

Навчальне видання

*Лозовський В.З.
Покидько К.В.
Стрільчук Г.М.*

ПРАКТИКУМ З ФІЗИКИ НАПІВПРОВІДНИКІВ

Частина перша

Видавнича лабораторія радіофізичного факультету
Київського національного університету імені Тараса Шевченка

2009

ЗМІСТ

Вступ.....	3
Інструкція з охорони праці.....	5
<i>Лабораторна робота №1</i>	
Визначення питомого опору та знаку носіїв заряду в напівпровідниках	10
<i>Лабораторна робота №2</i>	
Визначення ширини забороненої зони напівпровідників з вимірів температурного ефекту Холла.....	23
<i>Лабораторна робота №3</i>	
Магнітоопір напівпровідників	40
<i>Лабораторна робота №4</i>	
Визначення дрейфової рухливості носіїв заряду та перевірка співвідношення Ейнштейна.....	52
ДОДАТКИ	67

Вступ

Протягом багатьох років на кафедрі напівпровідникової електроніки (до 1996 року – кафедри фізики напівпровідників) створювався лабораторний практикум з фізики напівпровідників. Викладачі кафедри Воробйов Ю.В., Добровольський В.М., Пека Г.П., Россохатий В.К., Холодар Г.А. вели основні лекційні курси з фізики напівпровідників і розробляли лабораторні роботи, що виконувались як супровід лекційних курсів.

Значна кількість лабораторних робіт базуються на наукових розробках кафедри і є оригінальними не тільки за методичною постановкою, а й за науковою основою. В 1990 році був виданий навчальний посібник для студентів «Практикум з фізики напівпровідників та напівпровідникової електроніки».

Але лабораторний практикум постійно у розвитку – експериментальні установки модернізуються, методики вимірювань удосконалюються. Тому виникла необхідність в перевиданні навчального посібника із змінами і доповненнями, що напрацьовані за цей час.

В цьому навчальному посібнику зібрані та упорядковані основні лабораторні роботи, що виконуються студентами як супровід лекційних курсів з фізики напівпровідників, що читаються як на самій кафедрі напівпровідникової електроніки, так і на інших кафедрах радіофізичного факультету.

Загальна мета циклу лабораторних робіт з фізики напівпровідників полягає в тому, що студент повинен:

1. ознайомитися шляхом експерименту з основними фізичними явищами в напівпровідниках;
2. ознайомитися з головними методами та схемами дослідження параметрів напівпровідників;
3. навчитися проводити математичну обробку експериментальних результатів і отримувати необхідні фізичні параметри на базі величин, що вимірюються;
4. здобути досвід постановки та проведення наукових досліджень в галузі фізики напівпровідників.

Виклад лабораторної роботи включає короткий опис фізичного явища, що вивчається, а також методики та схеми

вимірювання, завдання до лабораторної роботи, питання для самоконтролю та рекомендовану літературу. Така побудова лабораторної роботи дає студентам можливість проявити максимальну самостійність при підготовці до її виконання.

При проведенні лабораторних робіт на кафедрі розроблені і діють такі загальні правила:

1. Студент отримує завдання до лабораторної роботи і самостійно вивчає опис роботи та рекомендовану літературу.

2. Перед початком виконання роботи відбувається бесіда студента і викладача з метою визначення готовності студента до самостійного виконання роботи.

3. Під час бесіди перевіряється знання студентом методики експерименту, порядок роботи на установці, навички роботи з приладами, включаючи техніку безпеки.

4. Студент детально вивчає експериментальну установку, складає план досліджень, проводить самі експериментальні дослідження та математичну обробку результатів експерименту.

5. Звіт з лабораторної роботи оформлюється в загальному зошиті і включає короткий опис фізичного явища, що вивчається, основні розрахункові формули, завдання до роботи, схему вимірювань, таблиці з робочими вимірами, розрахунки, графіки, загальні висновки по результатам роботи.

6. На закінчення проводиться бесіда з викладачем та складається залік.

Встановлений порядок дозволяє поєднати самостійність студента при підготовці та виконанні самої роботи (цьому сприяють питання для самоконтролю після кожної роботи) з необхідним контролем знань студента викладачем.

