

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

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЕЛЕКТРОНІКИ ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

*Рекомендовано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського
як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра
за освітньою програмою
«Інформаційно-обчислювальні засоби радіoeлектронних систем»
спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»*

Київ
КПІ ім. Ігоря Сікорського
2021

Фізичні основи електроніки: Лабораторний практикум [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка» / КПІ ім. Ігоря Сікорського ; уклад.: А.П. Мірошніченко, Г. В. Іваннік. – Електронні текстові данні (1 файл: 2,9 Мбайт). – Київ : КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2020. –96 с.

Гриф надано Методичною радою КПІ ім. Ігоря Сікорського (протокол №8 від 24.06.2021 р.) за поданням Вченої ради факультету електроніки (протокол №05/2021 від 31.05.2021 р.)

Електронне мережне навчальне видання

ФІЗИЧНІ ОСНОВИ ЕЛЕКТРОНІКИ

ЛАБОРАТОРНИЙ ПРАКТИКУМ

Укладачі: *Мірошніченко Анатолій Петрович, канд. техн. наук, доц.*
Іваннік Геннадій Васильович, канд. техн. наук, асистент

Відповідальний
редактор: *Кучернюк П.В., канд. техн. наук, доц.*

Рецензент: *Орлов А.Т., канд. техн. наук, проф.,*
в.о. завідувача кафедри мікроелектроніки факультету
електроніки, КПІ ім. Ігоря Сікорського

Дисципліна "Фізичні основи електроніки" відноситься до вибіркових освітніх компонент циклу професійної підготовки. Вона має чітку направленість на здобуття студентами знань, умінь та навичок в галузі фізичних основ побудови та функціонування елементів та пристроїв електроніки твердого тіла, їх дослідження та розрахунку основних параметрів. Лабораторний практикум включає в себе теоретичну інформацію стосовно деяких електрофізичних ефектів та явищ в твердому тілі, що дає змогу глибше зрозуміти принципи побудови на їх основі елементів та пристроїв електроніки. Лабораторний практикум дозволяє освоїти апаратуру та методики експериментального дослідження цих ефектів та явищ. Рекомендовано як навчальний посібник для здобувачів ступеня бакалавра за освітньою програмою «Інформаційно-обчислювальні засоби радіоелектронних систем» спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка».

© КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2021

ЗМІСТ

Вступ	4
Лабораторна робота №1. Методи визначення енергії активації носіїв заряду напівпровідників.....	7
Лабораторна робота №2. Гальваномагнітні явища у напівпровідникових матеріалах. Ефект Холла.....	22
Лабораторна робота №3 . Контактні явища у напівпровідниках. Дослідження вольт-амперної характеристики контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.....	32
Лабораторна робота №4. Контактні явища у напівпровідниках Дослідження бар'єрної ємності електронно – діркового (p – n) переходу	45
Лабораторна робота №5. Дослідження напівпровідникових матеріалів. Визначення часу життя неосновних носіїв заряду.....	52
Лабораторна робота №6. Вивчення ефекту поля у напівпровідниках на основі дослідження МДН структур	60
Лабораторна робота №7 . Сегнетоелектрика. Дослідження фазових переходів	70
Лабораторна робота №8 . Вивчення основних характеристик нелінійних діелектриків.....	79
Лабораторна робота №9 . П'єзоелектрика. Визначення основних параметрів п'єзокераміки	86
Література	95

Вступ

Дисципліна "Фізичні основи електроніки" відноситься до вибірових освітніх компонент циклу професійної підготовки. Вона має чітку направленість на здобуття студентами знань, умінь та навичок в галузі фізичних основ побудови та функціонування елементів та пристроїв електроніки твердого тіла, їх дослідження та розрахунку основних параметрів. Лабораторний практикум кредитного модуля "Фізичні основи електроніки" повинен навчити студентів встановлювати зв'язок між властивостями матеріалів та параметрами і характеристиками компонентів радіoeлектронної апаратури. При цьому, основна увага у циклі лабораторних робіт приділяється фізичним властивостям та напрямкам застосування діелектриків та напівпровідників, як основному фізичному середовищу, на базі якого реалізується більшість елементів та пристроїв твердотілої електроніки.

При виконанні експериментальних досліджень студентам необхідно перш за все розібратися у фізичній суті явищ, що вивчаються, принципах побудови на їх основі елементів та пристроїв електронної апаратури, ознайомитись з методикою проведення досліджень та експериментальним устаткуванням. Отримані результати повинні бути всебічно проаналізовані на відповідність теоретичним положенням та нормативним і довідниковим значенням.

Кількість лабораторних робіт, які повинні виконати студенти під час лабораторного практикуму, та завдання до них можуть бути скореговані викладачем залежно від кількості годин, відведених у робочому навчальному плані та розкладу занять.

Загальні вимоги до студентів при виконанні лабораторних робіт:

1. Лабораторні роботи виконуються студентами відповідно до графіка виконання робіт.

2. До виконання лабораторної роботи допускаються студенти, які прослухали інструктаж з техніки безпеки, підготували протокол лабораторної роботи і мають знання, достатні для виконання роботи.

3. Вмикання напруги на робочому місці проводиться тільки з дозволу викладача.

4. Студенти, які не виконали лабораторні роботи згідно з графіком, можуть ліквідувати заборгованість тільки за додатковим графіком, єдиним для всіх студентів.

5. Звіт із лабораторної роботи оформлюється кожним студентом самостійно і включає:

а) титульний аркуш з назвою дисципліни, назвою та номером лабораторної роботи, прізвищем студента, номером навчальної групи та датою виконання роботи;

б) мету роботи;

в) основні теоретичні положення (визначення явищ, параметрів, теоретичні формули, типові характеристики);

г) завдання до лабораторної роботи;

д) відомості про об'єкти дослідження (хімічна формула, марка матеріалу, геометричні розміри, конструкція елемента, тощо);

е) методику проведення дослідження (включаючи схему вимірювань, блок-схеми, типи приладів, розрахункові співвідношення);

є) таблиці даних, з усіма результатами вимірів та розрахунків;

ж) графічний матеріал, виконаний вручну на міліметровці (або з дозволу викладача за допомогою електронних засобів), згідно з

вимогами до графічного матеріалу НДР;

з) висновки по роботі (повинні містити у собі інформацію про виконання пунктів завдання, перелік отриманих результат та їх аналіз).

Звіт з лабораторної роботи по п. а; б; в, повинен бути підготовлено і представлено викладачу перед початком відповідної лабораторної роботи.

6. Лабораторна робота вважається виконаною студентом лише в тому разі, якщо він провів дослідження, підготував повний звіт по роботі та захистив його.

7. Захист кожної лабораторної роботи провадитися на наступному після її виконання занятті. Студенти, які мають більше ніж дві заборгованості із захисту робіт, до виконання наступних робіт не допускаються.

Лабораторна робота №1

Методи визначення енергії активації носіїв заряду напівпровідників.

Мета роботи: дослідження температурної залежності електропровідності напівпровідників, спектральної характеристики фотопровідності та визначення енергії активації носіїв заряду.

Теоретична частина

Питання електропровідності та фотопровідності власних та домішкових напівпровідників в загальних рисах вже були розглянуті в рамках дисципліни «Матеріали РЕА». Згадаємо основні положення стосовно цих питань, щоб краще зрозуміти методики визначення енергій активації носіїв заряду у власному та домішковому напівпровіднику.

Для всіх напівпровідників характерним є наявність забороненої енергетичної зони, яка відділяє валентну зону від зони провідності. Саме ширина забороненої зони напівпровідника і визначає енергію активації власних носіїв заряду. Прийнято вважати, що ширина забороненої зони ΔE не перевищує 3 еВ. Вільні електрони в зоні провідності власного напівпровідника можуть з'являтися тільки внаслідок переходу електронів з валентної зони для чого вони повинні отримати енергію, достатню, щоб розірвати зв'язок з відповідним атомом (тобто подолати заборонену зону). Незаповнений валентний зв'язок, який виникає при цьому, проявляє себе, як позитивний заряд, що чисельно дорівнює заряду електрона і який прийнято називати «діркою провідності».

Наявність у напівпровідникових матеріалах легуючих домішок призводить до того, що у забороненій зоні з'являються дозволені енергетичні рівні (E_d – рівень залягання донорного домішку, розташований вище середини забороненої зони; E_a – рівень залягання

акцепторного домішку, розташований нижче середини забороненої зони), які суттєво впливають на електропровідність напівпровідників, адже в цьому випадку незначна глибина залягання домішок, яка визначає енергію активації носіїв заряду призводить до значного зростання основних носіїв заряду навіть при низьких температурах (рис. 1-1).

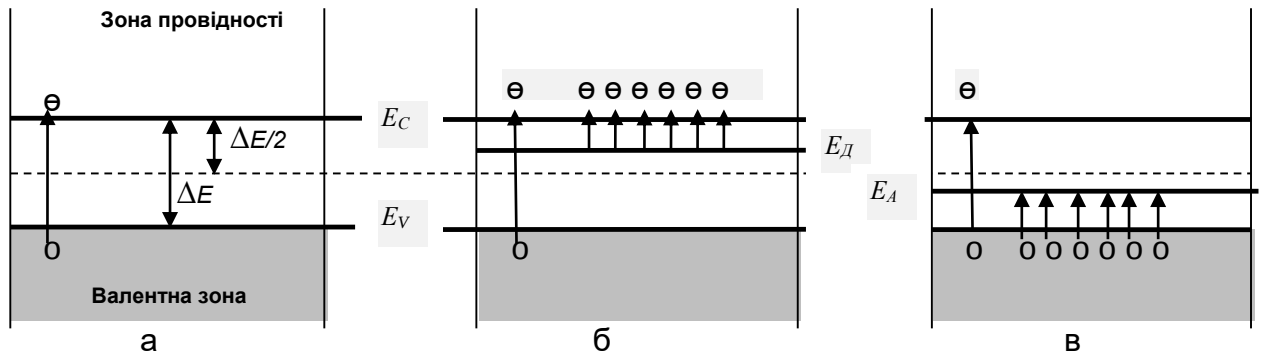


Рис.1-1. Зонні діаграми

власного (а) та домішкових напівпровідників (б, в)

(б - донорний домішок, E_D - глибина залягання домішку; в- акцепторний домішок, E_A - глибина залягання домішку ; E_C – «дно» зони провідності, E_V – верхня межа валентної зони)

Таким чином, у власному напівпровіднику одночасно виникають два типи носіїв заряду (електрон провідності та дірка провідності) з однаковою концентрацією:

$$n_i = p_i = N_c \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (1.1)$$

n_i – концентрація електронів у зоні провідності власного напівпровідника[1/м³];

p_i – концентрація дірок провідності у валентній зоні власного напівпровідника[1/м³];

ΔE – ширина забороненої зони (енергія активації власних носіїв заряду) [eV];

N_c – параметр який називають «концентрація енергетичних рівнів електронів у зоні провідності приведена до дна зони»;

k – константа Больцмана ($k = 1,38 \times 10^{-23} \frac{\text{Дж}}{\text{К}} = 8,63 \times 10^{-5} \frac{\text{eB}}{\text{К}}$).

Оскільки питома електропровідність у загальному випадку

визначається як $\sigma = \sum_{i=1}^k q_i n_i u_i$, то для власного напівпровідника її температурну залежність можна представити наступним чином:

$$\sigma_i(T) = n_i(T) e [u_n(T) + u_p(T)] \quad (1.2)$$

де u_n та u_p – рухливість відповідно електронів та дірок $\left(\left[\frac{\text{м}^2}{\text{Вс}} \right] \right)$
 e – заряд електрону.

Рухливість носіїв заряду у власному напівпровіднику визначається їх розсіюванням на теплових коливаннях вузлів кристалічної ґратки (фононне розсіювання) і у цьому випадку $u \sim (T)^{-\frac{3}{2}}$. Оскільки концентрація носіїв заряду має значно сильнішу залежність від температури ніж рухливість, то практично для власного напівпровідника температурну залежність електропровідності можна представити у вигляді:

$$\sigma_i = \sigma_0 \exp\left(-\frac{\Delta E}{2kT}\right) \quad (1.3)$$

σ_0 – постійна для даного напівпровідника величина.

Таким чином, температурна залежність питомої електропровідності власного напівпровідника в координатах $\ln \sigma$ (або $\lg \sigma$) від $(1/T)$ має вигляд представлений на рис. 1-2.

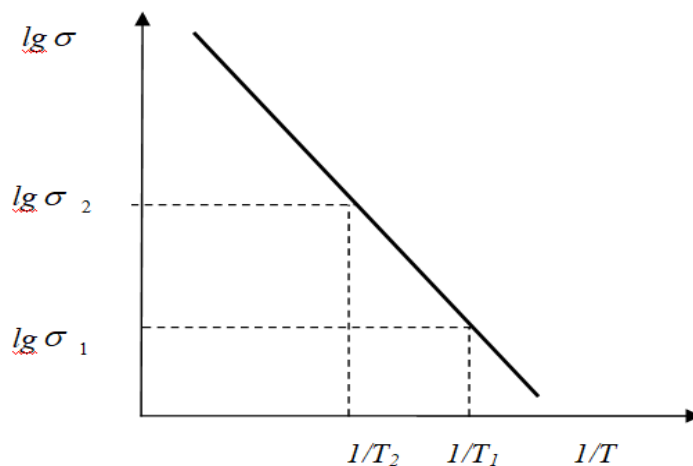


Рис.1-2. Температурна залежність питомої електропровідності власного напівпровідника.

Якщо прологорифмувати вираз (1.3) та записати його для двох різних температур (наприклад, T_1 та T_2):

$$\ln(\sigma_1) = \ln(\sigma_{oi}) - \frac{\Delta E}{2 \cdot k \cdot T_1}$$

$$\ln(\sigma_2) = \ln(\sigma_{oi}) - \frac{\Delta E}{2 \cdot k \cdot T_2}$$

то можна отримати вираз для визначення ширини забороненої зони власного напівпровідника:

$$\Delta E = \frac{2 \cdot k \cdot \ln\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)} \quad (1.4)$$

або, перейшовши за для зручності від натурального логарифму до десятинного, отримаємо:

$$\Delta E = \frac{4,6 \cdot k \cdot \lg\left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1}\right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}\right)} \quad (1.5)$$

Таким чином, дослідивши температурну залежність електропровідності власного напівпровідника, можна за допомогою виразу (1.5) визначити енергію активації власних носіїв заряду.

Загальний вираз для питомої електропровідності домішкового напівпровідника, як відомо, має вигляд:

$$\sigma_{\text{дом}} = e(nu_n + pu_p) \quad (1.6)$$

де u_n , u_p - рухливості електронів та дірок відповідно; n - концентрація електронів, p - концентрація дірок.

З урахуванням того, що концентрація основних носіїв заряду значно переважає концентрацію неосновних, для електронного напівпровідника практично маємо:

$$\sigma_{el} = en_n u_n, \quad (1.7)$$

а для діркового: $\sigma_{\text{дip}} = ep_p u_p,$

де n_n – концентрація електронів в електронному напівпровіднику; p_p – концентрація дірок в дірковому напівпровіднику.

Надалі, для прикладу, будемо розглядати лише варіант електронного напівпровідника.

При «низьких температурах» (коли перехід електронів з валентної зони до зони провідності відсутній) концентрація основних носіїв заряду у домішковому напівпровіднику обумовлена лише іонізацією домішок, і може бути записана у вигляді:

$$n_n = (N_D N_C)^{\frac{1}{2}} \exp\left(-\frac{E_D}{2kT}\right)$$

при донорному домішку,

де N_D – концентрація донорних домішок; E_D – рівень залягання домішок, тобто енергія активації носіїв заряду.

Враховуючи, що рухливість носіїв заряду та N_C є лише ступеневими функціями температури (які значно слабші за експоненційну), температурна залежність електропровідності домішкового напівпровідника в цьому діапазоні температур, відповідно до (1.7), буде визначатися експонентою:

$$\sigma_{el} = \sigma_{0n} \exp\left(-\frac{E_D}{2kT}\right) \quad (1.8)$$

При «середніх температурах» (коли домішок повністю іонізовано, а переходи електронів з валентної зони до зони провідності ще відсутні) концентрація основних носіїв дорівнює концентрації домішок і не залежить від температури ($n_n = N_D$). В цьому випадку електропровідність буде зменшуватись через зростання фононного розсіювання носіїв заряду і відповідного зменшення їх рухливості, $\mu \sim (T)^{-\frac{3}{2}}$.

При «високих температурах» (коли електрони переходять з валентної зони до зони провідності) концентрація носіїв заряду у

домішковому напівпровіднику дорівнює концентрації власних носіїв і температурна залежність електропровідності в цьому випадку вже була нами розглянута вище (вираз 1.3).

Таким чином, загальний характер температурної залежності електропровідності домішкового напівпровідника має вигляд представлений на рис.1-3. Енергія активації домішку («глибина залягання») $E_{ак}$ може бути визначена по температурній залежності σ в області домішкової електропровідності, аналогічно тому, як визначалась ширина забороненої зони напівпровідника.

$$E_{д} = \frac{4,6 k \lg \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)}{\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2}} \quad (1.9)$$

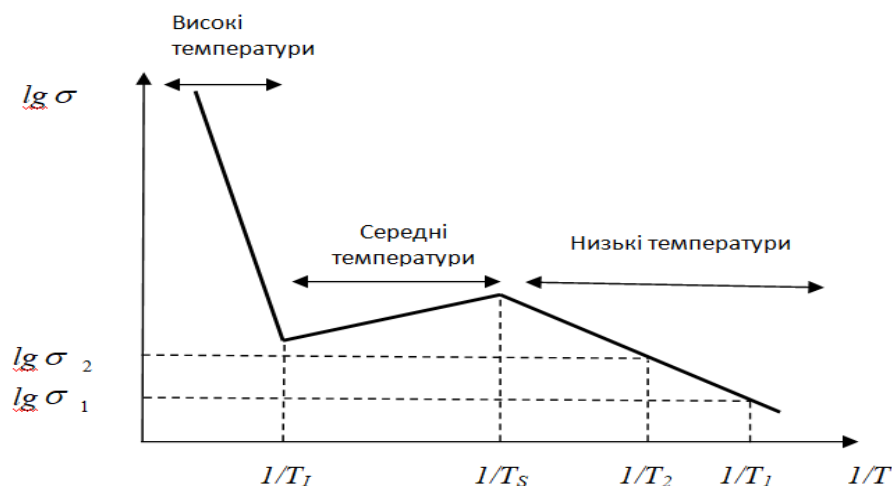


Рис.1-3. Якісний характер температурної залежності питомої електропровідності домішкового напівпровідника

Слід відзначити, що практично для всіх домішкових напівпровідників діапазон «низьких температур» лежить нижче (-100°C), що суттєво утруднює в умовах учбової лабораторії вимірювання домішкової електропровідності напівпровідників для цього температурного діапазону.

Енергія, яка необхідна для виникнення вільних носіїв заряду, може бути отримана не тільки за рахунок теплового збудження, а і за рахунок світлового опромінення напівпровідника, що призводить до так

званого фоторезистивного ефекту (явище фотопровідності).

Таким чином, електропровідність напівпровідника, у якому під впливом світлового опромінення виникають надлишкові носії заряду (Δn та Δp), можна записати у загальному вигляді як

$$\sigma = e(n_0 + \Delta n)u_n + e(p_0 + \Delta p)u_p, \quad (1.10)$$

де n_0 та p_0 концентрації рівноважних (тобто зумовлених тепловою генерацією) носіїв заряду, а u_n та u_p відповідно рухливість електронів та дірок провідності.

Розділивши окремо електропровідність за рахунок рівноважних носіїв заряду та за рахунок надлишкових (нерівноважних) отримаємо:

$$\sigma = e(n_0 u_n + p_0 u_p) + e(\Delta n u_n + \Delta p u_p) = \sigma_m + \sigma_{\phi} \quad (1.11)$$

де σ_m - так звана «темнова» електропровідність напівпровідника,

σ_{ϕ} - фотопровідність напівпровідника.

У зв'язку з тим, що виникнення надлишкових носіїв заряду відбувається за рахунок енергії світлового опромінення, то це розглядається як поглинання світла напівпровідником. Для характеристики цього явища вводять параметр - коефіцієнт поглинання світла напівпровідником α . Якщо не враховувати опромінення відбитого поверхнею напівпровідника, то інтенсивність світлового опромінення, яке проходить крізь напівпровідник товщиною x визначається за формулою:

$$I(x) = I_0 \exp(-\alpha x) \quad (1.12)$$

де I_0 - інтенсивність опромінення, що падає на напівпровідник, α - коефіцієнт поглинання світла, фізичний зміст якого полягає в тому, що величина $\frac{1}{\alpha}$ дорівнює товщині напівпровідника, на якій інтенсивність світла ослаблюється у e разів (рис.1-4).

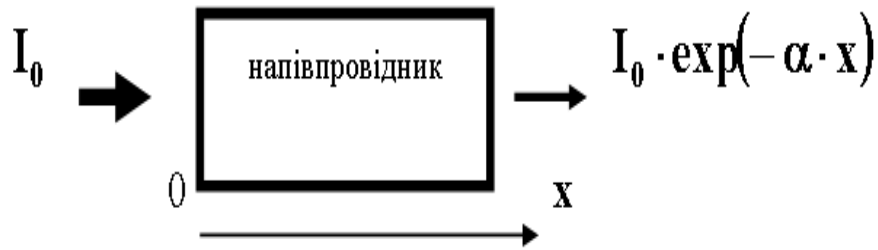


Рис.1-4. Коефіцієнт поглинання світла напівпровідником (α).

Виникнення надлишкових носіїв заряду за рахунок світлового опромінення може відбуватися лише в тому разі, коли енергія опромінення достатня для того, щоб перевести електрони з валентної зони до зони провідності, або іонізувати атоми домішок (тобто, коли ця енергія відповідає енергії «активації» домішкових носіїв заряду). Оскільки енергія опромінення, як відомо, залежить від частоти опромінення і відповідно від довжини хвилі, то і коефіцієнт поглинання світла напівпровідником повинен залежати від довжини хвилі опромінення (λ). Ця залежність називається спектром поглинання і має вигляд представлений на рис.1-5.

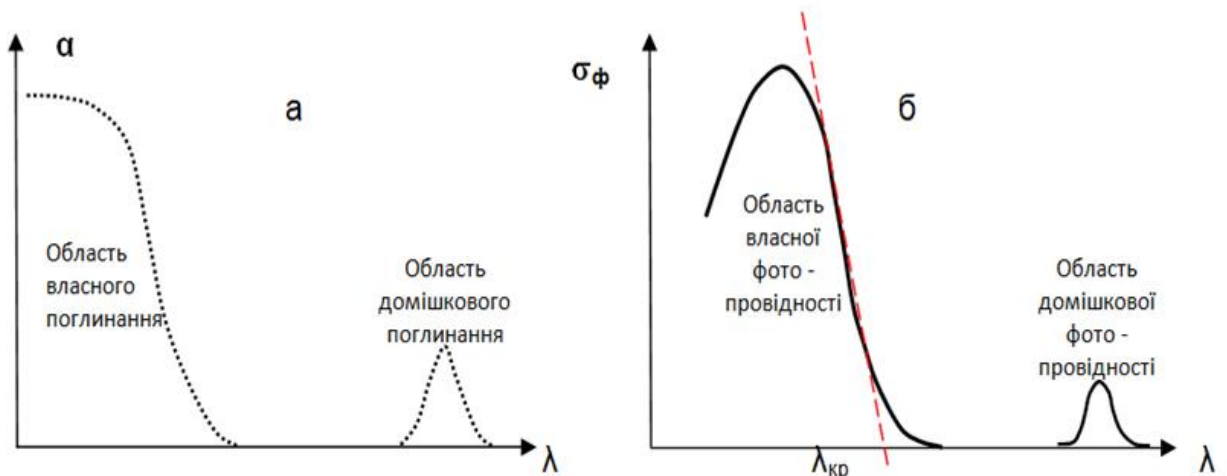


Рис. 1-5. Спектральні характеристики коефіцієнта поглинання (α) та фотопровідності напівпровідника ($\sigma_{\text{ф}}$).

