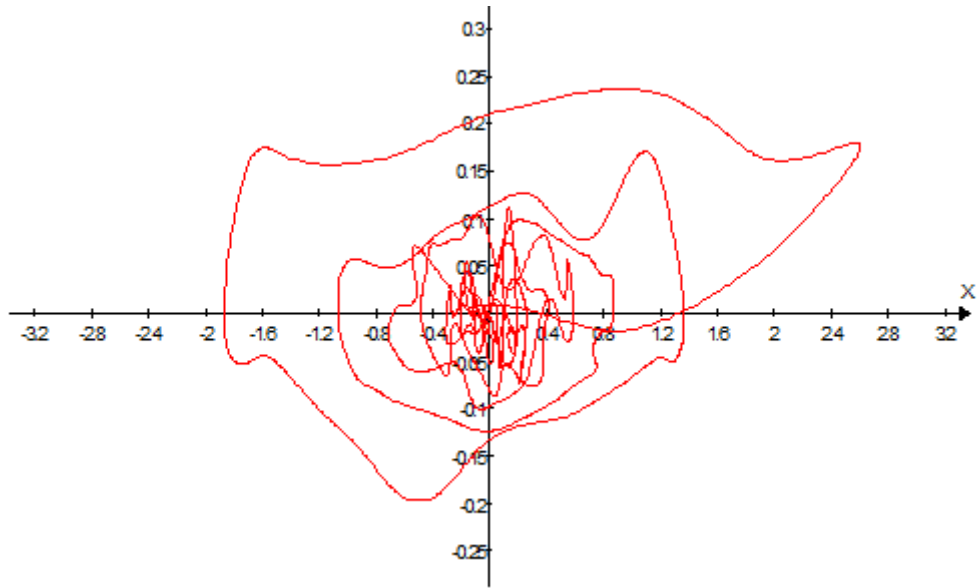


Рис. 2.13 Фазова крива загасаючих коливань

8.2.5 Контрольні запитання

1. Як виникають коливання в коливальному контурі?
2. Як виводиться рівняння коливального контуру, що містить R, L, C ?
3. Який вигляд має розв'язок виведеного рівняння коливального контуру?
4. За яким законом змінюватиметься напруга на конденсаторі, а також струм, електрична і магнітна енергії в коливальному контурі?
5. Який принцип роботи генератора релаксаційних коливань?
6. Як вимірюється період коливання за допомогою USB осцилографа?

7. Чому необхідно виділити тільки один повний період затухаючого імпульсу в коливальному контурі?
8. Провести аналогію між методами побудови зображення в аналоговому осцилографі та в табличному процесорі.

9. ТЕМПЕРАТУРНА ЗАЛЕЖНІСТЬ ЕЛЕКТРИЧНОГО ОПОРУ НАПІВПРОВІДНИКА ТА ВИЗНАЧЕННЯ ЙОГО ЗАБОРОНЕНОЇ ЗОНИ.

9.1. Теоретичні відомості

9.1.1 Електропровідність металів

Електропровідність, або здатність речовини пропускати електричний струм, є однією з найважливіших характеристик матеріалу. За характером електропровідності всі речовини розділяють на 3 класи: провідники, діелектрики та напівпровідники. За класичним означенням **провідниками** називають речовини, які пропускають, а **діелектриками** - які не пропускають електричний струм. Проміжну позицію між ними займає спеціальний клас матеріалів - **напівпровідники** - електропровідність яких в значній мірі визначається концентрацією у них хімічних домішок та зовнішніми умовами (наприклад, температурою, наявністю електромагнітного випромінювання). Тому за різних умов напівпровідники можуть поводити себе як провідники, чи як діелектрики. З цієї причини відповідь на питання про те, до якого класу відноситься досліджуваний матеріал можна дати лише перевіривши його ***реакцію*** на зміну зовнішніх умов.

В найпростішому випадку змінним зовнішнім параметром може бути ***температура***. Саме характер температурної залежності електропровідності матеріалів вважається основним критерієм їх класифікації, оскільки вказана залежність визначається безпосередньо внутрішньою будовою речовини.