Інструкція з охорони праці в навчальній лабораторії напівпровідників

1. Загальні положення

1.1 Приміщення навчальної лабораторії призначені для виконання студентами радіофізичного факультету лабораторних робіт.

1.2 До роботи в лабораторії допускається персонал кафедри, який має відповідну кваліфікацію і проінструктований з техніки безпеки.

1.3 Інструктаж персоналу проводиться два рази на рік (перед початком навчального семестру) завідуючим кафедрою з реєстрацією в «Журналі інструктажів з питань охорони праці».

1.4 Інструктаж студентів проводиться викладачем перед початком проведення лабораторних занять з реєстрацією в «Журналі інструктажу студентів з техніки безпеки».

1.5 Записи в «Журналах інструктажів» робляться кожним, що інструктується, власноруч.

1.6 Викладач повинен бути впевнений, що студент засвоїв прийоми безпечного виконання роботи, яку йому належить виконувати.

1.7 Студент зобов'язаний:

1.7.1 Виконувати тільки ту роботу, яка йому доручена. Забороняється ходити по лабораторії, голосно розмовляти, підходити до установок і приладів, якщо це не пов'язано з дорученою роботою.

1.7.2 Не порушувати самому та зупиняти тих, хто порушує правила техніки безпеки (ТБ) та пожежної безпеки (ПБ).

1.7.3 негайно сповістити керівника про всі несправності обладнання а також про порушення ТБ та ПБ.

1.8 За порушення техніки безпеки винні несуть адміністративну чи кримінальну відповідальність, в залежності від виду порушень та їхніх наслідків.

2. Вимоги безпеки перед початком роботи

2.1 Перед тим, як приступити до виконання роботи, уважно ознайомтесь із завданням.

2.2 Впевніться в справності запобіжних пристроїв, надійності встановлення приладів і устаткування.

2.3 Перевірте надійність заземлення обладнання і справність з'єднувальних шнурів приладів на робочому місці.

2.4 При виявленні будь-яких несправностей роботу не розпочинати і негайно сповістити керівника робіт.

3. Вимоги безпеки під час роботи

3.1 Правила електробезпеки.

3.1.1 В сухих приміщеннях (вологість повітря не вища 75%, температура повітря від 5 до 30⁰С) небезпечними для життя є напруги вище 42 вольт.

3.1.2 При користуванні лабораторними автотрансформаторами (ЛАТР) необхідно пам'ятати, що незалежно від того, на яку напругу встановлена рукоятка автотрансформатора, клема “навантаження” по відношенню до землі може виявитись під напругою 220 В і доторкання до неї небезпечне для життя.

3.1.3 При ремонті обладнання пам'ятайте, що відключений рубильник (тумблер) і наявність блокування ще не є гарантією відсутності напруги на елементах установки. Конденсатори фільтрів повинні бути розряджені розрядником, а потім заземлені. Установки з напругою вище 150 В по відношенню до землі обов'язково забезпечуються заземленням.

3.1.4 Не торкайтесь руками деталей схеми, що знаходяться під напругою. Будьте обережні при виконанні вимірів у відкритих схемах.

3.1.5 Не залишайте без догляду працюючі вимірювальні установки та схеми, що знаходяться під напругою.

3.1.6 Не виконуйте перемикання, пайку і ремонт у схемах, які знаходяться під напругою.

3.1.7 Не користуйтесь дротами з пошкодженою ізоляцією, відкритими неізольованими клемми, несправними електроприладами, саморобними запобіжниками.

3.1.8 Не використовуйте без достатніх на те причин запобіжні плакати типу “смертельно”, “висока напруга”.

3.1.9 Забороняється працювати з відкритими кришками і дверцятами приладів, вимикати блокування чи захист. При ремонті установок загороджуйте установку, що ремонтується, шнурами, вивішуйте плакати “Не вмикати – працюють люди”.

3.1.10 При використанні хімічних джерел струму (батарей, акумуляторів) в електричній схемі необхідно мати вимикач і відключати їх після закінчення роботи.

3.1.11 При роботі з електромагнітами (ЕМ) забезпечуйте плавну зміну струму через котушки для запобігання пробою ізоляції обмоток через велику ЕРС самоіндукції. Вмикання та вимикання ЕМ виконуйте при малих струмах. Зміну полярності полюсів проводьте при вимкненому струмі.