Якщо електрони переходять з валентної зони до зони

провідності, то має місце власна фотопровідність, яка утворюється носіями обох знаків (біполярна світлова генерація носіїв заряду). Апроксимація залежності фотопровідності власного напівпровідника від довжини хвилі світлового опромінення (пряма на рис.1-5б) дозволяє визначити критичну довжину хвилі $\lambda_{кр}$ і відповідно обчислити енергію активації власних носіїв заряду (тобто ширину забороненої зони ΔE):

$$\Delta E = \frac{1,23}{\lambda_{кр}} \quad (1.13)$$

де 1,23 - коефіцієнт, який враховує значення констант (постійної Планка і швидкості світла), та враховує перехід до зручної розмірності (ΔE - [eV], $\lambda_{кр}$ - [мкм]).

Зменшення фотопровідності напівпровідників в діапазони малих значень λ пояснюється тим, що таке світлове опромінення практично поглинається лише тонким поверхневим шаром напівпровідника. Тривалість життя електронно-діркових пар, які в ньому утворюються, дуже мала внаслідок ефективної поверхневої рекомбінації. Практично всі ці електронно-діркові пари рекомбінують, не встигаючи взяти участь у перенесенні струму.

Для домішкових напівпровідників характерна наявність в забороненій зоні локальних домішкових рівнів (донорного для електронних напівпровідників, та акцепторного для діркового). Світлове опромінення може призвести до переходів між цими рівнями і відповідними дозволеними зонами (перехід електрона з донорного рівня у зону провідності, або перехід валентного електрона на акцепторний рівень і відповідне виникнення дірки провідності). В цьому випадку при відповідній енергії світлового опромінення виникає так звана «моно полярна світлова генерація носіїв заряду» і в спектрі фотопровідності з'являється область домішкової електропровідності (рис.1-5). Однак слід відзначити, що домішкове поглинання світла може спостерігатися тільки при дуже низьких температурах (порядку 10°K, коли більшість

атомів домішок не іонізована тепловим рухом) і знаходиться в далекій інфрачервоній частині спектру, що практично унеможливляє проведення таких досліджень в навчальній лабораторії. Енергію активації домішки $E_{\text{дом}}$ в цьому випадку можна було б визначити з виразу аналогічного (1.13) , а саме $E_{\text{дом}} = \frac{1,23}{\lambda_{\text{дом}}}$. Для прикладу, для більшості домішок у германії та кремнії $\lambda_{\text{дом}}$ становить $\approx 20 - 100\text{мкм}$.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Залежно від конкретних напівпровідникових матеріалів, які є об'єктами лабораторного дослідження, можуть використовуватись різні методики та обладнання. Інформація, що необхідна для проведення дослідження лабораторних зразків, видається викладачем кожній студентській бригаді окремо. При використанні автоматичного виміру температурної залежності опору напівпровідника може використовуватись спрощена вимірювальна схема (Рис.1-6).

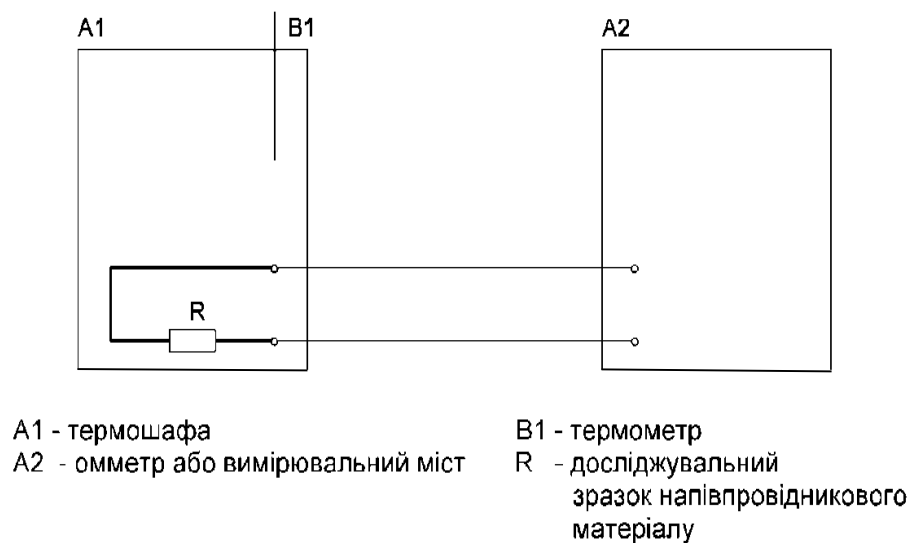
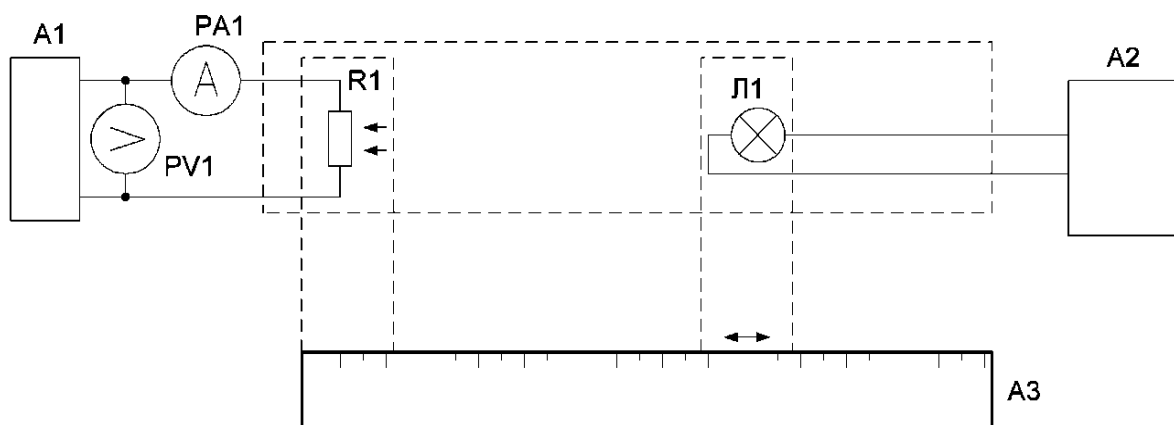


Рис.1-6. Схема вимірювань

Результати вимірювання та розрахунків доцільно зводити до однієї таблиці, приклад якої наведено нижче.

$^{\circ}\text{C}$	$T^{\circ}\text{K}$	R_1	σ_1	$\lg \sigma_1$	R_2	σ_2	$\lg \sigma_2$	R_3	σ_3	$\lg \sigma_3$
20										
21										
...										

Блок схема вимірювального обладнання при дослідженні спектральної характеристики фотопровідності напівпровідників наведена на Рис.1-7. При цьому використовується джерело світла (Л1) зі змінною довжиною хвилі опромінення (монохроматор), або окремі джерела опромінення з різною довжиною хвиль (довжина хвиль надається викладачем).



A1, A2 - блок живлення постійного струму
 A3 - оптична станина
 PA1 - амперметр
 PV1 - вольтметр
 R - фоторезистор
 Л1 - досліджувальний

Рис.1-7. Схема вимірювань

Результати вимірювання та розрахунків доцільно зводити до однієї Таблиці, приклад якої наведено нижче.

λ , мкм	U_1 , В	$I_{\phi 1}$, мкА	$R_{\phi 1}$, Ом	$Y_{\phi 1}$, Ом ⁻¹	U_2 , В	$I_{\phi 2}$, мкА	$R_{\phi 2}$, Ом	$Y_{\phi 2}$, Ом ⁻¹
...								

Завдання

1. Ознайомитися зі зразками напівпровідникових матеріалів.
2. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методиками дослідження.
3. Виміряти залежність електричного опору напівпровідникових матеріалів від температури.
4. На основі виміряних значень опору напівпровідникових зразків та їх геометричних розмірів (надаються викладачем) розрахувати питому електропровідність для всіх значень температури.

5. Обчислити та побудувати залежність $\lg \sigma \left(\frac{1}{T} \right)$ для всіх зразків.

6. Визначити енергію активації носіїв заряду для кожного зразка за

формулою
$$\Delta E = \frac{4,6 \cdot k \cdot \lg \left(\frac{\sigma_2}{\sigma_1} \right)}{\left(\frac{1}{T_1} - \frac{1}{T_2} \right)}.$$

7. Зняти спектральну характеристику фотоструму зразків від довжини хвилі опромінення.

8. Розрахувати та побудувати залежність фотопровідності зразків від довжини хвилі опромінення. Визначити енергію активації носіїв заряду.

9. Зробити висновки по роботі.

10. Відповіді на контрольні питання.

Література:

[1] с. 113-117; 227-234; [2] с. 103—116; 126-131.; [3] с. 36-44; [4] с. 214-224.

Додаткова інформація

а) Основні параметри деяких напівпровідникових матеріалів (300°K)

Напівпровідник		Густи- на, г/см ³	Темпера- тура плавлення, °C	Ширина заборон. зони, еВ	Рухливість, см ² /Вс	
					Елек- тронів	дірок
Ge		5,32	936	0,72	3900	1900
Si		2,33	1414	1,12	1450	500
A^{II}B^{VI}	ZnS	4.1	1780	3.74	140	5
	ZnSe	5.42	1520	2.73	260	15
	ZnTe	6,34	1239	2.23	530	30
	CdS	4.82	1750	2.53	350	110
	CdSe	5.81	1264	1.85	720	75
	CdTe	5.86	1041	1.51	1200	60
A^{IV}B^{VI}	PbS	7,61	1114	0,39	600	700
	PbSe	8,15	1076	0,27	1200	1000
	PbTe	8,16	917	0,32	1800	900
A^{III}B^V	AlP	2,37	2000	2,45	80	30
	GaP	4,07	1467	2,26	190	120
	InP	4,78	1070	1,35	4600	150
	AlAs	3,6	1770	2,16	280	-
	GaAs	5,32	1238	1,43	9500	450
	InAs	5,67	942	0,36	33000	460
	AlSb	4,28	1060	1,58	200	550
	GaSb	5,65	710	0,73	4000	1400
	InSb	5,78	525	0,18	78000	750

б) Контрольні питання.

1. Дайте визначення поняттю «дірка провідності».
2. Яка причина наявності вільних носіїв заряду у власному напівпровіднику?
3. Який характер має температурна залежність концентрації власних носіїв заряду у напівпровіднику?
4. Які механізми розсіювання носіїв заряду характерні для напівпровідників?
5. Що таке рухливість носіїв заряду у напівпровіднику і як вона залежить від температури?
6. Який характер має температурна залежність електропровідності власного напівпровідника?
7. Як можна визначити ширину забороненої зони власного напівпровідника?
8. Намалюйте температурну залежність електропровідності домішкового напівпровідника в координатах $\lg \sigma$ від $1/T$.
9. З чим пов'язане зменшення електропровідності домішкового напівпровідника від температури при умові повної іонізації домішки?
10. Як пов'язані між собою концентрації основних та неосновних носіїв заряду у домішковому напівпровіднику?
11. Як можна визначити глибину залягання акцепторного домішку в дірковому напівпровіднику?
12. Що таке фотопровідність напівпровідників?
13. Дайте визначення поняттю «рівноважні» та «не рівноважні» носії заряду.
14. Який характер має спектральна характеристика фотопровідності напівпровідника?
15. Що таке гранична довжина хвилі фотопровідності, як вона визначається?

16. Як можна визначити ширину забороненої зони власного напівпровідника за допомогою спектральної характеристики його електропровідності?

Лабораторна робота №2
Гальваномагнітні явища у напівпровідникових матеріалах.
Ефект Холла.

Мета роботи: Вивчення гальваномагнітних явищ у напівпровідниках. Дослідження ефекту Холла у напівпровідникових матеріалах.

Теоретична частина

Напівпровідник, згідно визначення, речовина, електропровідність якої суттєво залежить від зовнішніх впливів. Це стосується не тільки впливів температури та світлового опромінення (лабораторна робота №1), але і впливу магнітного поля. Зміна електричних властивостей напівпровідника у магнітному полі зумовлена дією на рухомі електричні заряди так званої сили Лоренца. Величина сили Лоренца, яка діє на носії заряду, що рухаються з швидкістю U спрямованою під кутом φ до напрямку магнітного поля з індукцією B становить:

$$F_{\text{л}} = e \nu B \sin \varphi \quad (2.1)$$

де e – заряд електрона.

Найбільше значення $F_{\text{л}}$ досягає при умові, що магнітне поле перпендикулярне до напрямку руху частинки (саме таку ситуацію ми і будемо в подальшому розглядати). Напрямок сили Лоренца визначається, як відомо, за правилом «лівої руки».

У напівпровіднику, по якому протікає електричний струм, в результаті дії магнітного поля виникає ряд явищ, які носять загальну назву - «гальваномагнітні». Перш за все, вони полягають у зменшенні електропровідності та теплопровідності напівпровідника. Крім того, у напрямку перпендикулярному до магнітного поля і струму, виникає різниця електричних потенціалів та температур.

Вплив магнітного поля на поведінку носіїв заряду і відповідно електропровідність напівпровідників найбільш чітко простежується при дослідженні ефекту Холла.

Згідно визначення, ефект Холла це «виникнення поперечного електричного поля при протіканні електричного струму крізь напівпровідник, що знаходиться у магнітному полі». Розглянемо цю ситуацію дещо детальніше, вважаючи, що, наприклад, електронний напівпровідник (домішковий напівпровідник n – типу) знаходиться у магнітному полі індукцією B направленому перпендикулярно напрямку електричного струму (рис.2-1). Тоді сила Лоренца (згідно 2.1) буде дорівнювати:

$$F_{\text{л}} = e v B \quad (2.2)$$

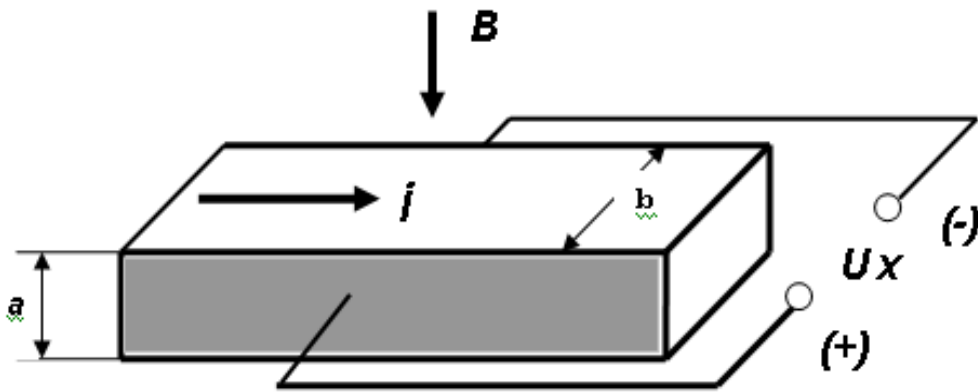


Рис.2-1. Схематичне представлення виникнення ефекту Холла у електронному напівпровіднику.

Сила Лоренца, яка діє на носії заряду, що рухаються під дією зовнішнього електричного поля E , буде відхиляти їх до дальньої бокової грані (що відповідає напрямку дії сили Лоренца, - «правило лівої руки»). Це призведе до їх накопичення біля цієї грані. Оскільки ми розглядаємо електронний напівпровідник, де концентрація електронів («основних» носіїв заряду) на багато порядків переважає концентрацію дірок («неосновних» носіїв заряду), то дальня бокова грань буде мати від’ємний негативний потенціал по відношенню до передньої бокової грані.

Різниця потенціалів між боковими гранями і становить напругу

Холла, знак якої буде визначатися, як напрямком струму у напівпровіднику, так і напрямком магнітного поля (які визначають напрям дії сили Лоренца). Крім того, цей знак безумовно буде визначатися також типом «основних» носіїв заряду домішкового напівпровідника.

Величину напруги Холла (U_x) можна визначити з наступних міркувань. В стані рівноваги сила Лоренца буде врівноважена силою електричного поля Холла (E_x).

Тобто маємо:

$$F_L = e\nu B = F_x = eE_x,$$

звідки отримаємо:

$$E_x = \nu B,$$

або перейшовши від напруженості поля Холла (E_x) до напруги Холла, отримаємо:

$$U_x = \nu Bb \quad (2.3)$$

Загальний вираз для густини струму через середню швидкість направлено руху носіїв заряду, як відомо, має вигляд:

$$J = en\nu,$$

звідки:

$$\nu = \frac{J}{en}.$$

Підставивши цей вираз для швидкості в (2.3) отримаємо:

$$U_x = \frac{b \cdot J \cdot B}{e \cdot n}$$

або, розписавши густину струму, як струм поділений на площу перерізу ($a \cdot b$), маємо:

$$U_x = \frac{1}{e \cdot n} \cdot \frac{I \cdot B}{a} \quad (2.4)$$

Величину $\frac{1}{en}$ позначають, як R_x і називають константа Холла.

Таким чином, знаючи константу Холла ($R_x = \frac{1}{en}$) та електропровідність домішкового напівпровідника ($\sigma = enu$), можна визначити рухливість основних носіїв заряду: $u = R_x \cdot \sigma$.

Якщо на електрон, що рухається у напівпровіднику, одночасно діє сила зовнішнього електричного поля ($eE_{зov}$) та сила Лоренца ($e\nu B$), то напрям руху електрона буде визначатися напрямом дії сумарної сили, тобто буде відхилятися на деякий кут θ від напрямку дії зовнішнього поля (рис.2-2). Цей кут називають кутом Холла.

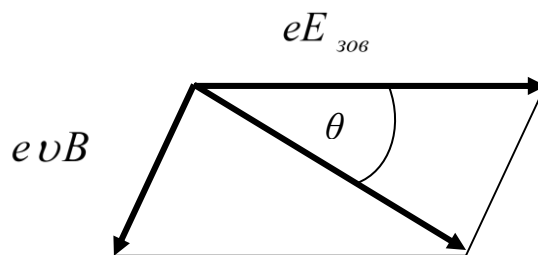


Рис.2-2. Кут Холла

Неважко пересвідчитись, що $\operatorname{tg} \theta = \frac{e\nu B}{eE_{зov}} = uB$.

Якщо концентрація електронів та дірок провідності у напівпровіднику близькі одна до одної, то константа Холла визначається наступним виразом:

$$R_x = \frac{A}{e} \cdot \frac{n \cdot u_n^2 - p \cdot u_p^2}{(n \cdot u_n + p \cdot u_p)^2} \quad (2.5)$$

- де A величина, що залежить від механізму розсіювання носіїв заряду і її значення лежать в межах (0,99 – 1,93). В межах навчального процесу, як правило, прийнято вважати, що $A=1$.

Виходячи з останнього виразу, впливає, що у власному напівпровідникові ($n = p$) ефект Холла має місце лише за рахунок різниці у рухливості електронів та дірок:

$$R_x = \frac{A}{en} \cdot \frac{(u_n - u_p)}{(u_n + u_p)} \quad (2.6)$$

Датчики Холла знайшли широке використання як елементи автоматики, радіоелектроніки та вимірювальної техніки. Вони являють собою тонку здебільшого прямокутну пластину (площею – декілька мм²) або плівку напівпровідника (Si, Ge, InSb, InAs), на якій розташовано чотири електроди, два для задачі струму і два для знімання напруги Холла. Мінімальна товщина шару напівпровідника забезпечує максимальне значення напруги Холла (див. вираз 2.4) За допомогою таких датчиків проводять виміри магнітних полів, а також будь які фізичні величини пов'язані з магнітним полем, наприклад, сила струму, лінійні та кутові переміщення і таке інше...

Дія магнітного поля на напівпровідник, по якому протікає електричний струм, призводить до виникнення ще ряду гальваномагнітних ефектів, які практично супроводжують ефект Холла. Мова йде про магніторезистивний ефект, поперечний, та повздовжній термогальваномагнітні ефекти.

Магніторезистивний ефект полягає в тому, що відхилення напрямку руху носія зарядів від напрямку дії зовнішнього електричного поля (кут Холла) викликає зменшення його ефективної рухливості в напрямку зовнішнього поля і відповідно зменшення питомої електропровідності, тобто збільшення питомого опору.

Сила Лоренца, як було відмічено вище (2.2), визначається швидкістю руху електронів провідності, при цьому не враховувався статистичний розподіл електронів по енергії і відповідно по швидкості.

Таким чином, сила поля Холла врівноважує силу Лоренца лише для носіїв заряду, що рухаються з деякою середньою швидкістю.

Вочевидь, що електрони які, рухаються зі швидкістю більшою за середню, будуть відхилятися в напрямку дії сили Лоренца, а більш «повільні», ті, що рухаються з швидкістю менше середньої, в протилежному напрямку. Вирівнюючи свою енергію з енергією кристалічної ґратки «швидкі» електрони будуть віддавати їй частину своєї енергії, завдяки чому відповідна грань буде нагріватися. «Повільні» ж електрони будуть відбирати енергію від кристалічної ґратки у зв'язку з чим протилежна грань буде охолоджуватись.

Виникнення у зразку напівпровідника різниці температур у напрямку перпендикулярному до напрямку магнітного поля та напрямку електричного струму і називають «поперечним термогальваномагнітним ефектом».

Розподіл електронів по енергіям призводить і до так званого «повздовжнього термогальваномагнітного ефекту». Він виникає за рахунок того, що хоча всі електрони, швидкість яких більша за середню, і будуть відхилятися силою Лоренца в один бік, але рухатимуться по різних траєкторіях, в залежності від енергетичного розподілу. Це призведе до того, що більш швидкі електрони будуть більше нагрівати напівпровідник з одного кінця, ніж більш повільні з другого кінця. Це і викличе різницю температур вздовж зразка напівпровідника. Тобто повздовжній термогальваномагнітний ефект.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Лабораторна установка по дослідженню гальваномагнітних ефектів, зокрема ефекту Холла, умовно зображена на рис.2-3. До складу лабораторної установки входять:

1. Блок управління та вимірювання – містить вмикач, ЖКІ, ручку регулювання сили струму ⊗.
2. Плата зонд – містить датчик Холла для вимірювання магнітної індукції у вигляді мікросхеми SS95A та досліджуваний зразок напівпровідника.
3. Шлейф, що з'єднує плату зонд і блок управління та вимірювання.
4. Лабораторний електромагніт.
5. Джерело живлення блоку управління та вимірювання.
6. Джерело живлення електромагніту.