Елементарна модель металічного провідника схематично зображена на рисунку 1а. Визначальною рисою металу є наявність у ньому за будь яких

умов вільних носіїв заряду - електронів. Природа такого стану речей полягає в тому, що під час утворення металічного зв'язку в кристалі електрони зовнішніх електронних оболонок (так звані валентні електрони) стають "власністю" усього кристалу, як цілого. Це означає, що вони не пов'язані з конкретними іонами кристалічної решітки та відносно слабо взаємодіють з ними. Такі електрони можуть переміщуватися під дією зовнішнього поля, створюючи струм.

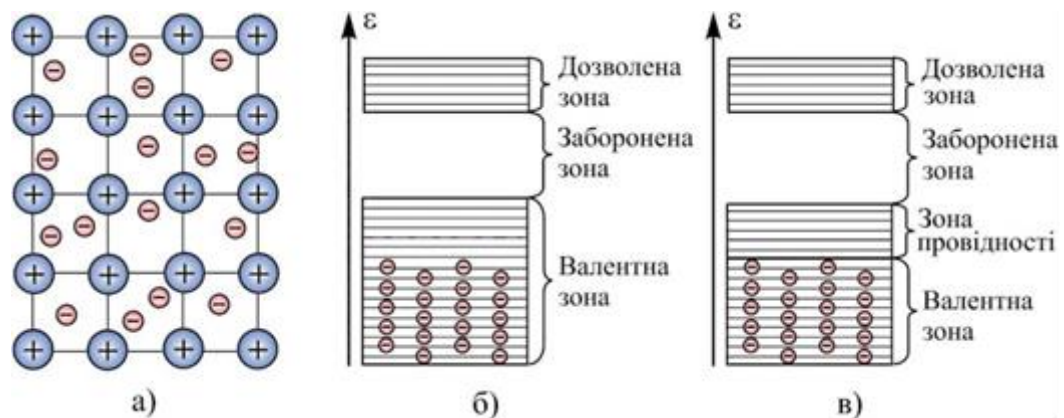


Рис.1 - Схематичне зображення фрагменту кристалічної решітки металу з вільними електронами (а); типові енергетичні діаграми електронів у металі при $T = 0 \text{ K}$ (б), $T \neq 0 \text{ K}$ (в).

Електричні властивості кристалів зручно описувати в рамках так званої **зонної теорії твердих тіл**. Згідно з положеннями зонної теорії електрон у кристалі є квантовим об'єктом і його поведінка описується рівнянням Шрьодінгера. З розв'язку останнього випливає, що спектр енергій електрона має бути дискретним. Але при цьому відстань між енергетичними рівнями не є сталою величиною, і на енергетичній діаграмі утворюються інтервали, які або заповнені близько розміщеними рівнями, або навпаки зовсім вільні від них (див. рис. 1 б, в). Такі інтервали називаються відповідно **дозволеними** та **забороненими зонами**. Дозволена зона, яка містить енергетичні рівні валентних електронів називається **валентною зоною**. Якщо така зона не

заповнена електронами повністю (див. рис.1 б), то, завдяки дуже близькій відстані між енергетичними рівнями, валентним електронам не потрібно передавати значну порцію енергії, щоб відірвати їх від атомів, і всі вони автоматично стають електронами провідності. Можливий також механізм, за якого відбувається перекривання валентної зони із наступною дозволеною зоною. Тоді валентні електрони також будуть брати участь у протіканні струму через матеріал (див. рис. 1 в).

Експериментально встановлено, що опір металів демонструє лінійну залежність в широкому інтервалі значень температур

$$R = R_{0M}(1 + \alpha t) \quad (1)$$

де R_{0M} - опір за температури $t = 0^\circ C$, α - температурний коефіцієнт опору. На якісному рівні даний факт пояснюється тим, що опір металу в першу чергу визначається *інтенсивністю хаотичних теплових коливань* атомів у вузлах кристалічної решітки. Чим інтенсивніше коливаються атоми, тим сильніше вони перешкоджають упорядкованому руху електронів, і відповідно, тим більшим буде значення R . В свою чергу, інтенсивність хаотичних коливань зростає з температурою. При цьому концентрація вільних носіїв заряду в металі майже не змінюється з температурою.