3.1.12 При роботі з постійними магнітами не користуйтесь інструментом, який намагнічується. Не підносьте до полюсів магніту сторонніх металевих предметів. Бережіть від впливу магнітних полів наручні механічні годинники.

3.1.13 При проведенні мостових та компенсаційних вимірювань необхідно обережно поводитись з джерелом зразкової напруги (нормальний елемент ненасичений), в якому міститься ртуть.

3.2 Правила безпеки при роботі з рідким азотом

3.2.1 Рідкий азот має дуже низьку температуру (77 K) і при попаданні на поверхню тіла людини може викликати сильні опіки.

3.2.2 Заливку охолоджуваних об'ємів (кріостатів) проводять поволі, по мірі їх поступового охолодження.

3.2.3 Скляні кріостати повинні бути обладнані захисними металічними екранами.

3.2.4 Забороняється переливати рідкий азот через горловину скляної вакуумної посудини для запобігання вибуху при її розтріскуванні. Для цієї мети використовують сифонний пристрій.

3.2.5 Для запобігання ураження очей при розбризкуванні рідкого азоту необхідно одягати захисні окуляри.

3.2.6 Студенти повинні працювати з рідким азотом під наглядом викладача.

3.3 Правила безпеки при роботі з вакуумними постами

3.3.1 Не залишати працюючий вакуумний пост без нагляду.

3.3.2 Не проводити різкий напуск атмосфери в працюючий пост, бо це може призвести до його руйнування.

3.3.3 Студенти повинні працювати з вакуумними постами під наглядом викладача.

3.4 Правила безпеки при роботі з оптичними квантовими генераторами (лазерами)

3.4.1 Робота з лазерами містить небезпеку ураження очей прямим, відбитим та розсіяним випромінюванням, тому працювати необхідно в захисних окулярах, що послаблюють випромінювання для даної довжини хвилі.

3.4.2 Необхідно зберігати вільний підхід до лазерів (проходи повинні бути не менше 0,7м ширини).

3.4.3 Необхідно дотримуватись правил безпеки при юстуванні: попереднє юстування проводити при вимкненому блоці живлення, точне – в захисних окулярах з відповідними фільтрами.

3.4.4 Категорично забороняється спрямовувати промінь лазера за межі оптичної системи вимірювальної установки та в напрямку інших осіб.

3.4.5 Студенти працюють з лазерами під наглядом викладача.

3.5 Правила безпеки при роботі з хімічними речовинами

3.5.1 Зберігання хімічних речовин і сполук у тарі без етикеток забороняється.

3.5.2 В приміщеннях учбових лабораторій кількість шкідливих чи отруйних речовин не повинна перевищувати необхідної кількості для безпосереднього виконання роботи (добову норму).

3.5.3 Працювати з хімічними речовинами тільки в гумових рукавичках.

3.5.4 При взятті вагових порцій необхідно користуватись фарфоровою ложкою.

3.5.5 При відбиранні рідин необхідно користуватися піпетками з гумовими грушами чи сифонними пристроями.

3.5.6 Зі шкідливими хімічними речовинами та тими, що легко випаровуються, працювати тільки у витяжній шафі при ввімкненій вентиляції.

3.5.7 При випадковому розлитті ртуті необхідно ретельно зібрати крапельки залізною лопаткою та гумовою грушкою в герметичну тару, місце розливу посипати сірчаним цвітом. Повідомити про випадок розлиття ртуті керівництво.

3.5.8 При виготовленні водних розчинів кислот і лугів їх необхідно додавати малими порціями у воду, а не навпаки.

3.5.9 Відпрацьовані розчини лугів і кислот можна зливати в загальноміську каналізацію тільки після їх нейтралізації.

3.5.10 При роботі з хімічними речовинами забороняється приймати їжу.

3.5.11 Робота студентів з хімічними речовинами виконується під наглядом викладача чи кваліфікованого спеціаліста.

4. Вимоги безпеки після закінчення роботи

4.1 Вимкнути прилади і вимірювальні установки.