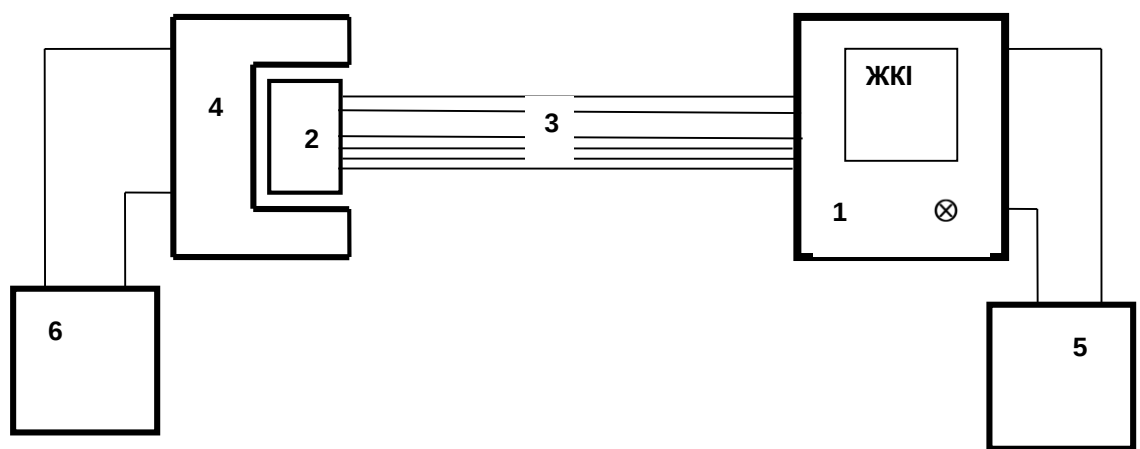


Рис.2-3. Схема лабораторної установки для дослідження ефекту Холла

Діапазони допустимих значень:

- Струм через досліджуваний зразок : $I = 0 \div 15 \text{ мА}$.
- Напруга Хола на досліджуваному зразку : $U = -500 \div 500 \text{ мВ}$.
- Індукція магнітного поля через досліджуваний зразок: $B = -700 \div 700 \text{ мкТл } (-70 \div 70 \text{ Гс})$.

Значення, що виводяться на дисплей лабораторної установки:

- B – [мкТл] – індукція магнітного поля, через досліджуваний зразок.
- I – [мА] – величина струму через досліджуваний зразок.
- U_x – [мВ] – величина напруги Хола в досліджуваному зразку.

Порядок проведення вимірів:

- 1)Перевести вмикач блоку управління та вимірювання в верхнє положення (Ввімкнено).
- 2)Дочекатися появи на екрані значення вимірювальних величин.
- 3)За допомогою джерела живлення електромагніту встановлюється необхідний напрям (+В чи –В) та значення індукції магнітного поля (прийнятні значення індукції магнітного поля можна забезпечити, змінюючи напругу джерела живлення електромагніту від 0,1 до 0,9 В).
- 4)За допомогою регулятора сили струму встановлюється необхідне значення струму через зразок напівпровідника (значення струму задаються викладачем).
- 5)Записати значення напруги Холла на зразку через 3 секунди після встановлення ручок у відповідні положення.
- 6)Для вимірювання електричного опору напівпровідника в залежності від індукції магнітного поля (тобто для дослідження магніторезистивного ефекту) напівпровідниковий зразок розміщується між полюсами того ж електромагніту, а його опір вимірюється стандартним лабораторним обладнанням, наприклад Омметром Щ-64, або універсальним вольтметром (необхідні значення магнітної індукції та напрямку магнітного поля встановлюються відповідно до п.3).

Завдання

1. Ознайомитися зі зразками напівпровідникових матеріалів.
2. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методиками дослідження.
3. Зняти залежність напруги Холла від величини та напрямку магнітного поля при трьох заданих викладачем величинах струму.

4. Зняти залежність напруги Холла від величини струму, що протікає крізь напівпровідник при чотирьох заданих викладачем величинах індукції магнітного поля (по дві для кожного напрямку магнітного поля).

5. Побудувати графіки залежностей отриманих у п.3 та п.4.

6. Зняти залежність електричного опору напівпровідника від величини магнітного поля (конкретні значення надаються викладачем) та побудувати графік залежності опору напівпровідника від величини індукції магнітного поля.

7. Зробити висновки по роботі.

8. Відповісти на контрольні питання.

Література:

[1] с. 133 – 147; [2] с. 136 – 141.; [4] с. 238 – 242.

Додаткова інформація

а) Основні параметри деяких напівпровідникових матеріалів, які використовуються для датчиків Холла.

Матеріал	Температура плавлення, °C	Ширина забороненої зони, eV	Питомий опір $\rho \times 10^2$, Ом м	Константа Холла $R \times 10^6$, мЗ/Кл	Рухливість основних носіїв, см ² /В с
InSb	536	0,18	0,01	-500	60000
InAs	943	0,35	0,25	-900	30000
Ge	936	0,72	17	-10 ⁵	3800
HgSe	690	0,3	0,002	-10	5000
HgTe	670	0,2	0,001	-30	10000

б) Питання для самоконтролю студентів

1. Чим зумовлено вплив магнітного поля на електричні властивості

напівпровідників?

2. В чому полягає правило «лівої руки»?

3. Дайте визначення поняттю «ефект Холла».

4. Від чого залежить знак напруги Холла?

5. Які параметри напівпровідника можуть бути визначені за допомогою ефекту Холла.

6. Що таке кут Холла і чим він визначається ?.

7. Чи має місце ефект Холла у власних напівпровідниках?

8. Чим обумовлений магніторезистивний ефект у напівпровідниках?

9. Які термогальваномагнітні ефекти Ви знаєте і чим вони зумовлені?

10. Які фізичні величини можливо визначити за рахунок ефекту Холла?

Лабораторна робота №3

Дослідження вольт-амперної характеристики контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.

Мета роботи: дослідити вольт-амперні характеристики (ВАХ) контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності, та порівняти її з теоретичними.

Теоретична частина

Розглянемо процеси, які відбуваються при контактуванні двох напівпровідників з різним типом електропровідності, тобто контакт діркового (p -типу) та електронного (n -типу) напівпровідників. При цьому слід мати на увазі, що такі контакти (або як їх називають p - n переходи) можуть бути утворені різними технологічними методами, при різній концентрації домішок у контактуючих напівпровідниках і навіть між напівпровідниками з різною шириною забороненої зони. В даному випадку ми розглянемо спрощену модель такого переходу, маючи на меті з'ясувати лише причину виникнення його випрямляючих властивостей та характер ВАХ.

Отже будемо вважати:

1. Концентрації домішок у p та n напівпровідниках однакові $N_A = N_D$ (такий перехід прийнято називати симетричним).

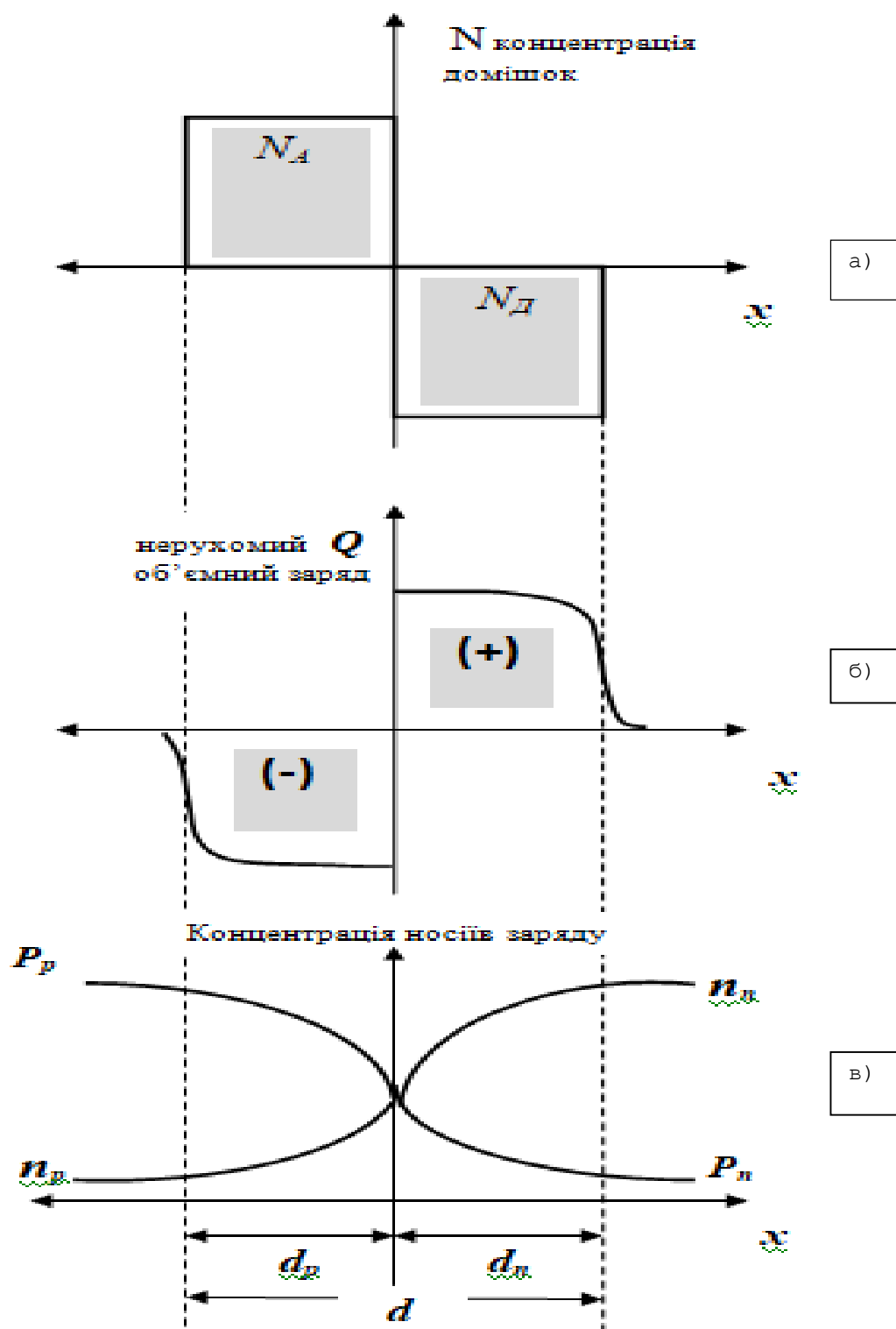
2. Напівпровідники знаходяться при температурі повної іонізації домішок, коли концентрація основних носіїв дорівнює концентрації домішок $p_p = N_A$, $n_n = N_D$.

3. Концентрація домішок при переході від одного типу напівпровідника до іншого змінюється стрибком (такий перехід прийнято називати різким, рис.3-1а).

Наявність градієнтів концентрації носіїв заряду вздовж $p - n$

переходу викличе дифузійний рух (і відповідно струм) дірок з p в n область та електронів з n в p область. Зустрічні потоки електронів та дірок призведуть до інтенсивних процесів рекомбінації біля контакту електронного та діркового напівпровідника і до появи поблизу контакту нерухомого об'ємного заряду іонізованих атомів домішок (від'ємного в p області та додатного в n області). Саме цю область нерухомого об'ємного заряду і називають «електронно – дірковим» або « $p - n$ » переходом. Виходячи з того, що в області нерухомого об'ємного заряду концентрація основних носіїв значно менша за їх концентрацію в p та n областях, $p - n$ перехід іноді визначають як шар напівпровідника, розташований по обидва боки від контакту електронного та діркового напівпровідника, який збіднений основними носіями заряду. Розподіл нерухомого об'ємного заряду, та концентрації носіїв заряду вздовж переходу приведено на рис. 3-1бв, де умовно позначена і «товщина» переходу (d).

Оскільки електрони та дірки є вільними носіями заряду, їх концентрація не може змінюватись стрибком від n_n до n_p і відповідно від p_p до p_n , як змінюється концентрація атомів домішки, ці зміни відбувається в деякій вузькій області (рис.3-1в).



Зміна концентрації атомів домішок (а), нерухомого об'ємного заряду(б) та концентрації носіїв заряду (в) вздовж електронно – діркового переходу.

Наявність розділених нерухомих об'ємних зарядів призводить до виникнення між ними контактної різниці потенціалів U_k , яка викликає

появу в області переходу потенційного бар'єру $\varphi_0 = eU_k$. На рис.3-2а наведена енергетична зонна діаграма електронно – діркового переходу в стані термодинамічної рівноваги, коли при відсутності зовнішнього електричного поля ($U_{зовн} = 0$) рівень Фермі буде мати одне й теж значення, як в **p** області так і **n** області.

Контактна різниця потенціалів U_k діє лише в межах **p - n** переходу. Тобто поза переходом на носії зарядів як в **p** області так і в **n** області ніяке електричне поле не діє і відповідно носії заряду за межами переходу перебувають у стані хаотичного теплового руху (звісно ж при відсутності зовнішньої електричної напруги).

З теорії Максвелла випливає, що кількість частинок, яка при хаотичному тепловому русі в одиницю часу стикається з довільною площиною **S** визначається виразом:

$$N_s = \frac{1}{4} \cdot N \cdot \langle V \rangle \cdot S, \quad (3.1)$$

де N – кількість частинок, яка приймає участь у хаотичному тепловому русі;

$\langle V \rangle$ - середня теплова швидкість частинок.

Розглянемо поведінку неосновних та основних носіїв заряду поза межами переходу, відповідно до одиничного об'єму напівпровідника.

Кількість неосновних носіїв заряду (електронів) в **p** області, які за рахунок теплового хаотичного руху будуть стикатись з площиною переходу і відповідно до напрямку U_k переноситись в **n** область, згідно до (3.1), можна записати як:

$$n_{n \rightarrow p} = \frac{1}{4} \cdot n_p \cdot \langle V \rangle \cdot S$$

Тобто виникне направлений потік неосновних носіїв заряду (електронів) з **p** області в **n** область, якому буде відповідати електронна складова густини струму, що дорівнюватиме:

$$j_{nS} = \frac{1}{4} \cdot n_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \quad (3.2)$$

Відповідним чином будуть вести себе і дірки що знаходяться в ***n*** області, де вони є неосновними носіями заряду. Тобто виникне діркова складова густини струму:

$$j_{pS} = \frac{1}{4} \cdot p_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \quad (3.3)$$

Густину струму зумовлену переходом неосновних носіїв заряду прийнято називати дрейфовою.

Для основних носіїв заряду, електронів, що за рахунок хаотичного теплового руху будуть стикатися з площиною ***S*** з боку ***n*** області, потенційний бар'єр φ_0 утворений контактною різницею потенціалів буде заважати їх переходу у ***p*** область. Подолати цей потенційний бар'єр зможуть лише електрони з достатньо великою тепловою енергією. Ймовірність подолання потенційного бар'єру φ_0 (згідно з Больцманом) пропорційна $\exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right)$.

Таким чином, густина електронної складової струму викликаного переходом основних носіїв заряду електронів з ***n*** області у ***p*** область, та аналогічно густина діркової складової струму викликаного переходом основних носіїв заряду дірок з ***p*** області у ***n*** область, може бути представлена у вигляді:

$$\begin{aligned} j_n &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \\ j_p &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3.4)$$

Густину струму зумовлену переходом основних носіїв заряду через перехід прийнято називати дифузійною.

При відсутності зовнішнього електричного поля ($U_{зовн} = 0$) ніякий струм крізь перехід не протікає і відповідно:

$$j_n = j_{ns}, \quad j_p = j_{ps} \quad (3.5)$$

Тобто, з урахуванням (3.2), (3.3), та (3.4) отримаємо:

$$\begin{aligned} \frac{1}{4} \cdot n_p \cdot \langle V \rangle \cdot e &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{k \cdot T}\right) \\ \frac{1}{4} \cdot p_n \cdot \langle V \rangle \cdot e &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0}{k \cdot T}\right) \end{aligned} \quad (3.6)$$

Виходячи з останніх рівнянь можна легко визначити висоту потенційного бар'єру електронно – діркового переходу:

$$\begin{aligned} \varphi_0 &= kT \ln\left(\frac{p_p}{p_n}\right) \\ \varphi_0 &= kT \ln\left(\frac{n_n}{n_p}\right) \end{aligned} \quad (3.7)$$

З урахуванням закону діючих мас, при температурі повної іонізації домішок

$$\varphi_0 = kT \ln\left(\frac{N_A N_D}{n_i^2}\right) \quad (3.8)$$

де n_i - концентрація носіїв заряду власного напівпровідника.

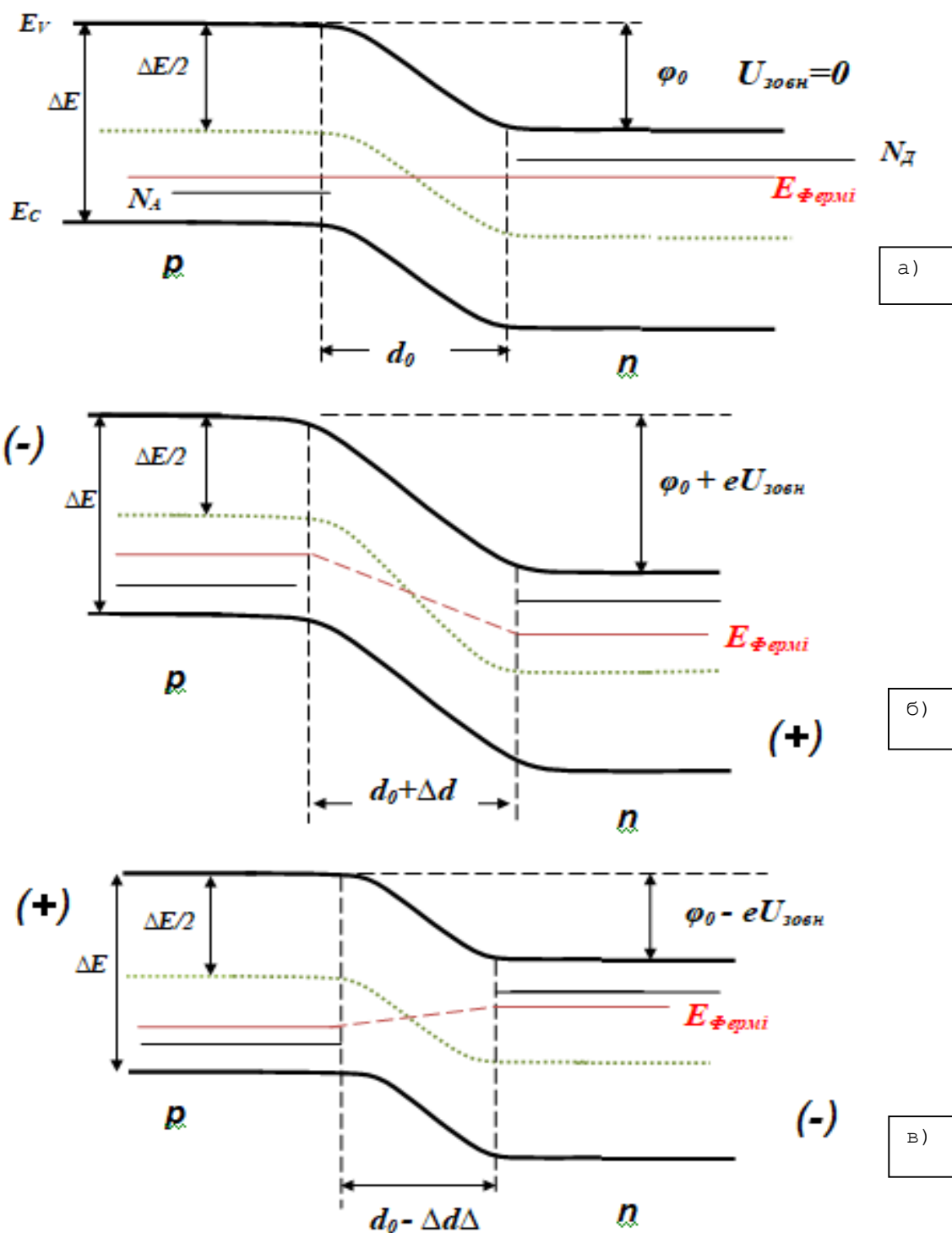


Рис.3-2. Зонні діаграми **p - n** переходу.

Зовнішня електрична напруга призводить до зміщення рівнів Фермі у **p** та **n** областях (негативний потенціал підвищує рівень Фермі, позитивний знижує його), що викликає зміну висоти потенційного бар'єру). При зворотному включенні **p - n** переходу (від'ємний потенціал

на **p** області та додатній на **n**) висота потенційного бар'єру становитиме $\varphi = \varphi_0 + eU_{\text{зовн}}$, а при прямому (від'ємний потенціал на **n** області та додатній на **p**) $\varphi = \varphi_0 - eU_{\text{зовн}}$ (рис. 3-2 б,в).

Зміна величини потенціального бар'єру не вплине на струми зумовлені неосновними носіями зарядів (див. (3.2), (3.3)). Величини ж струмів обумовлених основними носіями зміняться через їх залежність від висоти потенційного бар'єру і становитимуть (з урахуванням 3.4) для зворотного включення:

$$\begin{aligned} j_n &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0 + e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) = j_{nS} \exp\left(-\frac{eU_{\text{зовн}}}{kT}\right) \\ j_p &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0 + e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) = j_{pS} \exp\left(-\frac{eU_{\text{зовн}}}{kT}\right) \end{aligned} \quad (3.9)$$

Тоді електронну та діркову складові густини струму через **p - n** перехід при зворотному включенні можна представити у вигляді:

$$\begin{aligned} j_{\text{эл}} &= j_n - j_{nS} = j_{nS} \cdot \left[\exp\left(\frac{-e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \\ j_{\text{дip}} &= j_p - j_{pS} = j_{pS} \cdot \left[\exp\left(\frac{-e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \end{aligned} \quad (3.10)$$

Таким чином, загальна густина струму через перехід при зворотному включенні буде складати величину:

$$j_{\text{звор}} = j_{\text{эл}} + j_{\text{дip}} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{-e \cdot U_{\text{зовн}}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \quad (3.11)$$

де до j_s зведено всі величини які не залежать $U_{\text{зовн}}$.

Якщо має місце пряме включення переходу, то це призведе до зменшення висоти потенціального бар'єру і тоді відповідно отримаємо:

$$\begin{aligned}
j_n &= \frac{1}{4} \cdot n_n \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0 - e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) = j_{nS} \exp \frac{eU_{зовн}}{kT} \\
j_p &= \frac{1}{4} \cdot p_p \cdot \langle V \rangle \cdot e \cdot \exp\left(-\frac{\varphi_0 - e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) = j_{pS} \exp \frac{eU_{зовн}}{kT} \\
j_{эл} &= j_n - j_{nS} = j_{nS} \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \\
j_{дір} &= j_p - j_{pS} = j_{pS} \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \\
j_{пряме} &= j_{ел} + j_{дір} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) - 1 \right]
\end{aligned} \tag{3.12}$$

Порівнявши вирази для прямого та зворотного струму (3.12 та 3.11) можна записати загальний вираз густини струму через електронно – дірковий перехід, вважаючи, що при прямому включенні зовнішня напруга є додатною, а при зворотному - від’ємною:

$$j_{p-n} = j_s \cdot \left[\exp\left(\frac{e \cdot U_{зовн}}{k \cdot T}\right) - 1 \right] \tag{3.13}$$

Якщо проаналізувати останній вираз, враховуючи, що $eU_{зовн}$ суттєво більша за kT , то стає зрозумілим, що при прямому включенні переходу струм експоненційно зростає з ростом зовнішньої напруги, а при зворотному включенні практично не змінюється, тобто при прямому включенні струм через перехід значно більше ніж при зворотному включенні (рис. 3-3).