9.1.2 Електропровідність напівпровідників

На відміну від металів, валентні електрони атомів напівпровідника беруть участь в утворенні ковалентних хімічних зв'язків і тому в основному стані локалізовані біля вузлів кристалічної решітки. За умови, що абсолютна температура чистого кристалу напівпровідника буде близькою до нуля, вільні носії заряду - електрони - будуть фактично відсутніми в ньому. З ростом температури зростає інтенсивність хаотичних теплових коливань іонів решітки, і за рахунок цих флуктуацій іон може "виштовхнути" електрон у міжвузольний простір. Вихід електрона зі зв'язку еквівалентний *народженню пари вільних носіїв із зарядами* протилежних знаків, але

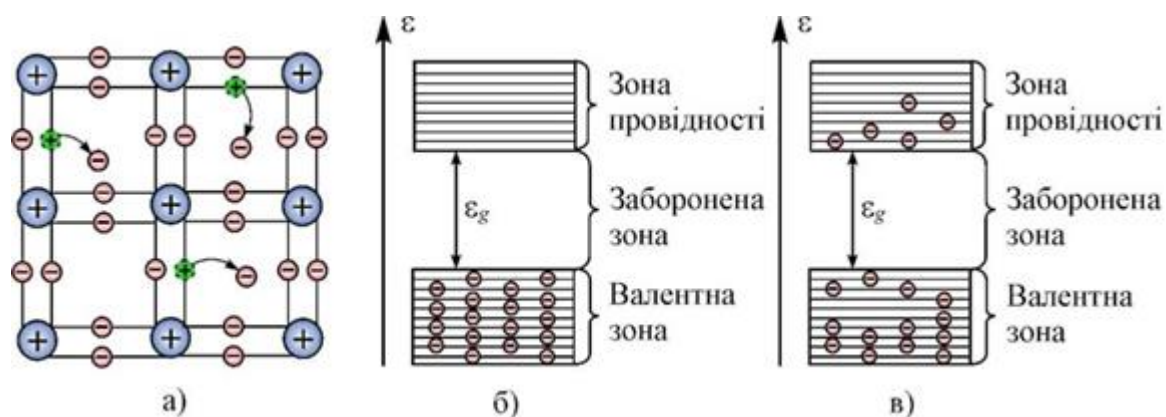


Рис. 2 - Схематичне зображення фрагменту кристалічної решітки напівпровідника та утворення в ньому пари "вільний електрон-дірка" (а); енергетична діаграма електронів в напівпровіднику за $T = 0 \text{ K}$ (б); енергетична діаграма електронів в напівпровіднику за $T \neq 0 \text{ K}$ (в)

рівних за модулем. Елементарна модель власного (хімічно чистого) напівпровідника наведена на рисунку 2а.

Однією такою частинкою є **електрон**, а другою - вакансія в ковалентному зв'язку, яка ще називається **діркою** (див. рисунок 2а). Рух позитивно зарядженої дірки під дією поля фактично означає заповнення вакансії іншим валентним електроном з утворенням нової вакансії.

З позиції зонної теорії, валентна зона електронів у напівпровіднику відділена від зони провідності забороненою зоною ширини ϵ_g (див. рисунок 2б). За нульової температури електрони не можуть покинути валентну зону лише під дією зовнішнього електричного поля. Тому вільні носії заряду у напівпровіднику будуть відсутніми. Щоб електрон перейшов у зону провідності, він має одержати певну кількість енергії від зовнішнього середовища. Одним з можливих механізмів активації електрона є поглинання енергії хаотичних теплових коливань іонів кристалічної решітки.

Процес утворення носіїв заряду має ймовірнісний характер, а, значить, має описуватися статистично. Оскільки електрон у кристалічній решітці є

квантовим об'єктом, його статистичні властивості визначаються розподілом Фермі-Дірака:

$$f(\varepsilon) = \frac{1}{\exp[(\varepsilon - \varepsilon_F)/k_B T] + 1} \quad (2)$$

де $f(\varepsilon)$ - функція розподілу, або середня кількість електронів в кристалі, які мають енергію ε ; $\varepsilon_F (\gg k_B T)$ - енергія Фермі, або енергія стану, ймовірність заповнення якого електроном дорівнює 0,5; k_B - стала Больцмана ($k_B = 1.38 \cdot 10^{-23}$ Дж/К); T - абсолютна температура.