4.2 Вимкнути форвакуумний насос та провести плавний напуск атмосфери.

4.3 Відключити хімічні джерела струму (батареї, акумулятори).

4.4 Перекрити крани водопостачання.

4.5 Перевірити, чи охолонули всі нагрівальні прилади (паяльники і т. і.).

4.6 Вимкнути на електричному щиті в лабораторії загальне живлення.

4.7 Зачинити вікна і фрамуги, вимкнути освітлення.

4.8 В коридорі за розсувними щитами розміщені щити електроживлення і освітлення, крани постачання гарячої і холодної води.

4.9 ЩСТ-130 – вимикає енергопостачання лаб. 601, 603;

ЩСТ-137 – вимикає енергопостачання лаб. 609, 610;

ЩО-34 – вимикає освітлення лаб. 601, 603;

ЩО-33 – вимикає освітлення лаб. 609 та коридорі;

ЩА-12 – вмикає чергове освітлення в коридорі.

4.10 Вентилі, що перекривають подачу та відведення холодної води магістралей на лівій стіні лабораторій, розташовані на відстані 0,5 метра ліворуч від вхідних дверей відповідної лабораторії.

4.11 Вентилі, що перекривають подачу та відведення холодної води рукомийника та магістралей на правій стіні лабораторій, розташовані на відстані 3,5 метра праворуч від входних дверей відповідної лабораторії.

4.12 Вентилі гарячого водопостачання на поверхах не передбачені.

4.13 Стояки холодного та гарячого водопостачання відключаються на першому поверсі.

4.14 Колір труби постачання холодної води – БЛАКИТНИЙ.

4.15 Колір труби водовідведення – ЧОРНИЙ.

4.16 Колір труби постачання гарячої води – КОРИЧНЕВИЙ.

5. Вимоги безпеки в аварійних ситуаціях

5.1 Для запобігання виникнення аварійних ситуацій та травматизму необхідно виконувати правила внутрішнього розпорядку та виробничої дисципліни.

5.2 Негайно сповістити керівника про всі несправності обладнання а також про порушення ТБ та ПБ.

5.3 При раптовому припиненні подачі електроенергії вимкнути прилади, обладнання та установки, провести напуск атмосфери у вакуумний пост. Залишити увімкненою електролампю освітлення для контролю за появою напруги.

5.4 При виявленні ознак горіння (запах тліючої ізоляції і т. і.) негайно вимкнути з електромережі обладнання і вжити заходів щодо ліквідації аварії, терміново повідомити керівника.

5.5 Для гасіння електрообладнання, яке не знеструмлене, використовувати тільки вуглекислотні вогнегасники.

5.6 Якщо стався нещасний випадок – надати потерпілому невідкладну першу медичну допомогу, викликати швидку медичну допомогу, повідомити керівництво.

Лабораторна робота №1.

Визначення питомого опору та знаку носіїв заряду в напівпровідниках

Мета роботи: Ознайомитись із методами визначення питомого опору та знаку носіїв заряду в напівпровідниках

Теоретичні відомості

Питомий опір, його розподіл у монокристалічному зливку та тип провідності є обов'язковою характеристикою напівпровідника. Для визначення питомого опору використовується двозондовий та чотирьохзондовий методи, які розглядаються у даній роботі.

Двозондовий метод застосовується для зразків правильної геометричної форми, наприклад прямокутної. Принципова схема вимірювання двозондовим методом зображена на рис. 1.1.