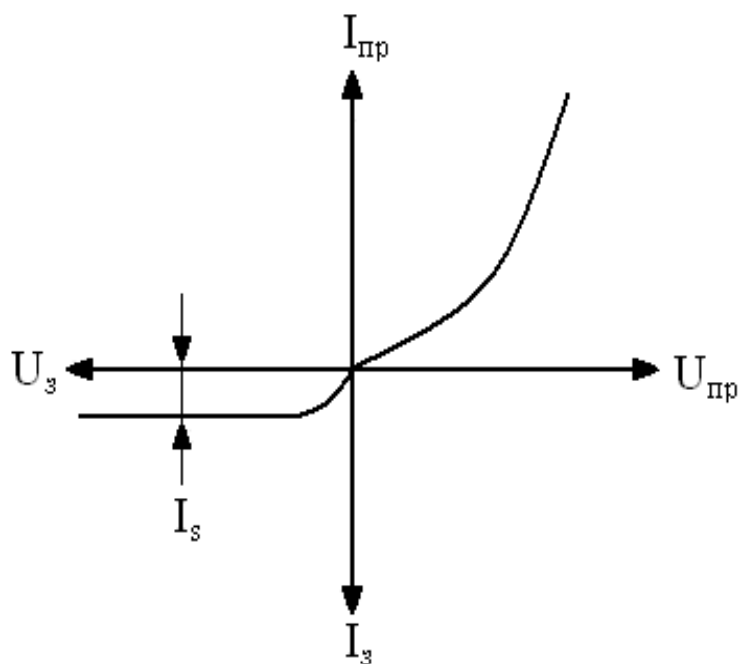


Рис.3-3. Загальний вигляд вольт – амперної характеристики (ВАХ) **p - n** переходу.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Залежно від конкретних типів електронно - діркових переходів, які є об'єктами лабораторного дослідження, може використовуватись різна методика та обладнання. На практиці використовуються як електричні схеми, що включають цілий ряд електронних приладів (джерела живлення, амперметри, вольтметри і т.і.) так і уніфіковані прилади, наприклад Л2-54. Це пов'язано з тим, що для дослідження характеристик електронно – діркових переходів у лабораторній роботі в якості експериментальних зразків використовуються конкретні діодні структури. Інформація, стосовно експериментального обладнання та особливості методики дослідження, необхідна для виконання лабораторної роботи, видається викладачем кожній студентській бригаді окремо. Зокрема при використанні уніфікованого приладу Л2-54 студенти повинні користуватися відповідною інструкцією («Л2-54 Испытатель маломощных транзисторов и диодов». Техническое

описание и инструкция по эксплуатации), яка містить всю необхідну інформацію стосовно проведення вимірів (при дослідженні та побудові вольт – амперних характеристик зразків рекомендується орієнтуватися на рис.3-4; рис.3-5 наведені у розділі «Додаткова інформація» цієї лабораторної роботи).

Завдання:

1. Ознайомитися з експериментальним обладнанням та методикою дослідження.
2. Ознайомитися з об'єктами дослідження.
3. Дослідити вольт – амперну характеристику при зворотному включені **p - n** переходу.
4. Дослідити вольт – амперну характеристику зразків при прямому включені **p - n** переходу.
5. Побудувати вольт – амперні характеристики досліджених зразків.
6. Зробити висновки по роботі.
7. Відповісти на контрольні питання.

Література :

[2] с. 158-170; [3] с. 58 – 82; [4] с. 263 – 279 ; [5] с. 221 - 234.

Додаткова інформація

а) Нижче наведені реальні вольт – амперні характеристики германієвого та кремнієвого електронно – діркових переходів, які є основою германієвого та кремнієвого випрямляючих діодів.

Рис.3-4
ВАХ германієвого
випрямляючого діода при
різних температурах
навколишнього середовища

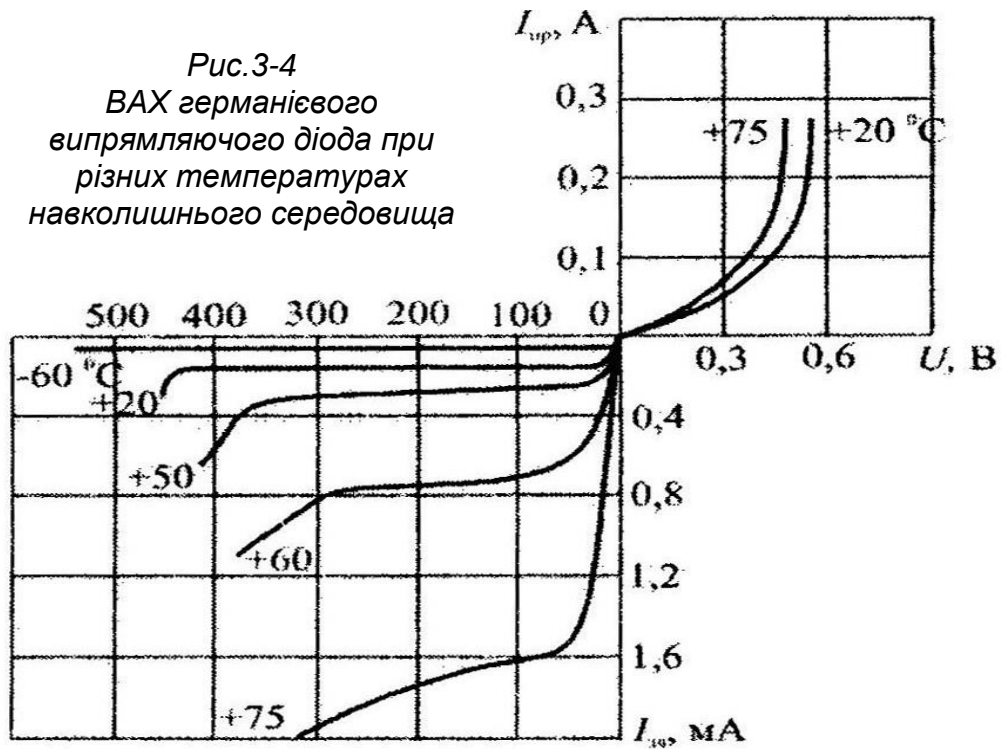
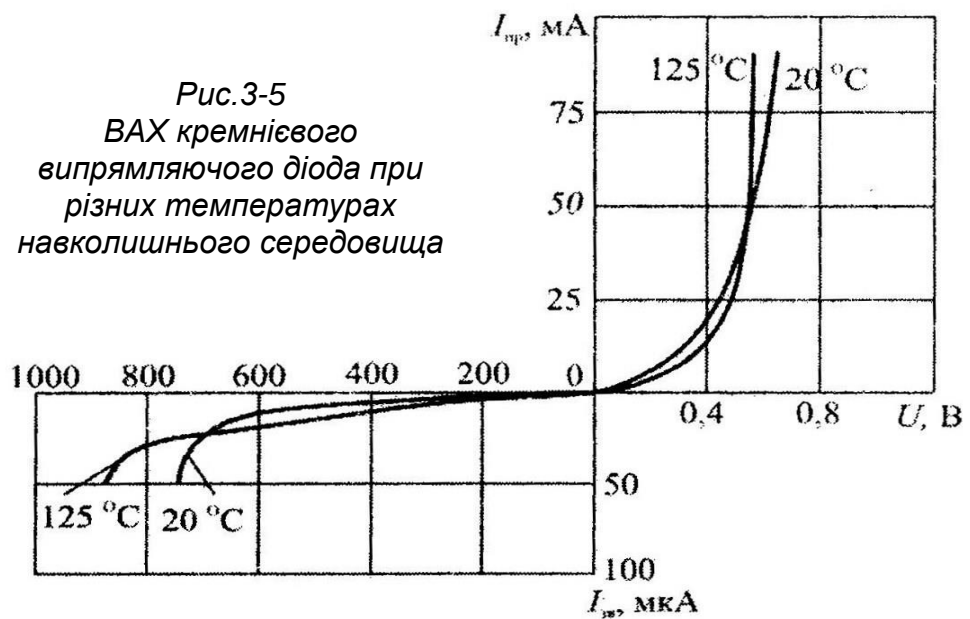


Рис.3-5
ВАХ кремнієвого
випрямляючого діода при
різних температурах
навколишнього середовища



б) Питання для самоконтролю студентів

1. Що прийнято називати електронно – дірковим переходом?
2. Який електронно – дірковий перехід називають симетричним?
3. Який процес призводить до виникнення електронно – діркового

переходу?

4. Які носії (основні, чи неосновні) переносяться контактною різницею потенціалів через перехід?

5. Чим визначається висота потенційного бар'єру $p - n$ переходу?

6. Як залежить висота бар'єру від зовнішньої електричної напруги?

7. Яка полярність зовнішньої електричної напруги повинна бути при прямому зміщенні $p - n$ переходу?

8. Який знак зовнішньої напруги повинен бути у формулі (3.13) BAH $p - n$ переходу при прямому включенні та при зворотному?

9. Чому дорівнює відношення прямого струму $p - n$ переходу до зворотного при однаковій величині зовнішньої напруги?

10. Які фізичні процеси обумовлюють дрейфовий та дифузійний струми крізь $p - n$ перехід?

11. Яке співвідношення між дрейфовим та дифузійним струмами крізь $p - n$ перехід при відсутності зовнішньої електричної напруги?

Лабораторна робота № 4

Дослідження бар'єрної ємності контакту двох напівпровідників з різним типом електропровідності.

Мета роботи: визначити ємність, яка виникає при контакті двох напівпровідників з різним типом електропровідності, дослідити залежність ємності такого контакту при зворотному включенні переходу, та порівняти її з теоретичною, визначити тип контакту (різкий, плавний) та контактну різницю потенціалів.

Теоретична частина

Процеси та явища, які виникають при контакті двох напівпровідників з різним типом електропровідності розглянуті, у теоретичній частині до лабораторної роботи 3. При цьому, будемо перш за все виходити з того, що ***p* - *n*** перехід, який виникає при такому контакті, являє собою область нерухомого об'ємного заряду, утвореного іонізованими домішками: акцепторами в ***p*** напівпровіднику (від'ємний заряд, - ***Q***) та донорами в ***n*** напівпровіднику (додатній заряд, + ***Q***). Наявність розділених зарядів різного знаку, як відомо, утворює ємність (рис. 4-1). Величина цієї ємності визначається як характером розподілу зарядів (різкий або плавний перехід), так і відстанню між ними, тобто товщиною переходу.

Товщина ***p* - *n*** переходу може бути визначена за рахунок використання рівняння Пуассона, яке при відсутності зовнішньої напруги дає наступні результати:

$$d_{0\text{різ}} = \left(\frac{2\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2} \frac{N_{\text{Д}} + N_{\text{А}}}{N_{\text{Д}}N_{\text{А}}} \right)^{\frac{1}{2}}, \quad (4.1)$$

для різкого переходу, та

$$d_{0\text{плав}} = \left(\frac{12\varepsilon\varepsilon_0\varphi_0}{e^2 g} \right)^{\frac{1}{3}} \quad (4.2)$$

для плавного переходу; де ε - відносна діелектрична проникність напівпровідника; ε_0 - електрична стала, φ_0 - висота потенційного бар'єру переходу, $\varphi_0 = e U_{k(\text{контактне})}$; e – заряд електрону; N_D та N_A концентрації донорного та акцепторного домішок; g - градієнт концентрації домішки в переході (для плавного переходу).

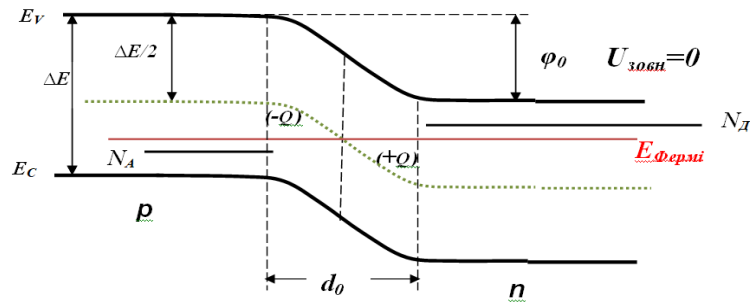


Рис. 4-1. Нерухомі об'ємні заряди в області **p - n** переходу

Оскільки при зворотному зміщенні переходу висота його потенційного бар'єру збільшується ($\varphi = \varphi_0 + eU_{звор}$), його ємність, відповідно до загальної формули ємності $C = \frac{\varepsilon\varepsilon_0 S}{d}$, повинна зменшуватись через збільшення товщини (d) переходу (таку ємність називають бар'єрною ємністю переходу). Відповідно до цього залежність бар'єрної ємності **p - n** переходу від зворотного зміщення може бути представлена у наступному вигляді (маючи на увазі, що $\varphi_0 = eU_k$, а зворотна напруга є від'ємною) :

$$C = S \sqrt[3]{\frac{(\varepsilon\varepsilon_0)^2 e g}{12(U_k - U)}}, \quad (4.3)$$

- для плавних **p - n** переходів (виготовлених, наприклад, за дифузійною технологією), та

$$C = S \sqrt{\frac{\varepsilon\varepsilon_0 e N_A N_D}{2(N_A + N_D)(U_k - U)}}, \quad (4.4)$$

- для різких переходів (виготовлених, наприклад, за сплавною технологією); U - зовнішня напруга на **p - n** переході.

Аналіз виразу (4.3) показує, що залежність $C^{-3} = f(U)$ для плавного переходу являє собою пряму, яка при екстраполяції перетинає абсцису при умові $U = U_k$. Аналогічно, виходячи з (4.4) видно, що при різкому переході $C^{-2} = f(U)$ теж являє собою пряму, яка при екстраполяції перетинає абсцису при умові $U = U_k$ (рис. 4-2а,б).

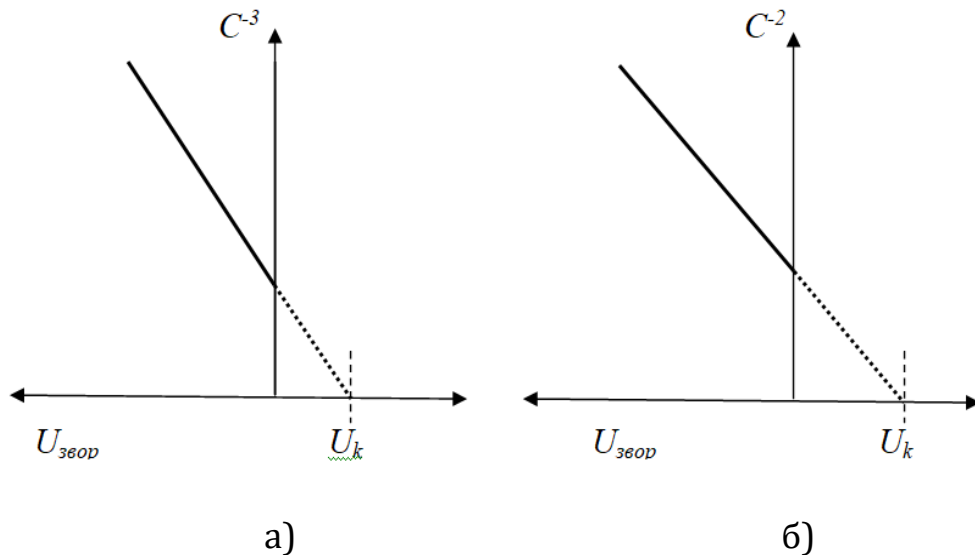


Рис. 4-2

Теоретичні залежності бар'єрної ємності від зворотної напруги для плавного **(а)** та різкого **(б) p-n** переходів.

Слід мати на увазі, що поняття «різкий» та «плавний» перехід є модельними і тому експериментальні залежності можуть лише наближуватись до теоретичних.

*Суттєва залежність бар'єрної ємності **p-n** переходів від величини зворотної напруги дозволяє використовувати їх як керовану ємність. Діоди, спеціально розроблені для реалізації таких керованих ємностей, називають «варикапами». Варикапи характеризуються відносно високою добротністю, малим температурним коефіцієнтом ємності, низьким рівнем власних шумів, можливістю використання на НВ частотах.*

У випадку прямої зовнішньої напруги, через зменшення висоти потенційного бар'єру потік електронів з **p** області в **n** область і відповідно потік дірок з **n** області в **p** область суттєво зростають (процеси дифузії), що призводить до збільшення концентрації неосновних зарядів біля переходу. Таке збільшення концентрації неосновних носіїв заряду при прямому включенні **p-n** переходу називають «інжекція» (зменшення концентрації неосновних носіїв заряду біля області переходу при його зворотному включенні називають «екстракція»). При зміні прямого зміщення на **p-n** переході змінюється концентрація «інжекттованих» носіїв заряду і відповідно заряд, який ними утворюється, саме це і створює ємність, яку називають «дифузійною». Дифузійна ємність, не дивлячись на суттєву залежність від прямої напруги, суттєво поступається бар'єрній по багатьох інших характеристиках і тому практично не використовується як керована ємність. На рис.4-3 умовно зображено залежність «бар'єрної» та «дифузійної» ємності електронно – діркового переходу від прикладеної до нього електричної напруги.

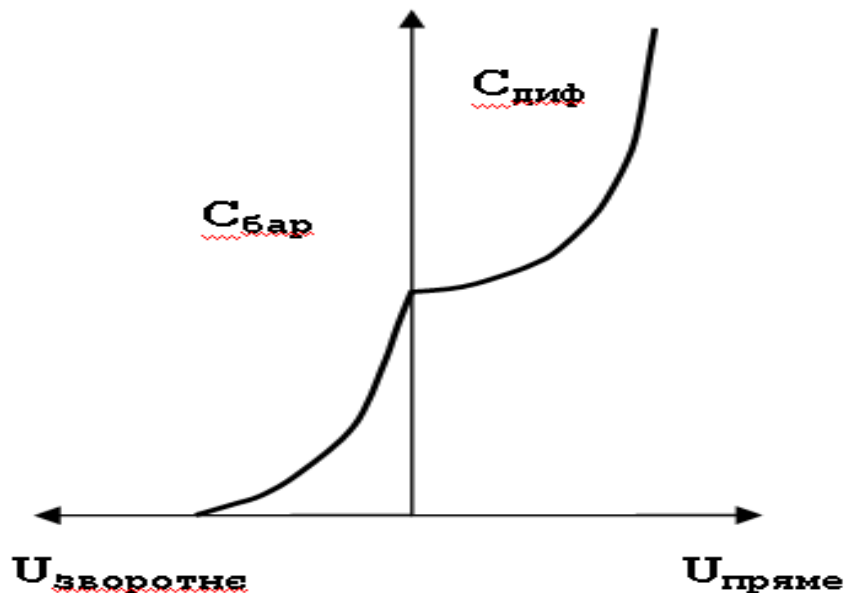


Рис.4-3. Загальний вигляд залежності ємності **p-n** переходу від зовнішньої напруги.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Дослідження може проводитись як за допомогою спеціальних схем, які складаються з окремих приладів (наприклад, Q-метра, вольтметра, джерела постійної напруги, як це приведено на рис. 4-4), так і за допомогою уніфікованих приладів (наприклад, Л2- 28). Схема дослідження та опис приладів і апаратури видається викладачем кожній студентській бригаді. Зокрема, при використанні уніфікованого приладу Л2-28 студенти повинні користуватися відповідною інструкцією («Л2-28. Измеритель емкости маломощных транзисторов». Техническое описание и инструкция по эксплуатации), яка містить всю необхідну інформацію стосовно проведення необхідних вимірів.

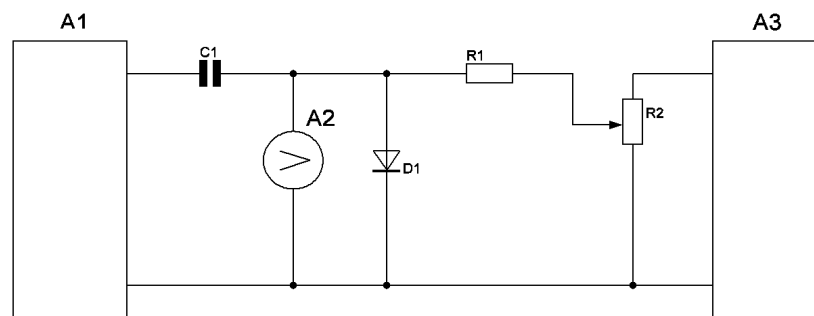


Рис. 4-4. Схема дослідження ємності р-п переходу

A1- Q-метр, A2- вольтметр, A3 – джерело живлення, C1- розділова ємність, D1- об'єкт дослідження, R1- резистор, R2- потенціометр

Завдання:

1. Ознайомитися зі схемою та апаратурою для дослідження.
2. Ознайомитися а об'єктами дослідження.
3. Дослідити залежність ємності **p-n** переходів від зворотної напруги для всіх зразків.
4. Побудувати залежності $C_\delta = f(U)$ для кожного зразка.
5. Обчислили та побудувати залежності $C^{-2} = f(U_{звор})$ та

$C^{-3} = f(U_{звор})$ для кожного зразка.

6. Встановити тип переходів (різкий, плавний), та контактну різницю потенціалів для кожного зразка.
7. Зробити висновки по роботі.
8. Відповісти на контрольні питання.

Література :

[3] с. 75-77; [4] с. 264-271; [5] с. 228- 231.

Додаткова інформація

а) Приклад таблиці для занесення експериментальних та розрахункових даних при використанні приладу Л2-28:

Зразок №__

U, B									
$C_0,$ $n\Phi$									
C_0^{-2}									
C_0^{-3}									

б) Контрольні питання.

1. Якими зарядами утворюється ємність **p-n** переходу?
2. Як ємність **p-n** переходу залежить від його товщини?
3. Як товщина **p-n** переходу залежить від полярності зовнішньої напруги?
4. Як товщина **p-n** переходу залежить від концентрації домішок для різкого переходу?
5. Яку ємність переходу називають бар'єрною, а яку дифузійною?
6. Яким чином по залежності $C_{бар}(U_{звор})$ можна визначити тип **p-n** переходу (різкий, чи плавний)?
7. Що таке «варікан»?

8. Яка з ємностей **p-n** переходу(бар'єрна чи дифузійна) має практичне використання?
9. Яка з ємностей **p-n** переходу(бар'єрна чи дифузійна) має більше значення?
10. Лінійну чи нелінійну залежність від напруги має ємність **p-n** переходу?

Лабораторна робота № 5

Визначення часу життя неосновних носіїв заряду напівпровідника.

Мета роботи: вивчення поведінки неосновних (надлишкових) носіїв заряду, визначення часу життя неосновних носіїв заряду у напівпровідниках методом модуляції електропровідності.

Теоретична частина

У стані теплової рівноваги, при відсутності впливу на напівпровідник інших джерел енергії (наприклад, світлового опромінення), або процесів інжекції (збільшення концентрації неосновних носіїв заряду поблизу *p - n* переходу при його прямому зміщенні), концентрація електронів та дірок є рівноважною і швидкості генерації та рекомбінації носіїв заряду дорівнюють одна одній. Якщо за допомогою додаткового зовнішнього впливу концентрація носіїв заряду збільшиться за рахунок так званих «надлишкових» носіїв заряду, то це означає, що така концентрація не відповідає умовам теплової рівноваги, тобто є нерівноважною. При постійній інтенсивності зовнішнього збудження, яке діє на протязі достатнього часу, нерівноважна концентрація носіїв заряду зростає з часом і досягає стаціонарної величини Δn_0 (Δp_0), яка відповідає балансу між процесами генерації та рекомбінації носіїв заряду.