З розрахунків випливає, що для нижніх рівнів зони провідності є справедливим вираз $\varepsilon - \varepsilon_F \approx 0,5\varepsilon_g$. Тоді, скориставшись умовою $\varepsilon_F \gg k_B T$, зі співвідношення (2) можна одержати

$$f(\varepsilon) \approx e^{\frac{-\varepsilon_g}{2k_B T}} \quad (3)$$

Вираз (3) фактично визначає кількість електронів, що перейшли з валентної зони у зону провідності під дією теплових флуктуацій. Концентрація таких електронів буде складати

$$n = n_0 \exp\left(\frac{-\varepsilon_g}{2k_B T}\right) \quad (4)$$

де n_0 - константа, що визначається загальною кількістю валентних електронів. Відомо, що густина струму знаходиться як

$$\vec{j} = n\vec{v}^- e + p\vec{v}^+ e \quad (5)$$

де p - концентрація дірок в кристалі (для чистого напівпровідника $n = p$); $\vec{v}^-$ - середня швидкість руху електронів, $\vec{v}^+$ - середня швидкість руху дірок; e - заряд електрона.

З іншого боку, має місце закон Ома в диференціальній формі

$$\vec{j} = \sigma \vec{E}, \quad (6),$$

де σ - питома провідність матеріалу; $\vec{E}$ - напруженість зовнішнього електричного поля. З урахуванням (5), вираз для σ має вигляд

$$\sigma = \frac{n^- e(v^- + v^+)}{E}. \quad (7)$$

Як правило, середні швидкості руху носіїв заряду пропорційні до напруженості зовнішнього поля E , тому співвідношення (7) записується наступним чином

$$\sigma = n^- e(\mu^- + \mu^+) \quad (8)$$

де $\mu^- = \frac{v^-}{E}$ та $\mu^+ = \frac{v^+}{E}$ - називаються **рухливостями** відповідно електронів і дірок. Ці величини можна знайти у довіднику. Таким чином, питома провідність напівпровідника буде визначатись типом матеріалу та концентрацією електронів n , яка, згідно зі співвідношенням (4), залежить від температури. Беручи до уваги, що питомий опір ρ обернено пропорційний до питомої провідності, а опір R прямо пропорційний до питомого опору

$$R = \rho l / S, \quad (9)$$

де l - довжина зразку; S - площа поперечного перерізу, температурну залежність опору власного напівпровідника можна записати у вигляді

$$R = R_{0n} \exp\left(\frac{\varepsilon_g}{2k_B T}\right), \quad (10)$$

де R_{0n} - константа, яка визначається типом матеріалу.

Зауважимо, що зростання опору з температурою, що описується виразом (1), є універсальним ефектом, властивим в тому числі і напівпровідникам. Проте на фоні більш потужного ефекту експоненціального зростання концентрації носіїв заряду з температурою (4), який слугує причиною різкого зменшення опору (10), він практично непомітний.

9.2. *Лабораторна робота № 9. Дослідження температурної залежності електричного опору напівпровідника та визначення його забороненої зони*

Мета роботи: Експериментально одержати залежності опору напівпровідника від температури. Визначити ширину забороненої зони напівпровідника.

9.2.1 Опис установки та експерименту

1. Капсула з закріпленим напівпровідником та терморезистором.
2. Резистор ПЕВР 50.
3. Термометр.
4. USB осцилограф Iris.
5. Джерело постійного струму.
6. Реостат.

Методика вимірювання температурної залежності

Для знаходження температурної залежності опору зразка напівпровідника його розміщують у термостаті та нагрівають, знімаючи покази з приладів. Принципова схема лабораторної роботи наведена на рис. 3. Опір доцільно розраховувати за допомогою закону Ома для ділянки кола $R = U/I$, так як мультимедійний осцилограф дозволяє неперервно