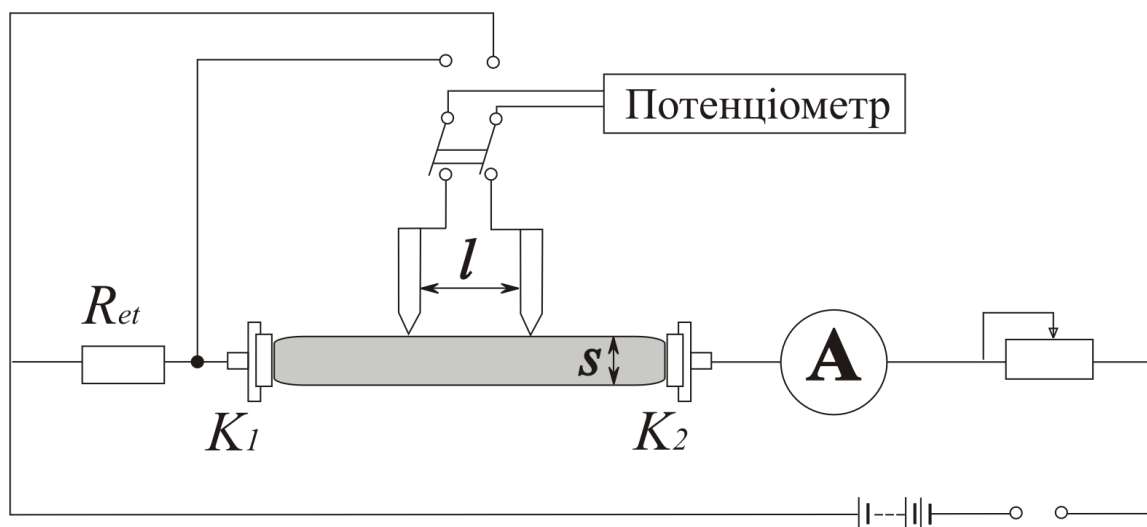


Рис. 1.1. Принципова схема вимірювання двозондовим методом

На торцеві частини зразка наносять омичні металеві електроди, після чого зразок затискають між двома струмопровідними контактами K_1 та K_2 (рис. 1.1). До шліфованої бокової поверхні зразка притискають два зонди на відстані l один від одного. Зонди, які являють собою металеві голки, виготовлені, як правило, з вольфраму, розміщують на одній поверхні зразка. У такому випадку

можлива інжекція неосновних носіїв заряду із зондів в область напівпровідникового зразка може призвести до зменшення питомого опору. Щоб уникнути цього, а також виключити вплив приконтактних шарів підвищеного опору поблизу електродів, застосовується компенсаційний спосіб вимірювання.

Питомий опір зразка визначають за формулою:

$$\rho = R_{et} \frac{U_x}{U_{et}} \frac{s_0}{l}, \quad (1.1)$$

де U_{et} – спад напруги на еталонному опорі, U_x – спад напруги між зондами при однаковому значенні струму в електричному колі, R_{et} – еталонний опір, l – відстань між зондами, s_0 – поперечний переріз зразка.

Внаслідок розігріву контакту металу з напівпровідником протікаючим через нього струмом виникає деякий градієнт температур вздовж зразка, що може спричинити виникнення термоЕРС. Для уникнення впливу термоЕРС робляться два виміри напруги між вимірювальними зондами при однаковому значенні струму через зразок і протилежному напрямі струму.

Якщо величина термоЕРС E_t менша за абсолютною величиною, ніж спад напруги між зондами U_{et} , то при одному напрямі струму величина термоЕРС складатиметься зі спадам напруги між вимірювальними зондами, а при протилежному – відніматиметься від нього. Тоді при одному напрямі струму потенціометр вимірюватиме величину $U_1 = U_x + E_t$ а при протилежному $U_2 = U_x - E_t$. Взявши середнє значення виміряної напруги для протилежних напрямів струму, отримаємо значення спаду напруги між зондами $U_x = \frac{1}{2}(U_1 + U_2)$.

Цей метод дає хороші результати та невелику похибку ($\approx 1\%$). Визначення питомого опору можна здійснювати також при змінному струмі. Недоліком двозондового методу є необхідність нанесення контактів та виготовлення зразка правильної геометричної форми. Для високоомних зразків (CdS, Si) визначення питомого опору ускладнюється існуванням ємнісного струму, поляризаційними ефектами та поверхневими втратами.

Чотирьохзондовий метод застосовується для вимірювання питомого опору зразків різної форми (злитків, брусків, пластинок). Завдяки швидкості та зручності цей метод застосовується у заводських та науково-дослідних лабораторіях. Чотири скріплених (відстані між зондами s фіксовані) та електрично ізольованих зонди ставлять на плоску поверхню кристала (рис. 1.2). Через зовнішні зонди пропускають постійний струм I , а між середніми зондами методом компенсації вимірюють різницю потенціалів U .