Таким чином, нерівноважна концентрація n, p дорівнює сумі концентрацій рівноважних n_0, p_0 та надлишкових $\Delta n, \Delta p$ носіїв заряду :

$$n = n_0 + \Delta n, p = p_0 + \Delta p \quad (5.1)$$

Після припинення дії зовнішнього збудження концентрація надлишкових носіїв заряду за рахунок процесів рекомбінації зменшується до нуля і таким чином концентрація носіїв заряду у напівпровіднику знову стає рівноважною (рис.5-1).

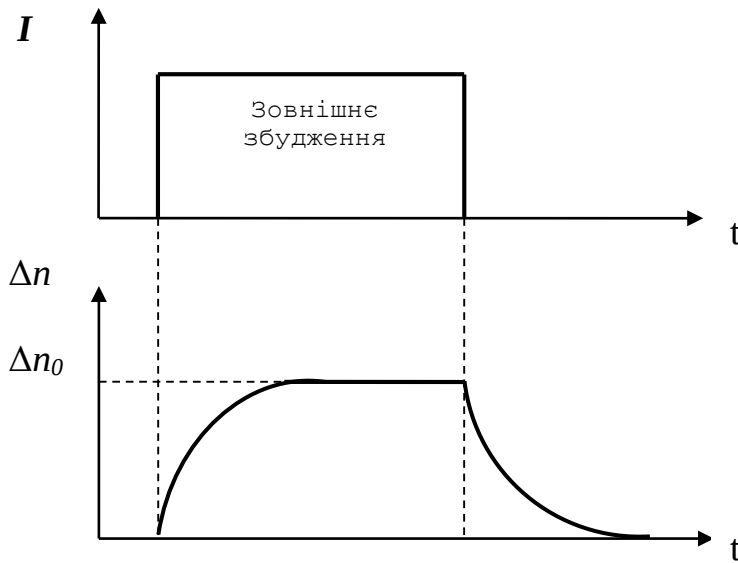


Рис. 5-1. Залежність надлишкової концентрації носіїв заряду від часу при дії імпульсу зовнішнього збудження (I)

Зміна концентрації надлишкових носіїв заряду (Δn ; Δp) в часі, при дії на напівпровідник імпульсу зовнішнього збудження описується наступними математичними виразами (наведемо вирази тільки для Δn , бо для Δp вони будуть абсолютно аналогічними):

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \cdot \left[1 - \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \right] \quad (\text{при включенні збудження}) \quad (5.2)$$

$$\Delta n(t) = \Delta n_0 \cdot \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right) \quad (\text{при закінченні збудження}) \quad (5.3)$$

Величина Δn_0 визначається рівновагою між процесами генерації та рекомбінації надлишкових носіїв заряду.

Параметр τ , як впливає з наведених вище формул, визначає час за який надлишкова концентрація носіїв заряду, зумовлена дією імпульсу зовнішнього збудження, зміниться у e разів (де $e \approx 2,7$ - основа натурального логарифму). Цей параметр називають «час життя нерівноважних носіїв заряду». В залежності від типу напівпровідника, концентрації домішок, глибини залягання домішок, температури та ще деяких факторів, значення τ можуть знаходитись в достатньо широкому діапазоні значень (від 10^{-16} до 10^{-2} с.).

Нерівноважна концентрація носіїв заряду у напівпровіднику може

бути отримана не лише за рахунок такого зовнішнього впливу як , наприклад, світлове опромінення, але і при інжекції носіїв заряду крізь електронно – дірковий перехід. Розглянемо цей процес трохи детальніше.

При прикладенні прямої напруги до електронно – діркового переходу в наслідок зниження висоти потенційного бар'єру (див. лабораторну роботу №4 - пряме включення електронно – діркового переходу) дифузійний потік електронів з ***n*** області до ***p*** області збільшиться , так само як і дифузійний потік дірок з ***p*** області до ***n*** області. Це призведе до того, що поблизу переходу концентрація неосновних носіїв заряду (електронів в ***p*** області та дірок в ***n*** області) стане більшою за рівноважну. Збільшення концентрації неосновних носіїв заряду при прямому включенні переходу і називається «інжекція». (При зворотному включенні ***p*** - ***n*** переходу концентрація неосновних носіїв заряду біля переходу відповідно зменшується і цей процес називають «екстракція»).

В разі симетричного ***p*** - ***n*** переходу ($N_D = N_A$) надлишкові концентрації неосновних носіїв заряду, які виникають в результаті інжекції, будуть однакові ($\Delta n = \Delta p$). В більшості практичних випадків ***p*** - ***n*** переходи є суттєво несиметричними, тобто, або $N_D \gg N_A$, або навпаки. Розрахунки показують, що в цьому випадку

$$\frac{\Delta n}{\Delta p} = \frac{N_D}{N_A}$$

Це означає, що інжекція буде мати практично односторонню направленість з низькоомного (високолегованого) напівпровідника у високоомний (слабо легований). Низькоомний (високолегований) шар називають «емітер», а високоомний (слабо легований),- «база».

Для ефективної роботи більшості напівпровідникових приладів необхідно, щоб струм крізь ***p*** - ***n*** перехід при прямому включенні визначався в основному носіями одного типу (або дірками, або електронами). Це і досягається використанням не симетричних

переходів, Так, наприклад, у звичайному $p - n - p$ транзисторі концентрація акцепторного домішку (N_A) в емітерній p області на два, три порядки перевищує концентрацію донорного домішку (N_D) в n базі. Саме тому практично весь прямий струм через емітерний перехід (перехід емітер – база) являє собою дифузійний струм дірок, що інжектуються з емітера у базу транзистора.

Надлишкова концентрація неосновних носіїв заряду, що виникає біля $p - n$ переходу викликає їх дифузійний потік в глибину відповідної області, де неосновні носії заряду рекомбінують з основними носіями, що призводить до зменшення їх концентрації. Відстань, на яку інжектвані неосновні носії заряду проходять вглиб відповідної області («базис»), доки їх концентрація не зменшиться в e раз, називають «дифузійною довжиною». Дифузійна довжина (L_{diff}) визначається часом життя неосновних носіїв заряду (τ), та їх коефіцієнтом дифузії (D).

$$L_{diff} = \sqrt{D\tau}$$

Обидва параметри і «дифузійна довжина» і «час життя» неосновних носіїв заряду є досить суттєвими параметрами при проведенні розрахунку та розробки різних напівпровідникових приладів твердотілої електроніки. Так, наприклад, для напівпровідникових транзисторів товщина бази повинна бути значно менша за дифузійну довжину для забезпечення необхідної величини колекторного струму. Для багатьох напівпровідникових матеріалів ці параметри наводяться у нормативній та довідниковій літературі.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Одним з методів визначення часу життя неосновних носіїв заряду є метод модуляції електропровідності напівпровідника, який і використовується в даній лабораторній роботі. Суть методу полягає в тому, що інжекція неосновних носіїв заряду через перехід при його

прямому включенні призводить до виникнення надлишкової концентрації неосновних носіїв заряду і відповідного зростання електропровідності лабораторного зразка, в якості якого використовується напівпровідниковий діод.

Після припинення дії «інжектуючого» імпульсу ця надлишкова концентрація з плином часу буде зменшуватись, а опір зразка відповідно буде зростати. Вимірюючи характер зміни падіння напруги на зразку від часу після закінчення «інжектуючого» імпульсу можна встановити час життя неосновних носіїв заряду. Для цього після закінчення дії «інжектуючого» імпульсу на зразок подаються короткі «зондуючі» імпульси з регульованою затримкою у часі, та вимірюється падіння напруги на зразку. Різниця між максимальним падінням напруги на зразку (яке має місце при відсутності надлишкової концентрації неосновних носіїв заряду) та падінням напруги, яке має місце через певні проміжки часу після закінчення дії «інжектуючого» імпульсу може бути записана у вигляді (рис.5-2 а):

$$U_t = U_{\max} - U(t_3) = \text{const} \cdot e^{\left(-\frac{t}{\tau}\right)} \quad (5.4)$$

Тоді очевидно, що залежність $\ln(U_t)$ від часу затримки зондуючого імпульсу являє собою пряму лінію, тангенс кута нахилу якої дорівнює $\frac{1}{\tau}$ (рис. 5-2 б). Таким чином, за експериментальними даними визначається час життя неосновних носіїв заряду:

$$\tau = \frac{t_2 - t_1}{\ln U_{t1} - \ln U_{t2}} = 0,43 \frac{t_2 - t_1}{\lg \left(\frac{U_{t1}}{U_{t2}} \right)} \quad (5.5)$$

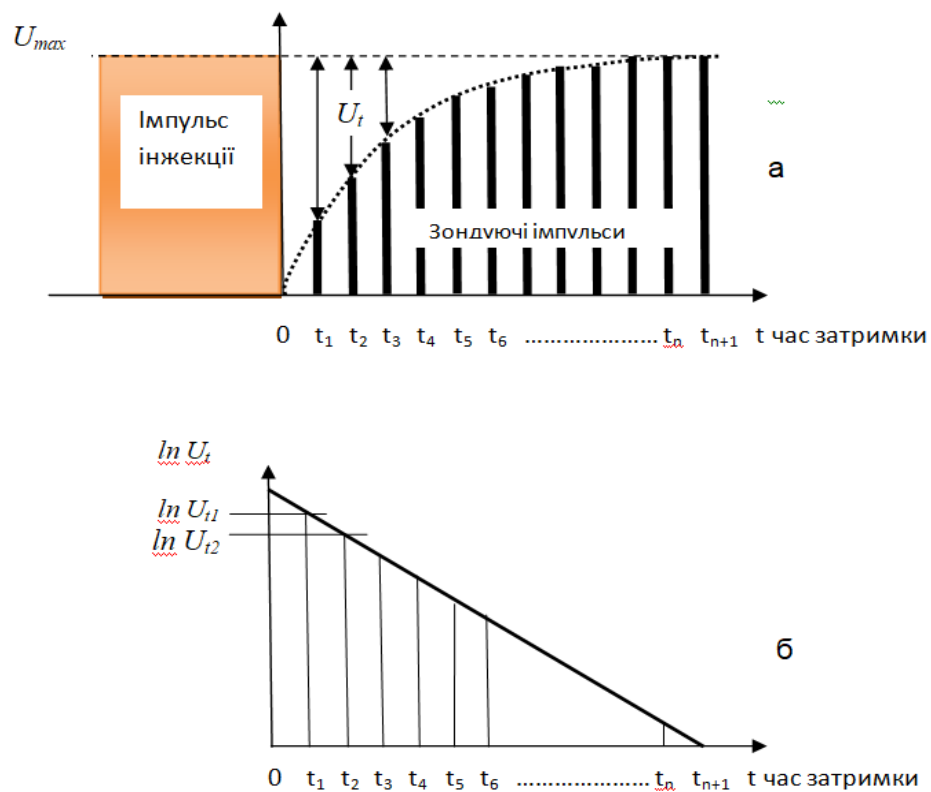


Рис. 5-2. Експериментальні та розрахункові залежності для визначення часу життя неосновних носіїв заряду.

Спрощена схема лабораторного макету для визначення часу життя неосновних; носіїв заряду в напівпровіднику методом модуляції електропровідності показана на рис. 5-3.

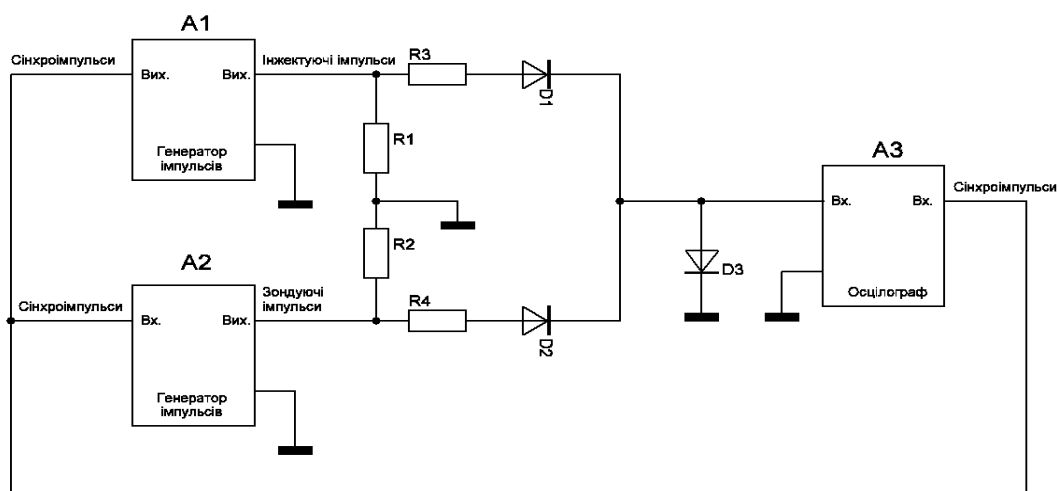


Рис. 5-3. Схема дослідження

Генератор імпульсів інжекції (A1) формує прямокутні імпульси позитивної полярності (тривалістю ≈ 10 мкс та амплітудою ≈ 30 В), які поступають на діод D3 та інjektують в нього надлишкові неосновні носії заряду. Крім того, генератор (A1) формує імпульси синхронізації, які запускають генератор зондуючих імпульсів (A2) та розгортку осцилографа (A3). На виході генератора (A2) формуються короткочасні прямокутні імпульси позитивної полярності, (тривалістю $\approx 0,1$ мкс та амплітудою ≈ 30 В) затримка яких, відносно імпульсів інжекції може змінюватись у досить широких межах. Зондуючі імпульси теж поступають на діод D3. Резистори R_1 і R_2 є узгоджувачем навантаженням для генераторів (A1) і (A2), а діоди D1 та D2 забезпечують розв'язку генераторів та формування на діоді D3 сумарного сигналу.

Завдання:

1. Ознайомитися з експериментальним устаткуванням та методикою проведення вимірів.
2. Встановити на екрані осцилографа зображення імпульсу інжекції та зондуючого імпульсу.
3. Виміряти амплітуду зондуючого імпульсу залежно від часу затримки при двох різних значеннях величини та тривалості імпульсу інжекції (задається викладачем).
4. За отриманими експериментальними результатами провести обчислення і побудувати залежність $\ln U_t = f(t_3)$.
5. Встановити час життя неосновних носіїв.
6. Зробити висновки по роботі.
7. Відповісти на контрольні питання

Література:

[4] с. 179-186 ; [5] с. 156-164.

Додаткова інформація

а) Контрольні питання.

- 1. Що таке рівноважні та нерівноважні носії заряду?*
- 2. Що таке основні та неосновні носії заряду?*
- 3. Що таке інжекція неосновних носіїв заряду та при якому включенні **p-n** переходу вона відбувається?*
- 4. Що таке одностороння інжекція і коли вона відбувається?*
- 5. Якими процесами зумовлене зменшення концентрації неосновних носіїв заряду при припиненні процесу інжекції?*
- 6. Що таке час життя неосновних носіїв заряду і чим він визначається?*
- 7. В чому полягає суть метода модуляції електропровідності при визначенні часу життя неосновних носіїв заряду?*
- 8. Що таке стан теплової рівноваги?*
- 9. Дайте визначення симетричного та не симетричного **p-n** переходу.*
- 10. Дайте визначення процесам генерації та рекомбінації носіїв заряду у напівпровідниках.*

Лабораторна робота №6

Вивчення ефекту поля у напівпровідниках.

Мета роботи: дослідження впливу електричного поля на електропровідність поверхневого шару напівпровідника.

Теоретична частина

Згідно з визначенням, ефект поля в напівпровідниках - це зміна електропровідності поверхневого шару напівпровідника під впливом електричного поля (ГОСТ 22622-77).

Слід відзначити, що поверхня напівпровідника являє собою досить складну та специфічну область напівпровідника, що зумовлено як наявністю самої вільної поверхні (обрив ковалентних зв'язків), так і наявністю на цій поверхні різноманітних атомів та іонів абсорбованих з навколишнього середовища. Наявність таких абсорбованих частинок призводить до виникнення у забороненій зоні поверхневого шару напівпровідника локальних енергетичних рівнів (так званих рівнів Тамма, які в залежності від типу напівпровідника, та виду абсорбованих частинок, можуть бути як донорними так і акцепторними). Стан поверхні напівпровідника суттєво впливає на технічні характеристики напівпровідникових приладів і тому питання поверхневих явищ у напівпровідниках являє собою окремий науковий напрямок - фізика поверхні напівпровідників. Оскільки питання фізики поверхні напівпровідників лежить поза меж цього курсу, розглянемо ефект поля, так би мовити, у чистому вигляді, нехтуючи викладеними вище обставинами. А саме, розглянемо ситуацію, коли на поверхні, наприклад, електронного напівпровідника (напівпровідника n -типу), з якоїсь причини виникає електричний заряд того чи іншого знаку (рис.6-1).

Виникнення на поверхні напівпровідника негативного

електричного заряду призводить до вигину енергетичних рівнів у поверхневому шарі напівпровідника таким чином, що електрони провідності будуть покидати цей шар і зміщуватись вглиб напівпровідника (рис.6-1а). При цьому, рівень Фермі (E_F), як у поверхневому шарі, так і в об'ємі напівпровідника залишиться незмінним (властивість єдиної термодинамічної системи в стані рівноваги).

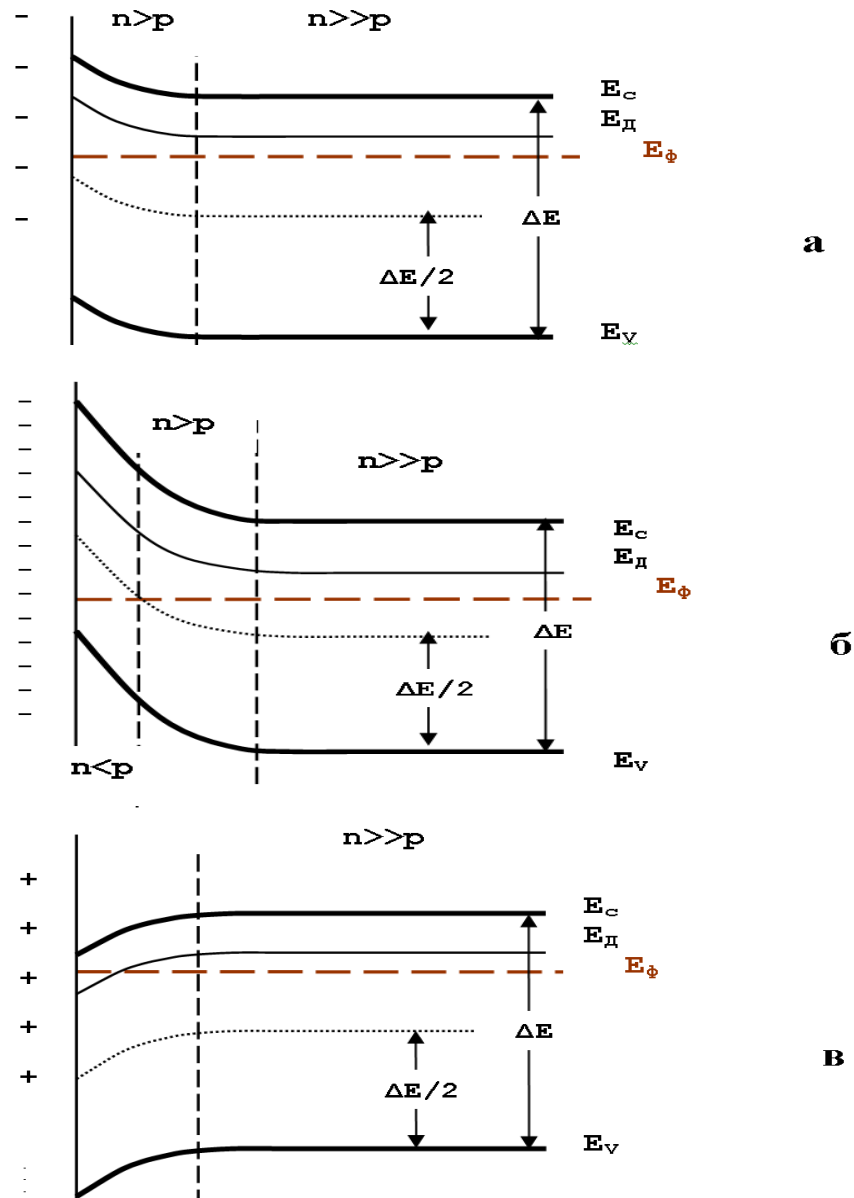


Рис.6-1. Режими «збіднення» (а), «інверсії» (б) та «збагачення»(в) в електронному напівпровіднику

Вигин енергетичних зон буде тим більше, чим більше величина

заряду на поверхні напівпровідника. При цьому, достатньо висока щільність негативного заряду на поверхні напівпровідника n -типу можливе призвести до виникнення ситуації, коли рівень Фермі у поверхневому шарі опиниться нижче середини забороненої зони (Рис.6-1б), що, як відомо, притаманне діркового напівпровіднику. Це буде означати, що основними носіями заряду у поверхневому шарі стануть дірки провідності, тобто поверхневий шар напівпровідника змінить тип своєї електропровідності з електронного на дірковий, що і відповідає визначенню ефекту поля.

Вочевидь, що позитивний електричний заряд на поверхні напівпровідника змінить вигин енергетичних зон на протилежний і електрони провідності будуть зміщуватись до поверхні напівпровідника збільшуючи свою концентрацію у поверхневому шарі (рис.6-1 в).

Таким чином, ситуації, які виникають у поверхневому шарі напівпровідника, можна звести до наступних варіантів:

1. «Режим збіднення». Якщо знак заряду на поверхні напівпровідника збігається з знаком заряду основних носіїв, то їх концентрація у поверхневому шарі зменшується (рис. 6-1 а).

2. «Режим інверсії». Якщо знак заряду на поверхні напівпровідника збігається з знаком заряду основних носіїв і його щільність достатньо значна, то тип електропровідності поверхневого шару змінюється на протилежний (рис.6-1б).

3. «Режим збагачення». Якщо знак заряду на поверхні напівпровідника протилежний знаку заряду основних носіїв, то їх концентрація у поверхневому шарі зростає (рис. 6-1в).

Варіанти наведені вище розповсюджуються, зрозуміло, і на дірковий напівпровідник (напівпровідник p типу). Зонні діаграми, які ілюструють виникнення режимів «збіднення» (а), «інверсії» (б) та «збагачення» (в) для діркового напівпровідника наведені на рис. 6-2.