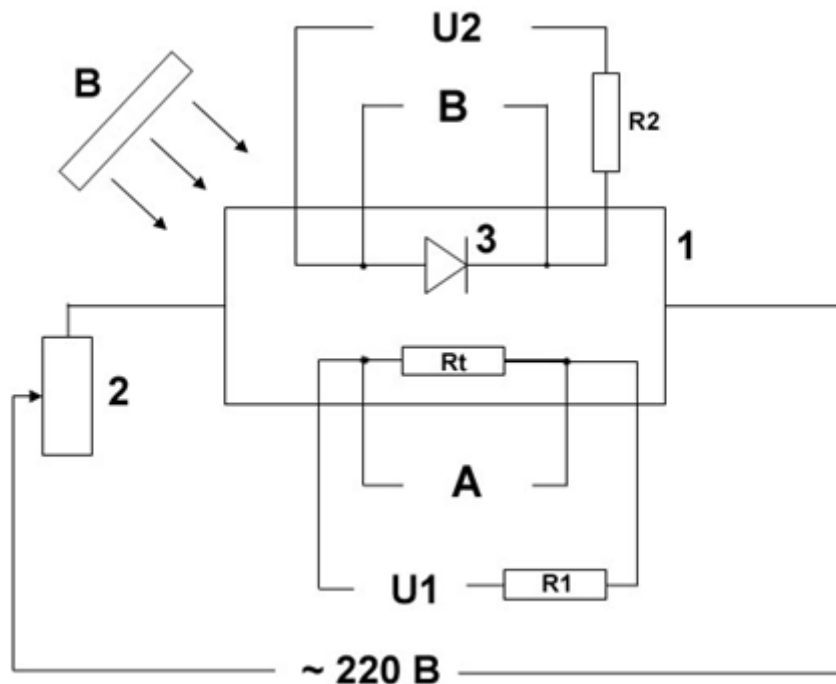


Рис. 3 Схема установки

зчитувати дані.

У нагрівнику (1), який з'єднаний з реостатом (2) для регулювання швидкості нагрівання, розміщений досліджуваний напівпровідниковий діод (3), що в свою чергу увімкнений у коло постійного струму, напруга та струм у якому задаються джерелом живлення U_2 . Також поряд з напівпровідником розміщений терморезистор, за допомогою спаду напруги на якому можна реєструвати температуру в нагрівнику. Виводи осцилографа **A** та **B** приєднуються, як показано на схемі. Опори R_1 та R_2 слугують споживачами, що дозволяє уникнути короткого замикання у колах та виходу елементів з ладу. В – вентилятор, використовується для охолодження нагрівника зі зразком після вимкнення.

Таким чином, знаючи залежність падіння сили струму від температури у терморезисторі, та розрахувавши опір у напівпровіднику, можна отримати його температурну залежність.

Методика визначення ширини забороненої зони

Прологарифмуємо вираз (10) та запишемо його для двох різних значень температури T_1 і T_2

$$\ln R_1 = \ln R_{0n} + \frac{\varepsilon_g}{2k_B T_1}$$

$$\ln R_2 = \ln R_{0n} + \frac{\varepsilon_g}{2k_B T_2}$$

Від невідомої величини R_{0n} можна позбавитись, якщо відняти один вираз від іншого. В результаті одержимо

$$\ln \frac{R_1}{R_2} = \frac{\varepsilon_g}{2k_B} \left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right) \quad (11)$$

Якщо подати результати вимірювання опору напівпровідника у координатах $(\ln(R); 1/T)$, то одержана залежність буде лінійною. При цьому тангенс кута нахилу прямої визначатиме ширину забороненої зони

напівпровідника. Користуючись виразом (11) можна записати співвідношення для визначення ε_g

$$\varepsilon_g = 2k_B \operatorname{tg} \gamma = 2k_B \frac{\ln R_{1H} - \ln R_{2H}}{1/T_{1H} - 1/T_{2H}}, \quad (12)$$

де $\ln R_{H1}$, $\ln R_{H2}$, та $1/T_{H1}$, $1/T_{H2}$ визначаються з початкової та кінцевої точок графіка.

9.2.2 Порядок виконання роботи

1. Уважно ознайомтесь з установкою та попередніми розділами методичних вказівок до даної лабораторної роботи.
2. Під'єднайте канали А та В мультимедійного осцилографа до установки, як це показано на схемі. Запустіть програмну оболонку та впевніться в відсутності помилок програми.
3. Встановіть за допомогою джерела струм та напругу в колі відповідно до таблиці 1 або за вказівкою викладача.