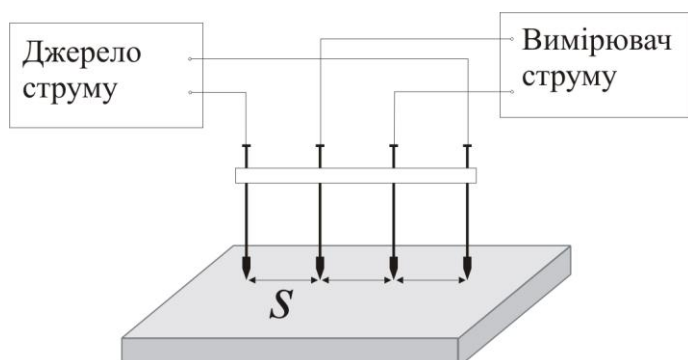


Рис. 1.2. Блок-схема визначення питомого опору чотирьохзондовим методом.

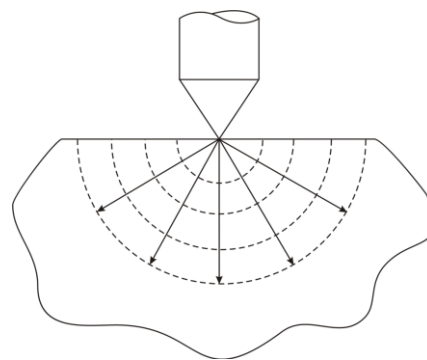


Рис. 1.3. Розподіл ліній струму і потенціалу поблизу точкового струмового електроду

Згідно теорії Максвелла, струмовий електрод, розміщений на поверхні напівнескінченного зразка з питомим опором ρ , створює навколо себе на відстані r потенціал (рис. 1.3)

$$U = \frac{I\rho}{2\pi r}, \quad (1.2)$$

Потенціал у точці середовища між двома електродами дорівнює алгебраїчній сумі потенціалів, створених в цій точці кожним струмовим електродом окремо

$$U = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right), \quad (1.3)$$

де r_1 , r_2 – відстань від точки до першого та другого електроду відповідно. Знак мінус у другому електроді присутній завдяки протилежному напрямку струму. Якщо s_1 , s_2 , s_3 – відстані між електродами (зондами), то потенціали на поверхні кристалу де розміщені зонди 2 та 3 відповідно рівні:

$$U_2 = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} - \frac{1}{s_2 + s_3} \right) \text{ та } U_3 = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} \right), \quad (1.4)$$

а різниця потенціалів між зондами 2 та 3 на поверхні дорівнює

$$U_{23} = \frac{I\rho}{2\pi} \left(\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_3} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2} \right), \quad (1.5)$$

питомий опір відповідно

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} \left(\frac{2\pi}{\frac{1}{s_1} + \frac{1}{s_3} - \frac{1}{s_2 + s_3} - \frac{1}{s_1 + s_2}} \right), \quad (1.6)$$

Якщо відстані між зондами однакові з точністю до 5% і дорівнюють s , то

$$\rho = \frac{U_{23}}{I} 2\pi s. \quad (1.7)$$

Виміри питомого опору чотиризондовим методом дають правильні результати тільки за наступних умов:

1. Однаковий питомий опір матеріалів в області вимірів принаймні на відстані $5s$ від крайніх зондів.

2. Омічні контакти зондів з напівпровідником. При інжекції неосновних носіїв крізь струмові контакти необхідно, щоб більшість інжектованих носіїв рекомбінувала поблизу струмового електрода (це забезпечується на механічно полірованій поверхні, де швидкість рекомбінації велика).

3. Плaska, без поверхневої провідності, поверхня, на якій розміщуються зонди.

4. Контакт всіх чотирьох зондів з поверхнею в точках, що лежать на одній прямій. Якщо контакти лежать не на одній прямій, то це потрібно врахувати при виведенні формули (1.7).

5. Значно менша, порівняно з відстанню між зондами, поверхня контакту зонда з напівпровідником.

6. Напівсферична і невелика в діаметрі границя між зондами та напівпровідником.