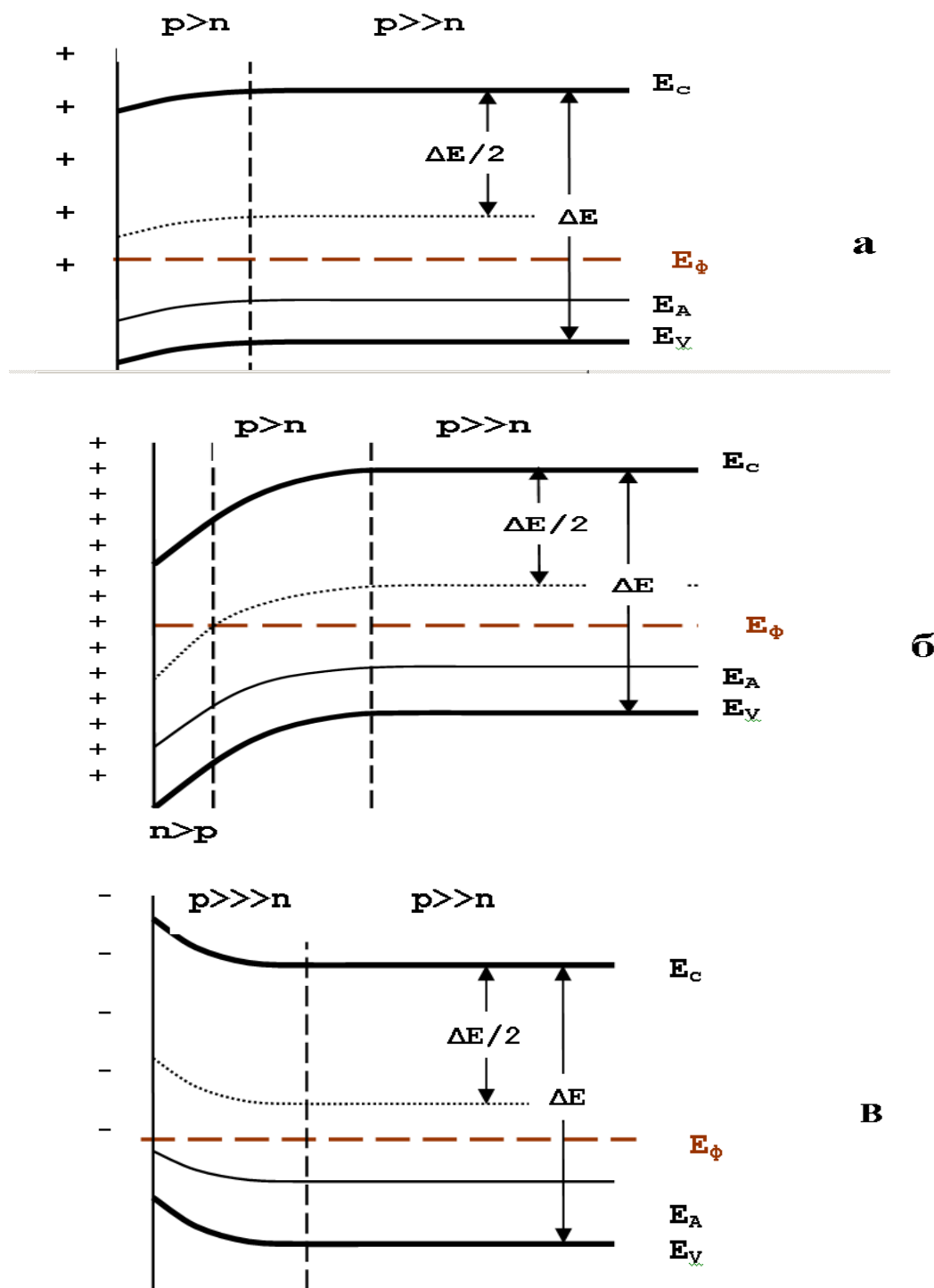


Рис.6-2. Режими «збіднення» (а), «інверсії» (б) та «збагачення»(в) у дірковому напівпровіднику

На практиці ефект поля реалізується, як правило, у так званих МДН – структурах (структура метал - діелектрик – напівпровідник), де заряд на поверхні напівпровідника виникає за рахунок поляризації

діелектричного шару під дією зовнішнього електричного поля. На використанні ефекту поля заснований принцип дії так званих польових транзисторів зі структурою метал-діелектрик-напівпровідник (МДН), які є основою елементної бази оперативної пам'яті сучасних комп'ютерів. Вони знаходять також широке застосування в потужних ключових схемах. МДН транзистори реалізуються як на базі електронних так і на базі діркових напівпровідників, при цьому конструктивно виконуються як з вбудованим, так і з індукованим каналом.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Структура МДН – транзистора з індукованим каналом, а саме така конструкція використовується в якості лабораторного зразка, умовно зображена на рис.6-3.

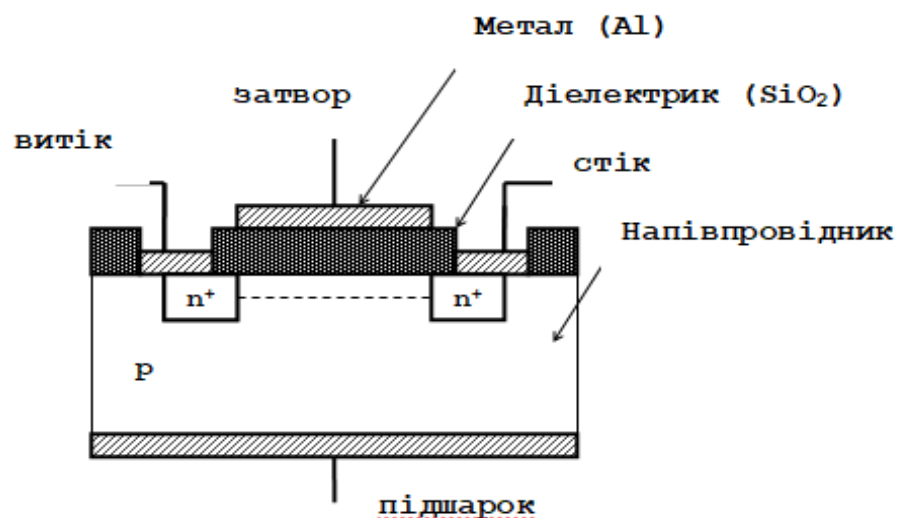


Рис.6-3. Умовна структура МДН – транзистора
з індукованим каналом

До інверсії опір між витоком і стоком визначається опором зворотно зміщеного переходу. Це пояснюється тим, що до інверсії має місце структура $n^+ - p - n^+$ (n^+ - означає збільшену концентрацію основних

носіїв - електронів, тобто високу концентрацію донорного домішку) і при відсутності напруги на затворі, при будь - якій полярності напруги між витком та стоком, один з $p - n$ переходів буде зміщений у зворотному напрямку. Після інверсії, коли під дією додатного потенціалу на затворі і відповідної поляризації діелектрика, утворюється канал n -провідності і структура стає $n^+ - n - n^+$. При цьому, опір між витком та стоком різко зменшується. Змінюючи напругу на затворі, можна змінювати ширину каналу, тобто управляти струмом стоку. Якщо взяти напівпровідник n -типу, то можна побудувати МДН - транзистор з індукованим p -каналом, який управляється від'ємною напругою на затворі. Умовні графічні позначення польових МДН - транзисторів з індукованим n -каналом та p -каналом наведені на рис.6-4.

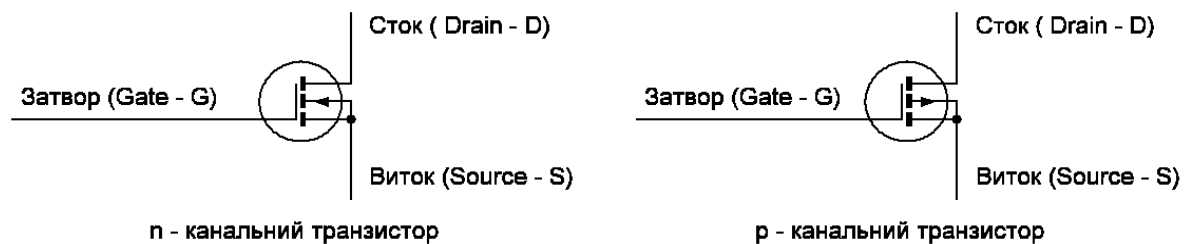


Рис.6-4. Умовні графічні позначення польових МДН - транзисторів з індукованим каналом

Таким чином, ефект поля можна виявити, вимірюючи опір «виток – стік», або струм, що протікає між ними при різних значеннях напруги на затворі.

Залежно від конкретних лабораторних зразків, можуть використовуватись різні методики вимірювання та обладнання. Спрощені схеми вимірювань наведені на рис. 6-5.

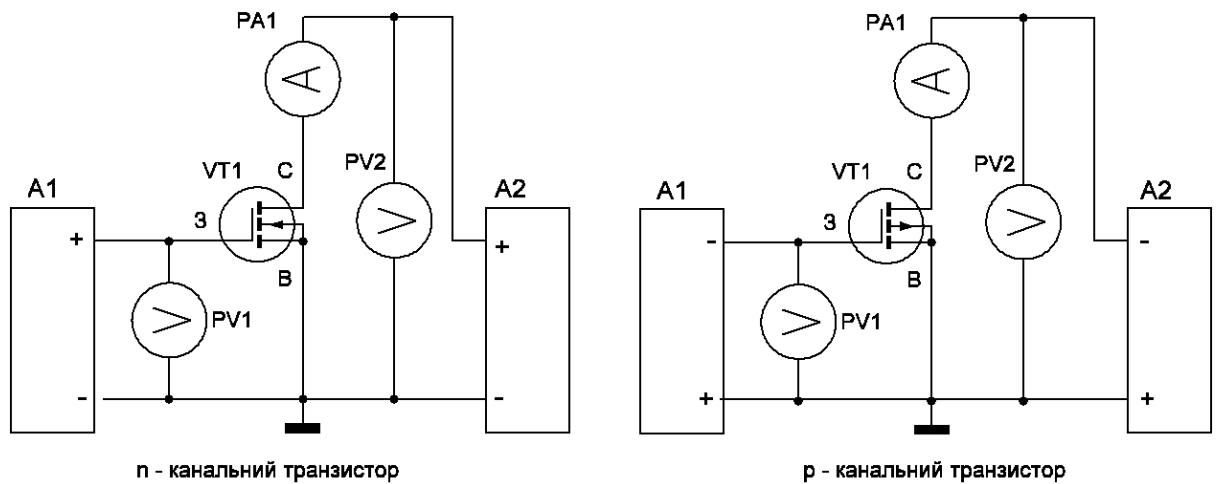


Рис.6-5. Схеми вимірювань для МДН - транзисторів з індукованим каналом:

A1, A2 – джерела живлення постійного струму; PA1 – амперметр;
PV1, PV2 – вольтметри

Крім того, можуть використовуватись уніфіковані вимірювальні прилади, за допомогою яких проводиться весь комплекс досліджень (наприклад, Л2-34 «Измеритель емкостей полевых транзисторов»). Інформація, що необхідна для проведення дослідження, видається викладачем кожній студентській бригаді окремо.

Слід також відзначити, що при відсутності інверсії ємність між електродами затвору та підшарку визначається практично достатньо значною ємністю діелектрика, що знаходиться під затвором. При виникненні поверхневого шару збідненого основними носіями заряду до цієї ємності послідовно під'єднується його ємність, яка зменшується з ростом електричної напруги і досягає свого мінімального значення при виникненні інверсії. Отже, дослідження залежності ємності «затвор – підшарок» від напруги на затворі дає змогу визначити напругу електричного поля, при якій в даній структурі за рахунок ефекту поля виникне інверсійний шар (дивись додаткову інформацію до

лабораторної роботи - рис.6-6).

Завдання

1. Ознайомитися з установкою для проведення дослідження.
2. Ознайомитися зі зразками для лабораторного дослідження.
3. Заміряти електричний опір «витік - стік» в залежності від напруги на «затворі», побудувати залежність, визначити напругу виникнення інверсії та тип провідності каналу.
4. Заміряти струм «витік - стік» в залежності від напруги на «затворі», побудувати залежність, визначити напругу виникнення інверсії та тип провідності каналу.
5. Заміряти величину ємності «затвор – підшарок» в залежності від напруги на «затворі», побудувати залежність, визначити напругу виникнення інверсії та тип провідності каналу.
6. Зробити висновки по роботі.
7. Відповісти на контрольні питання.

Література :

[2] с. 246-255; [3] с. 54-58, 130-138; [4] с. 319-329.

Додаткова інформація

а) Ємність МДН структури з індукованим **p** каналом.

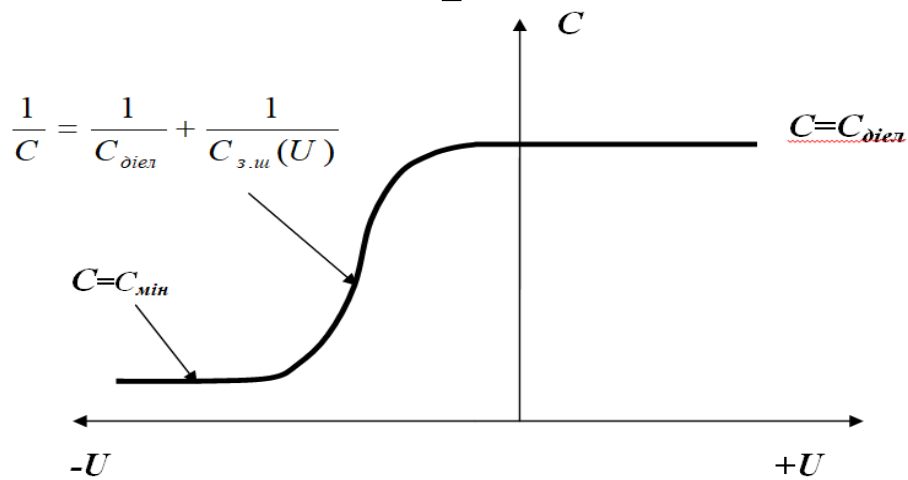


Рис.6-6. Залежність ємності МДН структури на основі електронного напівпровідника від напруги на затворі

б) Контрольні питання.

1. Що таке режим інверсії у поверхневому шарі напівпровідника?
2. За рахунок чого виникає заряд на поверхні напівпровідника в МДН структурі?
3. Який знак напруги на затворі викликає зменшення концентрації основних носіїв заряду у поверхневому шарі діркового напівпровідника? Намалюйте відповідну зонну діаграму.
4. Який знак напруги на затворі викликає інверсію у поверхневому шарі електронного напівпровідника? Намалюйте відповідну зонну діаграму.
5. Який знак заряду на поверхні діркового напівпровідника призводить до режиму «збагачення»? Намалюйте відповідну зонну діаграму.
6. Коли опір «виток – стік» різко зменшується?
7. Чим зумовлена залежність ємності «затвор – підшарок» МДН структури від напруги на затворі?
8. Дайте опис конструкції МДН – транзистора з індукованим

каналом.

9. Який принцип дії польових МДН - транзисторів з індукованим каналом?

10. Яка полярність напруг живлення польових МДН - транзисторів з різними типами індукованих каналів?

Лабораторна робота № 7

Дослідження фазових переходів та діелектричних характеристик сегнетоелектриків

Мета роботи: Дослідження температурної залежності ε та $\operatorname{tg} \delta$ сегнетоелектричних матеріалів, визначення типу сегнетоелектричних фазових переходів, розрахунок сталої Кюрі – Вейсса.

Теоретична частина

Сегнетоелектриками називають матеріали, у яких в деякому інтервалі температур існує спонтанна поляризація, напрям якої може бути змінений зовнішнім впливом (наприклад, зовнішнім електричним полем). В певному розумінні, сегнетоелектрики – це електричні аналоги феромагнетиків. Саме тому їх іноді називають фероелектриками, підкреслюючи тим самим аналогію між сегнетоелектриками та феромагнетиками.

Всі відомі на цей час сегнетоелектрики, які являють собою різні хімічні сполуки, можна поділити на два типи відповідно до характеру хімічного зв'язку, механізму фазового переходу, сукупності фізичних властивостей. До першого типу відносять сегнетоелектрики, в яких існують постійно електричні диполі. При зниженні температури в таких кристалах відбувається сегнетоелектричний фазовий перехід, при якому електричні моменти цих диполів упорядковуються в певних межах (доменах), що і призводить до виникнення спонтанної поляризації. До сегнетоелектриків такого типу відносяться так звані дипольні сегнетоелектрики, наприклад, сегнетова сіль, дігідрофосфат калію, та ін. До другого типу відносять сегнетоелектрики, які в більшості являють собою іонні кристали, виникнення спонтанної поляризації в яких зумовлено зміщенням іонів при сегнетоелектричному фазовому переході, що і призводить до виникнення спонтанної поляризації.

Класичним прикладом такого іонного сегнетоелектрика є титанат барію.

З точки зору термодинамічної теорії фазових переходів, перехід з пароелектричного (коли спонтанна поляризація відсутня) у сегнетоелектричний стан може відбуватися по різному. При так званому фазовому переході першого роду внутрішня енергія, спонтанна поляризація та деякі інші параметри сегнетоелектрика змінюються різко - стрибком. А в разі фазового переходу другого роду ці параметри змінюються плавно, стрибком змінюються їх похідні по температурі, наприклад, теплоємність.

Виникнення спонтанної поляризації у сегнетоелектриків призводить до цілого ряду специфічних електрофізичних явищ у цього класу матеріалів, а саме: наявність петлі діелектричного гістерезису, екстремально високої діелектричної проникності, високої нелінійності діелектричних параметрів, п'єзо- та піро- ефектів, електрооптичних ефектів. Основні діелектричні властивості сегнетоелектриків досить добре описуються в межах термодинамічної теорії. Згідно з цією теорією, діелектрична проникність сегнетоелектриків в слабких полях вище температури фазового переходу замінюється за законом Кюри-Вейсса:

$$\varepsilon(T) = \frac{K}{T - \theta} \quad (7.1)$$

де K - константа Кюри - Вейсса; θ - температура Кюри - Вейсса, яка в разі переходу другого роду співпадає з температурою фазового переходу T_{ϕ} .

Нижче температури фазового переходу температурна залежність має вигляд:

$$\varepsilon(T) = \frac{K}{2(\theta - T)} \quad (7.2)$$

Нижче температури фазового переходу в сегнетоелектриках утворюється полідоменна структура, при якій підсумковий дипольний момент в об'ємі сегнетоелектрика дорівнює нулю, а його внутрішня

енергія стає мінімальною. Якщо до полідоменного сегнетоелектрика прикласти електричне поле і повільно змінювати його величину, то воно викликає переорієнтацію дипольних моментів окремих доменів, внаслідок чого виникають нелінійні, гістерезисні явища. Петлею діелектричного гістерезису називають замкнену криву, що відображує залежність поляризованості (P) або електричного зміщення (D) від напруженості електричного поля (E), що періодично змінюється. Якісний вигляд петлі діелектричного гістерезису сегнетоелектриків зображено на рис. 7-1.

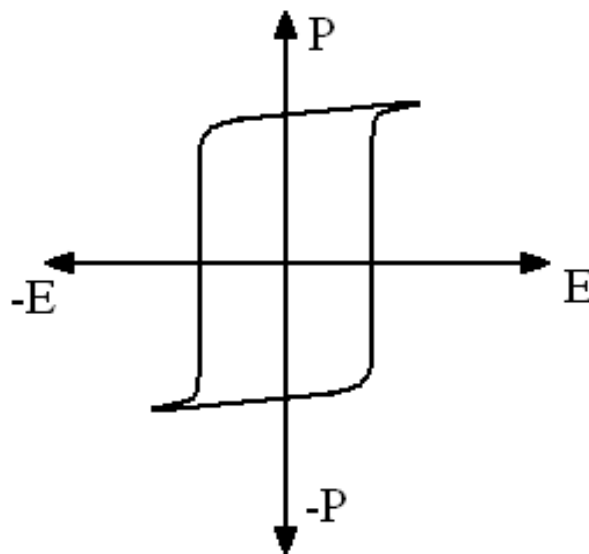


Рис. 7-1. Якісний вигляд петлі діелектричного гістерезису

На рис. 7-2 показані залежності ε ; $\tan \delta$; $\frac{1}{\varepsilon}$; та P_s (спонтанна поляризованість) від температури для сегнетоелектриків з фазовим переходом першого роду (а), та фазовим переходом другого роду (б).

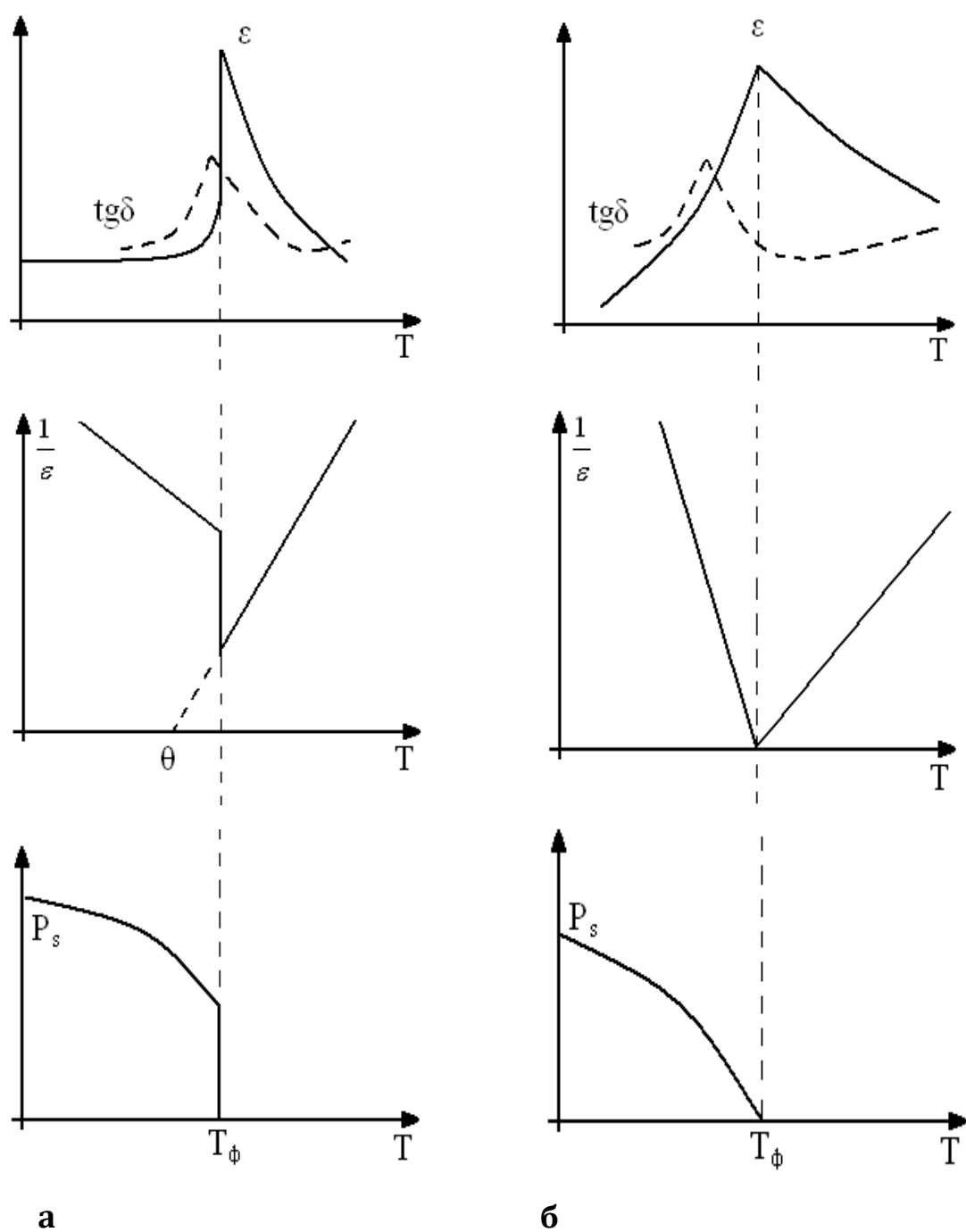


Рис.7-2. Основні температурні залежності сегнетоелектриків поблизу фазового переходу першого (а) та другого роду (б) роду

Слід також відзначити, що поблизу фазового переходу у сегнетоелектриків спостерігається так званий «позисторний» ефект (зростання електричного опору при збільшенні температури). Цей ефект пов'язаний з перебудовою структури сегнетоелектрика, яка

суттєво збільшує розсіювання носіїв заряду. На основі «позисторного» ефекту реалізуються термістори з великим додатнім температурним коефіцієнтом електричного опору (позистори). В додатках до лабораторної роботи наведено залежності, які ілюструють позисторний ефект в деяких сегнетоелектриках.