Таблиця 1

№ досліду	U, В	I, А
1	0,5	0,4
2	1	0,2
3	4	0,5
4	4	0,9

4. Встановіть для каналу А та В розмах шкали рівним 5 В, період 1 мс. Слід пам'ятати, що чим менший період, тим більше даних буде записуватись за одиницю часу, і тим потужніший має бути комп'ютер.
5. Увімкніть нагрівник в мережу, та почніть запис даних, натиснувши на кнопку "Запуск" в програмі.

6. Експериментально визначте залежність спаду напруги на терморезисторі від температури (для першого досліду), фіксуючи покази термометра зі зміною напруги кожні 0,2 В. Переконайтесь в тому що вона лінійна (для даного терморезистора).
7. При досягненні температури 120°C зупиніть запис, змініть параметри струму в колі напівпровідника, збережіть дані у двійковий файл, запустіть запис даних та увімкніть вентилятор для охолодження нагрівника. Таким чином повторіть дослід необхідну кількість разів.

9.2.3 Обробка результатів вимірювань

1. Побудуйте графік залежності напруги на терморезисторі від температури, за допомогою лінії тренду визначте цю залежність.
2. Знаючи спад напруги в напівпровіднику, обчисліть відповідні значення опору для кожного досліду.
3. За отриманими даними побудуйте графік температурної залежності опору напівпровідника від температури в координатах $1/T$ (K), $\ln(R)$ для кожного досліду.
4. Згідно зі співвідношенням (12), знайдіть ширину забороненої зони ϵ_g напівпровідника. Знайдену величину подати в електрон-вольтах ($1 \text{ eV} = 1,6 \cdot 10^{-19} \text{ Дж}$).
5. Оцініть похибку ϵ_g визначення ширини забороненої зони напівпровідника, якщо відомо, що матеріал напівпровідникового діоду - кремній.
6. Зробіть висновки до лабораторної роботи.

9.2.4 Контрольні запитання

1. Як розрізняють речовини за їх електропровідністю? Навести приклади.
2. Як залежать від температури опори металів та напівпровідників?
3. Що називається температурним коефіцієнтом опору металу?
4. Що називається шириною забороненої зони напівпровідника?
5. Викладіть послідовність виконання лабораторної роботи.
6. Що таке метал, та чим зумовлена його електропровідність?
7. Що таке напівпровідник?
8. Чим визначається електричний опір матеріалів?
9. Чому зі збільшенням температури опір металу зростає, а напівпровідника зменшується?
10. Як різняться між собою провідники, напівпровідники та діелектрики з точки зору зонної теорії твердих тіл?
11. Покажіть, що опір напівпровідника залежить від температури згідно з виразом (10).
12. В чому сутність зонної теорії твердих тіл?
13. Поясніть принципи визначення температурного коефіцієнту опору металу та ширини забороненої зони напівпровідника в даній роботі.

Цитована література

1. К.В. Шалимова /Гл. ред./. Практикум по полупроводниковым приборам. – М.: Высшая школа, 1968.
2. Ю.В. Воробьев, В.Н. Добровольский, В.И. Стриха. Методы исследования полупроводников. – Киев: Выща школа, 1988.
3. В.Г. Барьяхтар /Гл. ред./. Физика твердого тела. Энциклопедический словарь. – Киев: Наукова думка, т.1, 1996, т.2, 1998.
4. А.Ф. Городецкий, А.Ф. Кравченко. Полупроводниковые приборы. – М: Высшая школа, 1967.

5. Навчальний посібник «Вибрані питання фізики. Р-п перехід. Чорне випромінення. Електропровідність металів та напівпровідників. Ефект Холла» для студентів фізико-математичного факультету НТУУ «КПІ» /Уклад.: Р.В. Захарченко, В.Н. Захарченко, С.О. Решетняк – К.: НТУУ «КПІ», 2012. - 86

Рекомендована література

1. И.В. Савельев. Курс физики. Том 3. Квантовая оптика. Атомная физика. Физика твердого тела. Физика атомного ядра и элементарных частиц. – М: Наука, 1989.
2. І.М. Кучерук, В.П. Дущенко. Загальна фізика. Оптика. Квантова фізика. – Київ: Вища школа, 1991.
3. Ч. Киттель. Введение в физику твердого тела. – М: Наука, 1978.
4. Г.П. Пека, Г.А. Холодар, О.І. Білодід та інш. Практикум з фізики напівпровідників та напівпровідникової електроніки. – Київ: НМК ВО, 1990.