Практично, зонди монтують у вигляді спеціальної чотирьохзондової голівки. Відстані між зондами зазвичай є близькою до 1 мм, діаметр зондових дротиків – 200 мкм; кінці зондів заточують електролітичним травленням до діаметра

округленого кінця 10 – 15 мкм. Зонди виготовляють переважно з вольфраму, а голівку – з добре ізолюючого матеріалу (наприклад, фторопласту).

Величина струму, що протікає крізь струмові зонди, впливає на вимірюваний опір германію тим більше, чим менше відстань між зондами.

На рис. 1.4 наведена залежність зміни питомого опору від сили струму через зовнішні зонди при відстані 1 мм, оптимальною є сила струму в 1 мА.

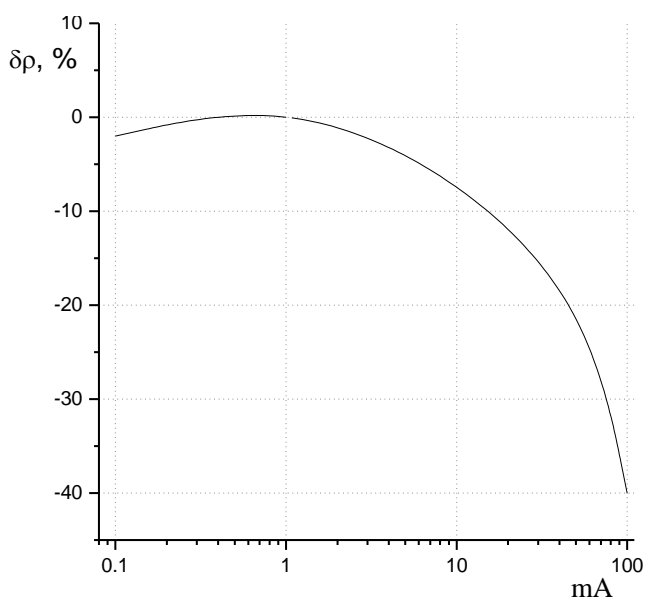


Рис. 1.4. Залежність зміни питомого опору від сили струму на зовнішніх зондах (відстань між зондами – 1 мм)

Увага!

Не можна використовувати чотирьохзондову голівку для кремнію у такому ж вигляді, як для германію. На поверхні кремнію завжди існує ізолюючий поверхневий шар оксиду кремнію (з опором 10^6 Ом), який хоча й пробивається електричним розрядом (формовкою), але при цьому руйнується і вістря, і поверхня кремнію. Тому для виміру питомого опору чотирьохзондовим методом

Увага!

Не можна використовувати чотирьохзондову голівку для кремнію у такому ж вигляді, як для германію. На поверхні кремнію завжди існує ізолюючий поверхневий шар оксиду кремнію (з опором 10^6 Ом), який хоча й пробивається електричним розрядом (формовкою), але при цьому руйнується і вістря, і поверхня кремнію. Тому для виміру питомого опору чотирьохзондовим методом використовується спеціальна голівка з ртутним контактом.

Чотирьохзондовий метод можна використовувати й тоді, коли доводиться розташовувати зонди поблизу границі напівпровідника з металом чи ізолятором, тобто поблизу

провідної чи непровідної границі, або на тонкій пластині. В цих випадках формула (1.7) для обчислення ρ ускладнюється. У формулу необхідно ввести множником відповідні корегуючі функції f_i , обчислені для різних випадків розташування зондів на поверхні, а саме:

$$\rho = \rho_0 f_i \left(\frac{l}{s} \right), \quad (1.8)$$

де ρ_0 – питомий опір зразка, обчислений за формулою (1.7); f_i – множник, який є функцією відстані l зондів від границі (або товщини платівки w) та відстані s між зондами. Теорія розглядає шість випадків у яких використовується корегуюча функція.