Крім того, поблизу фазового переходу у сегнетоелектриків спостерігається так званий «ТАНДЕЛ – ефект» (термоавтостабілізований нелінійний діелектричний елемент). Суть його полягає в тому, що при наближенні до фазового переходу $\text{tg}\delta$ суттєво зменшується і відповідно зменшується потужність діелектричних втрат ($P=U^2\omega C\text{tg}\delta$), що призводить до стабілізації температури сегнетоелектричного елемента поблизу температури фазового переходу. При цьому зміна температури оточуючого середовища суттєво не впливає на температуру елемента. Такі ТАНДЕЛИ можуть використовуватись як мікротермостати елементів напівпровідникової мікроелектроніки для стабілізації їх температури. При цьому коефіцієнт термостабілізації може становити до двох порядків:

$$\eta = \frac{\Delta t_{\text{середовища}}}{\Delta t_{\text{елемента}}} \approx 10^2$$

В додатках до лабораторної роботи наведено спрощені температурні залежності, які пояснюють виникнення ТАНДЕЛ- ефекту.

Питання суттєвої нелінійності залежності відносної діелектричної проникності сегнетоелектриків від напруженості електричного поля, пов'язане з так званою «доменною» (орієнтаційною) поляризацією, та можливості використання такої нелінійності будуть розглянуті в лабораторній роботі №8.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Для дослідження температурної залежності ε та $\operatorname{tg} \delta$ в слабких полях використовують вимірювальні мости та термостат, в якому розміщують зразки сегнетоелектричних матеріалів. При цьому вимірювальні прилади зазвичай дозволяють отримати безпосередньо значення ємності сегнетоелектричного зразка, тому величину відносної діелектричної проникності визначають шляхом її обчислення, найчастіше через формулу ємності плаского конденсатора:

$$C = \frac{\varepsilon \varepsilon_0 S}{d},$$

де S та d відповідні геометричні розміри зразка: площа електродів та товщина, які студенти отримують від викладача безпосередньо на лабораторній роботі.

На рис.7-3 наведена схема лабораторної установки для проведення експериментального дослідження.

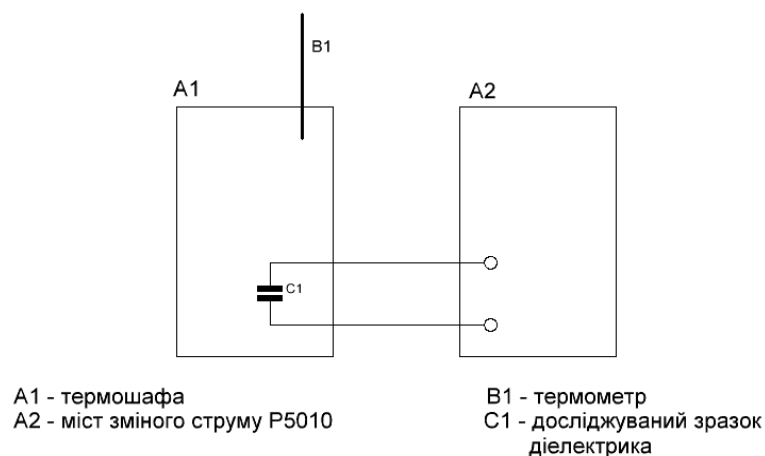


Рис.7-3. Схема вимірювань

Розрахунок сталої Кюрі - Вейсса проводять як при температурі нижче температури фазового переходу, так і при температурі вище температури фазового переходу. Для отримання найбільш точних результатів обчислення доцільно брати температури, при яких

експериментальні точки на залежності $\frac{1}{\varepsilon}(T)$, лежать на апроксимуючих прямих цієї залежності.

Результати вимірювання та розрахунків прийнято зводити до однієї таблиці, приклад якої для зразка №_ наведено нижче.

$t^{\circ}C$	$T^{\circ}K$	$C, n\Phi$	ε	$\frac{1}{\varepsilon}$	$tg \delta$
20					
22					
...					

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням та методикою експериментального дослідження.
2. Ознайомитися з дослідними зразками.
3. Дослідити залежність ємності та $tg \delta$ зразків від температури, результати вимірювань внести в таблицю.
4. Для кожного зразка розрахувати температурну залежність ε та побудувати її на одному графіку з температурною залежністю $tg \delta$.
5. Побудувати графіки залежності $\frac{1}{\varepsilon}$ від температури в градусах К, апроксимувати їх відповідно до типу фазового переходу.
6. Для кожного зразка обчислити константу Кюрі-Вейсса при температурах нижче та вище температури фазового переходу.
7. Зробити висновки по роботі.
8. Відповісти на контрольні питання.

Література :

[6] с. 142-165; [7] с. 144-155; [9] ; ГОСТ 21515-78

Додаткова інформація

а) Експериментальні температурні залежності деяких сегнетоелектриків.

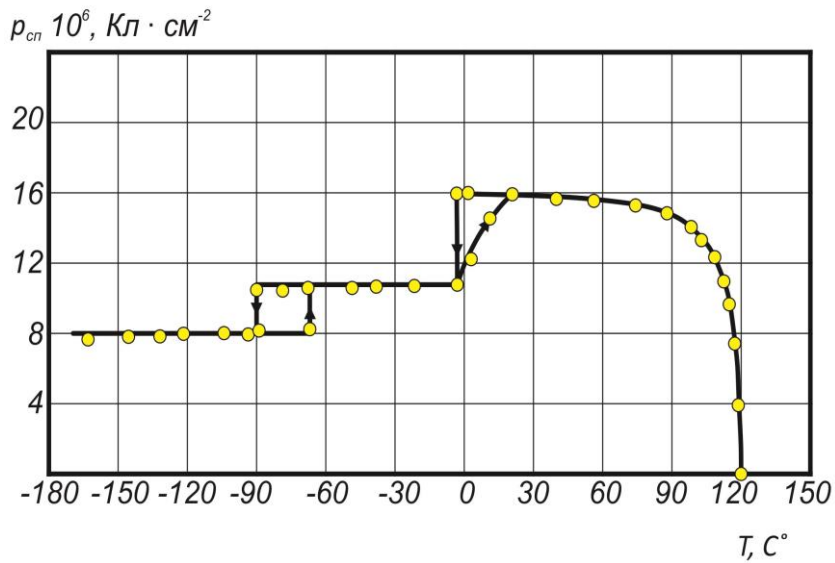


Рис.7-4. Температурна залежність спонтанної поляризації кристалу титанату барію вздовж кристалографічного напрямку [100].

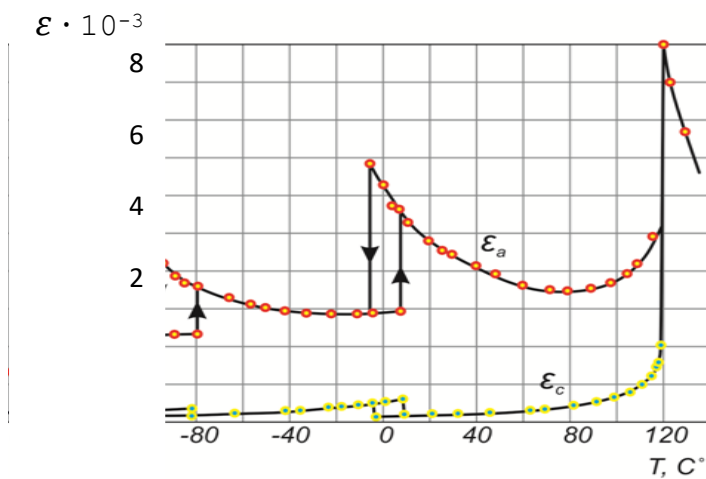


Рис. 7-5. Температурна залежність діелектричної проникності кристалу титанату барію

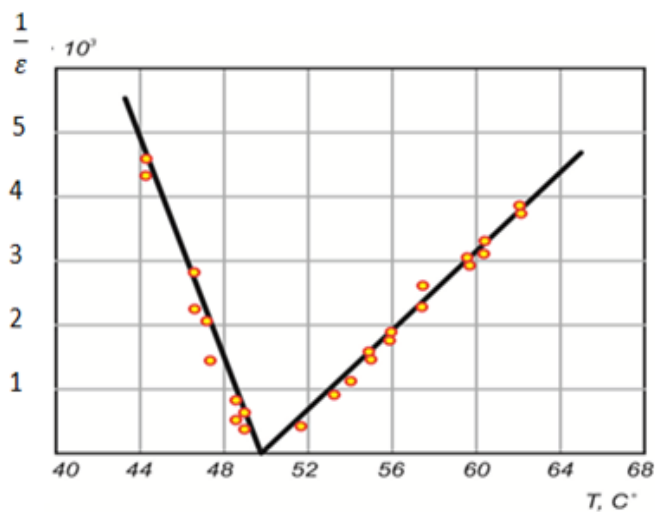


Рис.7-6 Температурна залежність оберненої діелектричної проникності кристалу тригліцинсульфату поблизу фазового переходу.

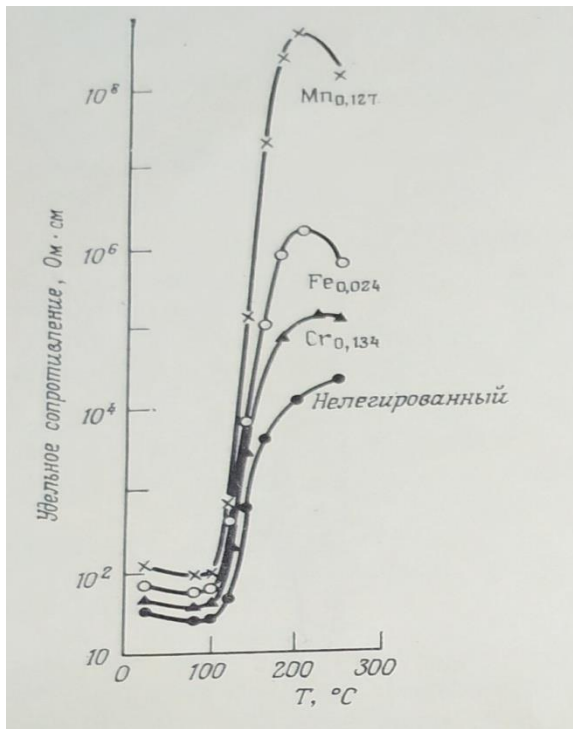


Рис.7-7

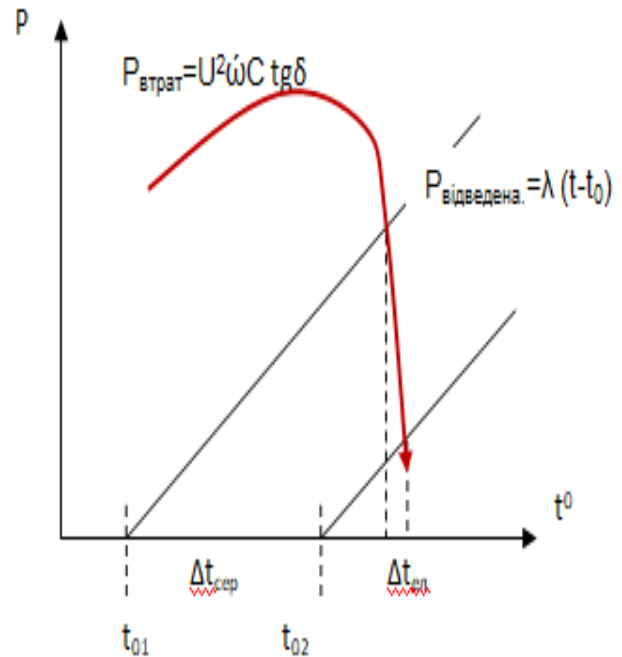


Рис.7-8

Позисторний ефект у титанаті барію До пояснення ТАНДЕЛ ефекту

б) Контрольні питання :

1. Які матеріали називають сегнетоелектриками ?
2. Що таке спонтанна поляризація?
3. Які причини можуть викликати появу спонтанної поляризації при сегнетоелектричному фазовому переході?
4. Чим відрізняються між собою фазові переходи першого та другого роду стосовно спонтанної поляризації сегнетоелектриків?
5. Що таке петля діелектричного гістерезису?
6. Для яких сегнетоелектриків температура фазового переходу співпадає з температурою Кюрі?
7. Які ефекти характерні для сегнетоелектричних матеріалів?
8. Чому сегнетоелектрик має доменну структуру?
9. В чому полягає позисторний ефект?
10. Що таке ТАНДЕЛ - ефект?

Лабораторна робота № 8

Вивчення основних характеристик нелінійних діелектриків

Мета роботи: експериментальне дослідження основних характеристик та параметрів нелінійних діелектриків.

Теоретичний частина

Індукована електричним полем поляризація у першому наближенні (цілком прийнятному для більшості так званих лінійних діелектриків) лінійно залежить від напруженості електричного поля:

$$P = \varepsilon_0 (\varepsilon - 1) E, \quad (8.1)$$

де P – поляризованість, [Кл/м²]; ε – відносна діелектрична проникність; E – напруженість зовнішнього електричного поля, [В/м].

Однак, в сильних електричних полях ця лінійна залежність порушується, оскільки відносна діелектрична проникність починає залежати від напруженості електричного поля $\varepsilon(E)$. Достатньо помітною (а деяких матеріалів навіть придатною для практичного використання) ця нелінійність притаманна сегнетоелектричним та спорідненим з ними матеріалам. Наприклад, для параелектриків, тобто матеріалів, які в звичайних умовах знаходяться при температурі вище температури сегнетоелектричного фазового переходу і для яких залежність $\varepsilon(T)$ відповідає закону Кюрі - Вейсса:

$$\varepsilon(T) = \frac{K}{T - \theta},$$

де K – константа Кюрі-Вейсса; θ – температура Кюрі-Вейсса.

Для полідоменних сегнетоелектриків вже у відносно слабких полях спостерігається суттєва залежність діелектричної проникності від напруженості змінного електричного поля. Це зумовлено додатковим вкладом, який вносить у загальну поляризацію орієнтація доменів під

дією зовнішнього поля (т.з. «орієнтаційна», або «доменна поляризація»).

$$P_{\Sigma} = P_{зв} + P_{ор} \quad (8.2)$$

де $P_{зв}$ - звичайна поляризованість, $P_{ор}$ - орієнтаційна поляризованість.

При збільшенні напруженості електричного поля все більша частина доменів починає приймати участь у орієнтаційній поляризації, що призводить до різкого зростання $\mathcal{E}$. Зростання $\mathcal{E}$ відбувається до тих пір, поки практично всі домени не приймуть участі у орієнтаційній поляризації.

Подальше збільшення напруженості електричного поля призводить до спаду $\mathcal{E}$, бо величина загальної поляризації матеріалу практично більше не змінюється, хоча напруженість електричного поля продовжує зростати (рис. 8-1а). Для характеристики нелінійності і можливості порівняння між собою різних матеріалів використовують коефіцієнт нелінійності $K_{\sim}$, який дорівнює відношенню $\mathcal{E}$ максимального до $\mathcal{E}$ початкового ($K_{\sim} = \frac{\mathcal{E}_{\text{макс}}}{\mathcal{E}_{\text{поч}}}$), обов'язково вказуючи при цьому напруженість електричного поля при якому досягається $\mathcal{E}_{\text{макс}}$. Слід мати на увазі, що при зниженні температури орієнтаційна поляризація зменшується за рахунок підвищення коерцитивної сили доменів.

Якщо до сегнетоелектрика крім змінного електричного поля прикладається і постійне, то воно утруднює орієнтацію доменів відповідно до змінного поля і тим самим «виключає» домени з орієнтаційної поляризації, що призводить до зменшення діелектричної проникності (так званні «характеристики управління»). Відповідні залежності приведені на рис. 8-1б.

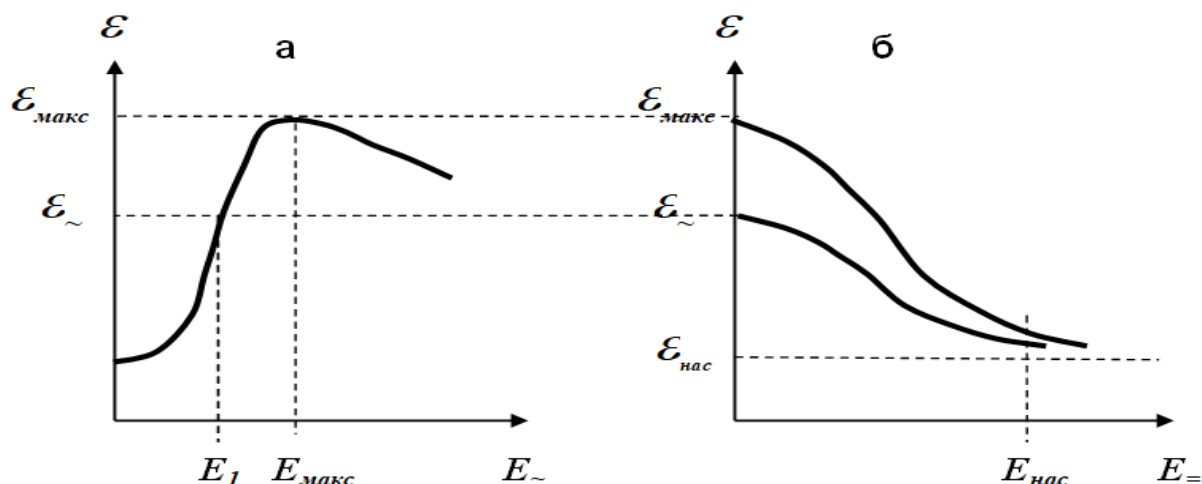


Рис.8-1. Характеристики нелінійності (а) та управління (б).

Для оцінки характеристик управління зазвичай використовують коефіцієнт:

$$K_{\pm} = \varepsilon_{\sim} / \varepsilon_{\text{нас}}$$

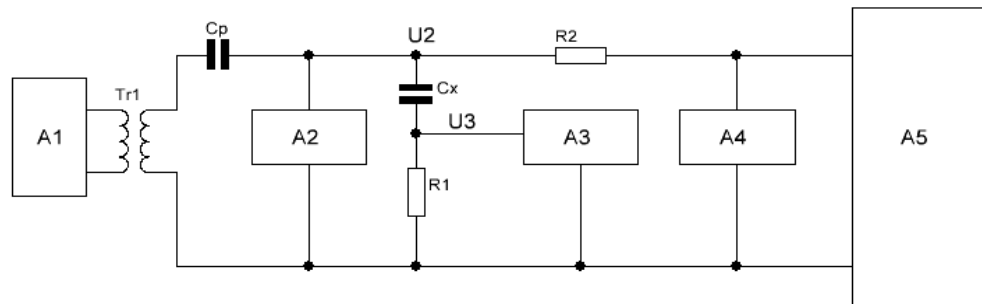
Керамічні матеріали з високою нелінійністю називають варикондовою керамікою. Вона, як правило, виготовляється у вигляді сегнетокераміки на основі BaTiO_3 , PbTiO_3 , PbZrO_3 , SrTiO_3 .

Залежність ε сегнетокераміки від величини електричного поля дає можливість розробляти конденсатори, ємність яких можна змінювати прикладеною електричною напругою (такі конденсатори називають «варикондами») та реалізувати на їх основі діелектричні підсилювачі, частотні модулятори, множники частоти та т. і.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

Для дослідження нелінійних явищ в варикондах при дії на них змінного електричного поля, або при одночасній дії змінного та постійного електричного поля, як правило, використовують схему,

зображену на рис. 8-2. Схема складається з генератора **A1**, підвищувального трансформатора **Tr1**, конденсатора C_p , нелінійного конденсатора C_x , вольтметрів змінної напруги **A2**, **A3**, вольтметра постійної напруги **A4**, опорів R_1, R_2 , джерела постійної напруги **A5**.



A1- генератор

A2, A3 - вольтметри змінної напруги

Cx- конденсатор із сегнетоелектричним діелектриком

A4 - вольтметр постійної напруги

A5 - джерело постійної напруги

Рис.8-2. Схема вимірювань

Розрахунок ємності нелінійного конденсатора C_x при використанні цієї схеми може бути проведено за формулою:

$$C_x = \frac{U_{R1}}{U_{Cx} R_1 \omega} \quad (8.3)$$

де U_{R1} - падіння напруги на опорі R_1 ; U_{Cx} - змінна напруга на конденсаторі C_x ; ω - кругова частота, U_{Cx} дорівнює різниці показань вольтметрів **A2** та **A3**: $U_{Cx} = (U_2 - U_3)$.

Для розрахунку відносної діелектричної проникності матеріалів відповідно до встановленої величини C_x використовується

загальновідома формула $\varepsilon = \frac{C_x \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot S}$, де S та d геометричні розміри

плаского конденсатора, який являє собою досліджуваний зразок.

Додатковий опис схем або установок для проведення дослідження

конкретних зразків матеріалів, їх геометричні розміри, методичні вказівки щодо проведення дослідження студенти отримують від викладача безпосередньо на лабораторному занятті.

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням, методикою експериментального дослідження та зібрати схему вимірювань (рис.8-2).
2. Ознайомитися з дослідними зразками.
3. Зняти залежність U_3 від U_2 (в межах вказаних викладачем) та розрахувати $U_{Cx}=U_2-U_3$ та залежність C_x від U_{Cx} .
4. Відповідно до геометричних розмірів зразка (нелінійного плаского конденсатора) розрахувати та побудувати залежність ϵ_x від U_{Cx} , визначити $K_{\sim}$.
5. Встановити напругу U_{Cx} , яка відповідає максимальному значенню ϵ_x , та дослідити залежність ϵ_x від величини постійної напруги U_4 .
6. Побудувати залежність ϵ_x від величини постійної напруги, визначити $K_{\sim}$.
7. Зробити висновки по роботі.
8. Відповісти на контрольні питання.

Література:

[6] с. 348– 355; [7] с. 168-174; [9] .

Додаткова інформація

а). Параметри та характеристики деяких марок промислової варикондової кераміки .

Матеріал	Температура фазового переходу, °C	$\epsilon_{\text{початкова}}$	$\epsilon_{\text{макс.}}$ при $E_{\text{макс}}$	$E_{\text{макс.}}$, В/мм	$K_{\sim}$
Ва TiO_3 (для порівняння)	120	1500-2000	6000-8000	600-800	1,5-2
ВК - 1	75±10	2300-2500	16000 - 20000	150-200	≥ 4
ВК - 2	75±10	2000-2500	40000 - 50000	120-150	≥ 8
ВК - 4	105±10	1800-2000	20000- 35000	250-300	≥ 8
ВК - 5	75±10	2000-2500	80000 -100000	80-100	≥ 20
ВК - 6	200±20	400-500	10000 - 22000	500-600	≥ 8

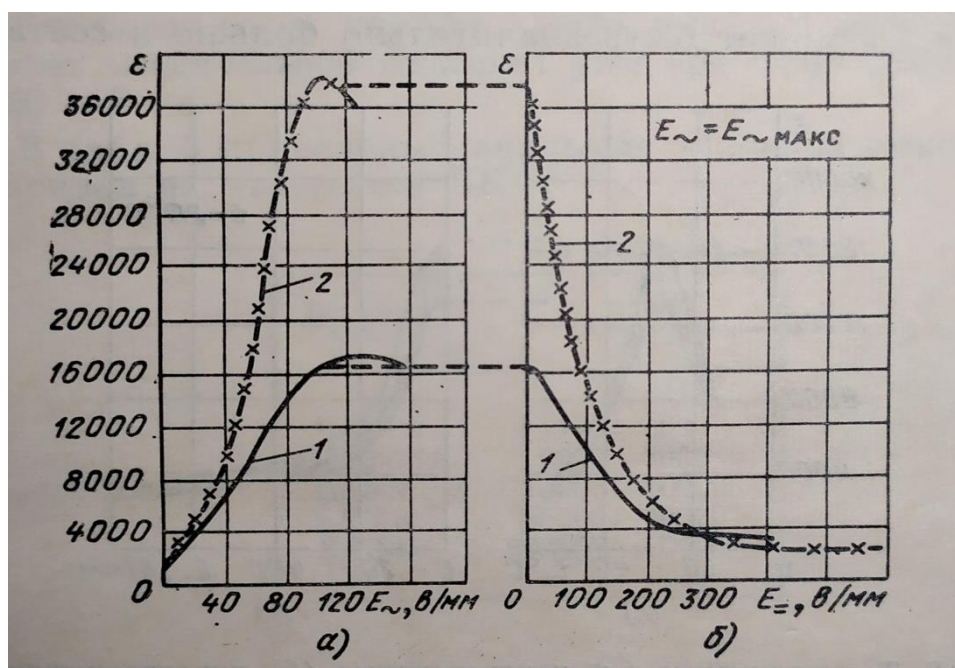


Рис.8-3. Залежності ϵ кераміки ВК-1(крива1) та ВК-2 (крива 2) від величини напруженості змінного та постійного електричного поля.

б) Контрольні питання:

- 1. В яких матеріалах суттєво проявляється діелектрична нелінійність?*
- 2. Чим зумовлено аномальне зростання відносної діелектричної проникності сегнетоелектриків при зростанні напруженості змінного електричного поля ?*
- 3. З чим пов'язані характеристики управління нелінійних діелектриків?*
- 4. Яким параметром характеризується нелінійність діелектричних матеріалів ?*
- 5. Яким параметром характеризується характеристика управління?*
- 6. На основі яких хімічних сполук виготовляють варикондову кераміку?*
- 7. Які основні напрямки використання варикондів ?*
- 8. Як залежить поляризованість лінійних діелектриків від напруженості електричного поля?*
- 9. Яким діелектрикам притаманна доменна поляризація?*
- 10. Який фізичний принцип роботи варикондів?*

Лабораторна робота №9

Визначення основних характеристик та параметрів п'єзокерамічних діелектриків

Мета роботи: визначення основних електромеханічних параметрів п'єзокерамічних матеріалів методом резонансу-антирезонансу.

Теоретична частина

П'єзоелектричний ефект полягає у тому, що під дією механічної напруги в певному класі діелектриків виникає поляризація (прямий п'єзоефект) або під дією електричного поля виникає деформація, величина якої лінійно залежить від напруженості цього поля (зворотний п'єзоефект). Зв'язок між електричними та механічними величинами, який характеризує п'єзоелектричні властивості діелектриків, може бути представлений у вигляді рівнянь п'єзоефекту.

Вибір незалежних змінних визначається умовами проведення експерименту. Якщо знехтувати магнітними властивостями діелектриків і вважати, що теплообмін п'єзоелектрика з оточуючим середовищем мізерний, то можна записати (спрощено, для незалежних змінних T (механічна напруга), та E (напруженість електричного поля) :

$$\begin{aligned} D &= dT + \varepsilon^T E & (\text{прямий п'єзоефект}) \\ S &= s^E T + dE & (\text{зворотний п'єзоефект}) \end{aligned} \quad (9.1)$$

де S – пружна податливість; ε – діелектрична проникність; D – електрична індукція; S – деформація.

Якщо вибрати іншу пару незалежних змінних (T та D , або E та S , або S та D), то отримаємо ще три системи рівнянь:

$$\begin{cases} S = gD + s^D T; \\ E = -gT + \beta^T D; \end{cases} \quad \begin{cases} T = -eE + c^E S; \\ D = eS + \varepsilon^S E; \end{cases} \quad \begin{cases} T = -hD + c^D S; \\ E = -hS + \beta^S D; \end{cases} \quad (9.2)$$

де d, g, e, h – п'єзоелектричні коефіцієнти; β дорівнює $(1/\varepsilon)$; S дорівнює $(1/s)$. Індекс S (біля діелектричного параметра) означає механічно затиснутий, а індекс T механічно вільний діелектрик. Індекс E (біля механічного параметра) означає електрично замкнений, а індекс D електрично розімкнений діелектрик.

Всі п'єзоелектричні коефіцієнти зв'язані між собою співвідношеннями, які можуть бути легко отримані із рівнянь (9.1), (9.2):

$$\begin{aligned} d &= g\varepsilon^T = eS^E; & g &= hs^D = d\beta^T; \\ e &= dc^E = h\varepsilon^S; & h &= e\beta^S = gc^D. \end{aligned} \quad (9.3)$$

Для того, щоб охарактеризувати п'єзоелектрик, як електромеханічний перетворювач енергії, використовують параметр, який має назву коефіцієнт електромеханічного зв'язку – K . Він може бути визначений через діелектричні, або механічні параметри п'єзоелектричного матеріалу:

$$K^2 = \frac{\varepsilon^T - \varepsilon^S}{\varepsilon^T} = \frac{s^E - s^D}{s^E}. \quad (9.4)$$

або через них, та відповідний п'єзомодуль:

$$K^2 = \frac{d^2}{s^E \varepsilon^T} \quad (9.5)$$

До основних параметрів, які характеризують п'єзоелектрик відносять коефіцієнт електромеханічного зв'язку (K), п'єзомодуль (у більшості випадків використовують п'єзомодуль d), механічну добротність матеріалу (Q_m) та швидкість звуку у матеріалі ($V_{зв}$).

Дослідження цих основних параметрів, які і визначають характеристики практично всіх електромеханічних перетворювачів на основі п'єзоелектричного ефекту, і є метою даної лабораторної роботи.

Експериментальне обладнання та методика дослідження

В даній лабораторній роботі основні параметри п'єзокерамічних матеріалів визначаються за результатами експериментальних досліджень п'єзоелектричних резонаторів методом резонансу-антирезонансу. П'єзоелектричний резонатор зазвичай представляє собою тіло правильної геометричної форми (у даному випадку - диск) з двома електродами на торцевих поверхнях.

Залежність активного опору такого резонатору від частоти (поблизу першої моди радіальних коливань) має вигляд спрощено наведений на рис. 9-1. Мінімальному активному опору відповідає так звана «резонансна» частота (f_p), а максимальному- «антирезонансна» (f_a). Знаючи ці частоти, можна розрахувати основні параметри п'єзоелектричного матеріалу, з якого виготовлено п'єзорезонатор, за формулами (9.6) – (9.9).

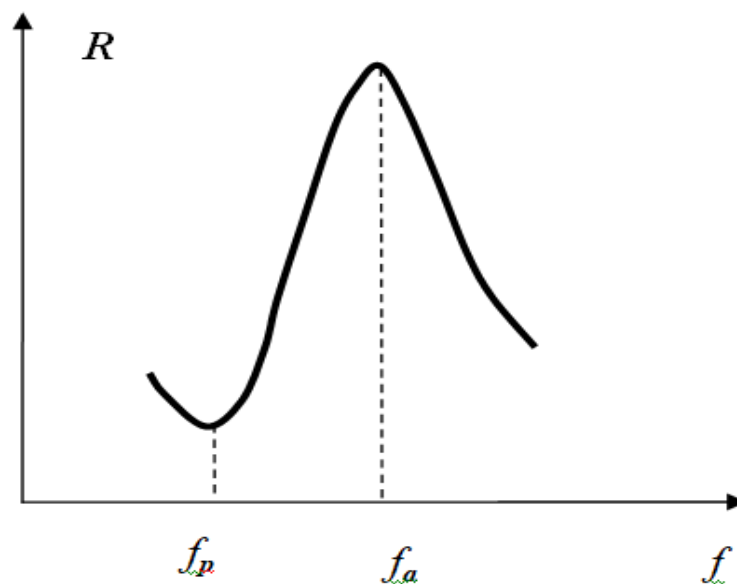


Рис.9-1. Частотна залежність активного опору п'єзорезонатора поблизу резонансної частоти

Для визначання частот резонансу та антирезонансу

використовується вимірювальна схема, наведена на рис. 9-2.

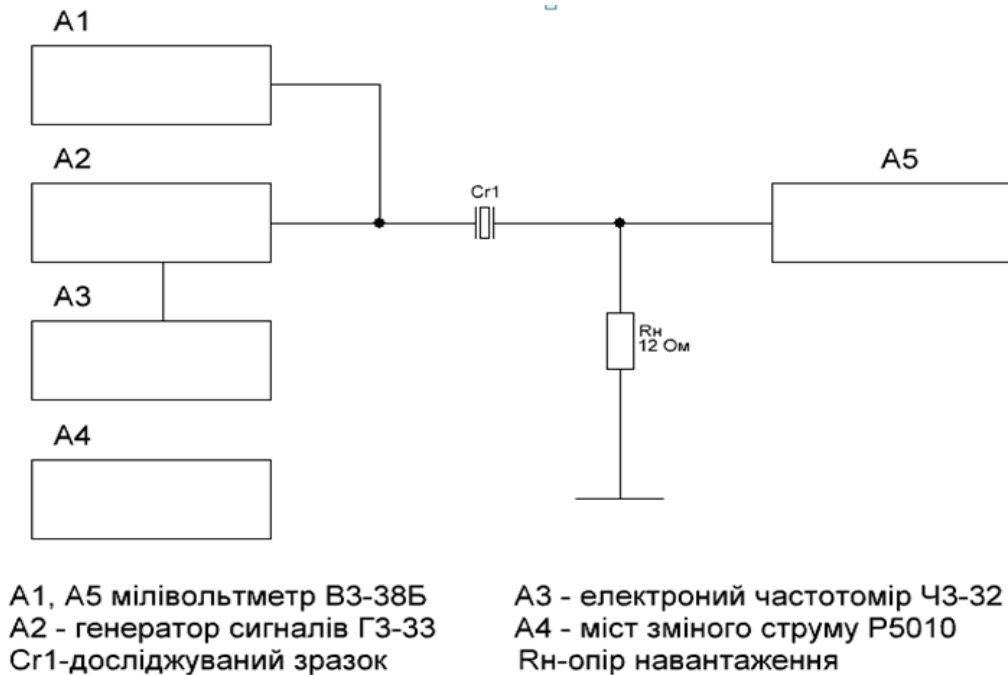


Рис.9-2. Схема вимірювання

Підтримуючи величину вхідного сигналу від генератора А2 постійною (наприклад, 1.0 В), змінюють його частоту. При цьому, на частоті резонансу, коли активний опір п'єзоелектричного резонатору стає мінімальним, струм у ланцюжку п'єзорезонатор – R_n стає максимальним і відповідно максимальним буде падіння напруги на R_n , що і фіксується вольтметром А5. Вочевидь, що на частоті антирезонансу падіння напруги на R_n буде мінімальним. Таким чином визначають f_p та f_a (слід відзначити, що при необхідності отримання більш точних значень, дослідження біля частот резонансу та антирезонансу проводяться при різній величині опору навантаження).

Основні розрахункові формули:

Коефіцієнт електромеханічного зв'язку:

$$K_p = \sqrt{\left(\frac{\eta^2 - \sigma^2}{2(1 + \sigma)}\right) \left(1 - \frac{f_p^2}{f_a^2}\right)}. \quad (9.6)$$

де - η - найменший додатний корінь частотного рівняння; σ - коефіцієнт Пуасона; f_p - резонансна частота [Гц]; f_a - антирезонансна частота [Гц].

Значення η , σ необхідно отримати у викладача на лабораторній роботі.

П'єзомодуль:

$$d_{31} = \frac{0.19 \cdot 10^{-5} K_p}{f_p} \cdot \frac{2}{D} \cdot \sqrt{\frac{\varepsilon_{33}^T}{\varepsilon_0} \cdot \frac{1}{\rho}} \quad [\text{Кл/Н}] \quad (9.7)$$

де D - діаметр резонатора [см];

ρ - об'ємна маса [г/см³];

f_p - частота резонансу [Гц];

$\frac{\varepsilon_{33}^T}{\varepsilon_0} = \varepsilon$ - відносна діелектрична проникність, яка розраховується за

формулою :

$$\varepsilon = \frac{C \cdot d}{\varepsilon_0 \cdot S} ,$$

де d - товщина зразка [м], S - площа електродів зразка [м²], C - електрична ємність зразка [Ф] виміряна на частоті 1 кГц мостом змінного струму, наприклад, Р5010. Значення d , S , ρ необхідно отримати у викладача на лабораторній роботі.

Механічна добротність:

$$Q_M = \frac{f_a^2 \cdot 10^{12}}{2\pi R_p C f_p (f_a^2 - f_p^2)} \quad (9.8)$$

де $R_p = R_n \left(\frac{U_{\text{вх}}}{U_{\text{вих}}} - 1 \right)$ - опір резонатора на резонансній частоті [Ом];

R_n - навантаження [Ом];

C - ємність резонатора на частоті 1000 Гц [пФ].

Швидкість звуку :

$$V_{36} = \frac{f_p \cdot \pi \cdot D}{\eta} \sqrt{1 - \sigma}, \quad [\text{м/с}] \quad (9.9)$$

де D – діаметр резонатора [м], f_p – частота резонансу [Гц].

УВАГА. Біля формул (9.6) – (9.9) вказані розмірності величин, які до них входять, відповідно до вимог нормативної документації (ГОСТ12370–80). Використовуйте саме ці розмірності для запобігання помилок у розрахунках.

Завдання

1. Ознайомитися з устаткуванням, методикою експериментального дослідження та зібрати схему вимірювань рис.9-2.
2. Ознайомитися з дослідними зразками.
3. Дослідити залежність напруги на R_n від частоти електричного сигналу в заданому викладачем діапазоні частот.
4. Побудувати залежність $U(f)$ для всіх досліджених резонаторів.
5. Визначити f_p та f_a п'єзореzonаторів.
6. Обчислити параметри п'єзо резонаторів: K_p , d_{31} , Q_M , V_{36} .
(Перед розрахунком d_{31} та Q_M виміряти ємність C досліджуваних зразків мостом змінного струму, наприклад, Р5010).
6. Порівняти отримані значення параметрів з довідковими.
7. Зробити висновки по роботі.
8. Відповісти на всі контрольні питання.

Література

[6] с. 201-224; [8] с. 75-109; 111-123; [9] ; [10].

Додаткова інформація.

а) Основні марки та параметри п'єзокерамічних матеріалів:

Марка	Основні хімічні компоненти	Функціональні групи	Рекомендована робоча температура, К (t°C)	
		Призначення	Міні-мальна	Макси-мальна
ТБ-1	Титанат барію	Виготовлення високочутливих п'єзокерамічних елементів, працюючих в режимі прийому та (або) випромінювання.	213 (-60)	333 (60)
ЦТС-19	Цирконат – титанат свинцю			473 (200)
ЦТСНВ-1	Цирконат – титанат свинцю, натрію, вісмуту			393 (120)
ТБК-3	Титанат барію – кальцію	Виготовлення високочутливих п'єзокерамічних елементів, працюючих в режимі прийому та (або) випромінювання в умовах впливу сильних електричних полів та (або) механічних напруг.	213 (-60)	333 (60)
ЦТС-23	Цирконат – титанат свинцю			423 (150)
ЦТС-24	Цирконат – титанат свинцю			423 (150)
НБС-1	Ніобіт барію – свинцю			423 (150)
ЦТБС-3	Цирконат – титанат барію – свинцю			358 (85)
ЦТСОм-1	Цирконат – титанат свинцю – стронцію			358 (85)
ТБКС	Титанат барію – кальцію – свинцю	Виготовлення п'єзокерамічних елементів з підвищеною стабільністю частотних характеристик в заданому діапазоні температур та в часі для частотно – селективних пристроїв на об'ємних хвилях.	213 (-60)	358 (85)
ЦТС-22	Цирконат – титанат свинцю			473 (200)
ЦТС-35	Цирконат – титанат свинцю			358 (85)
ЦТС-21	Цирконат – титанат свинцю	Виготовлення п'єзокерамічних елементів, що працюють при температурах вище 523 К (250°C) та мають підвищену стабільність п'єзоелектричних характеристик в заданому діапазоні температур та (або) механічних напруг.	213 (-60)	573 (300)

Марка матеріалу	Відносна діелектрична проникність $\varepsilon_{33}^T/\varepsilon_0$	Температура точки Кюрі $T_K, K (^{\circ}C)$, не менше	Коефіцієнт електро механічного зв'язку K_D , не менше	П'єзоелектричні модулі $d_{jk} \cdot 10^{12},$ Кл/Н, не менше		Швидкість звуку $v \cdot 10^{-3}, м/с$	Механічна добротність Q_M не менше	Щільність $\rho \cdot 10^{-3}, кг/м^3$ не менше
				d_{31}	d_{33}			
ЦТС-19	1725±325	563 (290)	0,40	100,0	200,0	2,7 – 3,3	50	7,00
ТБК-3	1200±200	368 (95)	0,20	43,3	83,3	4,50 – 5,00	300	5,30
ЦТС-23	1075±225	548 (275)	0,43	100,0	200,0	3,00 – 3,35	200	7,40
ЦТБС-3	2300±500	453 (180)	0,45	525,0	320,0	3,37 – 3,61	200	7,20
ТБКС	450±50	423 (150)	0,17	20,0	50,0	4,40 – 5,00	350	5,20
ЦТССм-1	1150±150	533 (260)	0,43	75,0	180,0	3,50	500	7,30

б) Контрольні питання:

1. Що таке прямий п'єзоефект? Запишіть рівняння.
2. Що таке зворотний п'єзоефект? Запишіть рівняння.
3. Чим відрізняється зворотній п'єзоефект від електрострикції?
4. Що характеризує коефіцієнт електромеханічного зв'язку? Якими параметрами матеріалу він визначається?
5. В яких одиницях вимірюється п'єзомодуль?
6. Що означають параметри ϵ^T ; ϵ^S ?
7. Що означають параметри s^E ; s^D ?
8. Якого порядку швидкість звуку у п'єзокерамічних матеріалах?
9. Які основні хімічні компоненти п'єзокераміки ЦТБС?
10. Чим обмежена максимальна робоча температура п'єзоелектрика?

Література:

1. Поплавко Ю.М., Ільченко В.І., Воронов С.О., Якименко Ю.І. Фізичне матеріалознавство. Частина 4. Напівпровідники. – К.: НТУУ «КПІ», 2011.-333 с.
2. Дубок В.А., Котенко О.С., Хімія і фізика напівпровідників. К.:Вища школа, 1973.-304 с.
3. Митрофанов О.В.,Симонов Б.М., Коледов Л.А. Физические основы функционирования изделий микроэлектроники.- М.: Высш. школа, 1987. -168 с.
4. Епифанов Г.И. Физические основы микроэлектроники.- М.: Сов. радио, 1971.-376 с.
5. Епифанов Г.И., Мома Ю.А. Твердотельная электроника.- М.: Высш. школа, 1986.- 304 с.
6. Поплавко Ю.М., Переверзева Л.П., Воронов С.О., Якименко Ю.І. Фізичне матеріалознавство. Ч.2 , Діелектрики. - К.: НТУУ «КПІ», 2007.- 392 с.
7. Дж. Барфут , Дж. Тейлор. Полярные диэлектрики и их применение.- М.: «Мир», 1981.-526 с.
8. Поплавко Ю.М., Якименко Ю.І. П'єзоелектрики. - К.: НТУУ «КПІ», 2013.-328 с.
9. Текст лекцій з дисципліни “ Матеріалознавство радіоелектронної апаратури”. Розділ «Активні діелектрики» [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»/ КПІ ім. Ігоря Сікорського; авт.: А.П.Мірошніченко.- Київ.-КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2016.- 58 с.- Режим доступу: <https://campus.kpi.ua/>.
10. ГОСТ 12370–80. Материалы пьезокерамические. Методы испытания/Межгосударственный стандарт.-Изд. офиц.-[действ. с 1981-07-01].-М.: Издательство стандартов, 1980.- 30 с.

Додаткова рекомендована література:

1. Щупляк Н. М. Основи електроніки і мікроелектроніки. – Дрогобич: Бескид БІТ, 2014. – 443 с.
2. Болух В. Ф., Данько В. Г. Основи електроніки і мікропроцесорної техніки: Навч. посібник. – Харків: НТУ "ХПІ", 2011. – 257 с.
3. Новіков В. О., Рожко Ж. А., Богуш А. Р., Грінько С. С. Теоретичні та практичні основи електроніки. – Херсон: Херсонський національний технічний університет, 2017. – 146 с.
4. Борисов О.В., Якименко Ю.І. Твердотільна електроніка: Підручник. – К.: НТУУ "КПІ", 2015. – 484 с.
5. Шимони К. Физическая электроника. - М.: «Энергия», 1977.- 608 с.
6. Орешкин П.Т. Физика диэлектриков и полупроводников. – М.: Высш. школа, 1977.- 448 с.
7. Линч П., Николайдес А. Задачи по физической электронике. -М.: Мир,1975.- 264 с.
8. Л. Росадо. Физическая электроника и микроэлектроника.- М.: Высш. школа, 1991.-351 с.
9. Текст лекцій з дисципліни “ Матеріалознавство радіоелектронної апаратури ”. Розділ «Напівпровідники» [Електронний ресурс]: навч. посіб. для студ. спеціальності 172 «Телекомунікації та радіотехніка»/ КПІ ім. Ігоря Сікорського; авт.: А.П.Мірошніченко.- Київ.-КПІ ім. Ігоря Сікорського, 2017.- 70с.- Режим доступу: <https://campus.kpi.ua/>.
10. Справочник по электротехническим материалам. Под ред. Ю.В. Корицкого, В.В. Пасынкова, Б.М. Тареева. Т.3. - Л.:Энергоатомиздат, 1988.-728 с.
11. ГОСТ 22622-77. Материалы полупроводниковые. Термины и определения основных электрофизических параметров/ Межгосударственный стандарт.-Изд. офиц.- [действ. с 1978-07-01].- М.: Издательство стандартов,1978.-188 с.