1. Лінія дотику зондів до поверхні перпендикулярна непровідній границі (рис. 1.5, а). Графік функції $f_1(l/s)$ зображено на рис. 1.5, б; l – відстань від непровідної границі до найближчого зонда.

$$\rho = \rho_0 f_1 \left(\frac{l}{s} \right) \quad (1.9)$$

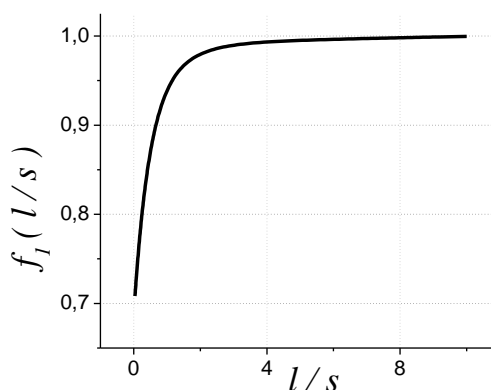
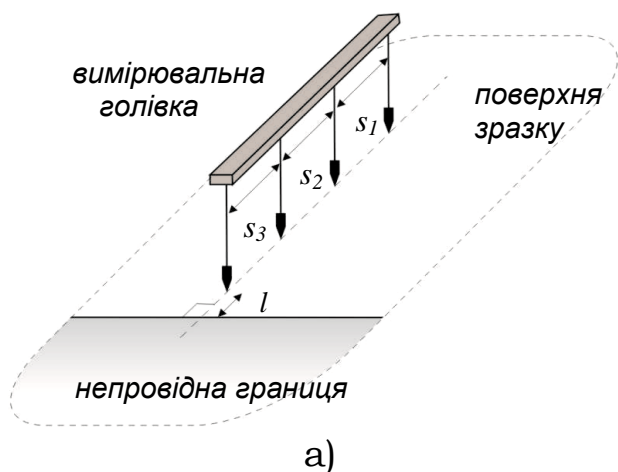


Рис. 1.5. Лінія дотику зондів до поверхні перпендикулярна непровідній границі: а) взаємне розташування зондів та непровідної границі, б) графік функції $f_1(l/s)$.

2. Зонди паралельні до непровідної границі (рис 1.6, а). Графік функції $f_2(l/s)$ зображено на рис. 1.6, б.

$$\rho = \rho_0 f_2 \left(\frac{l}{s} \right) \quad (1.10)$$

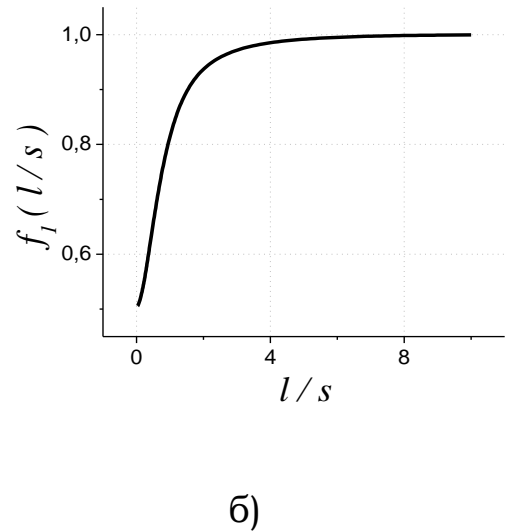
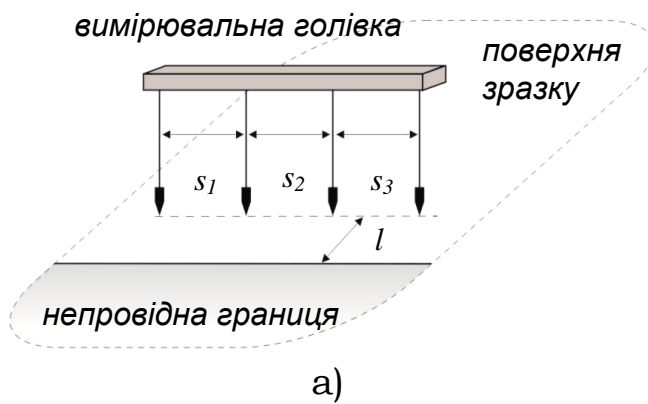


Рис. 1.6. Лінія дотику зондів до поверхні перпендикулярна непровідній границі: а) взаємне розташування зондів та непровідної границі, б) графік функції $f_2(l/s)$.

3. Лінія дотику зондів перпендикулярна до провідної границі (рис. 1.7, а), графік функції $f_3(l/s)$ зображено на рис. 1.7, б; l – відстань від непровідної границі до найближчого зонда.

$$\rho = \rho_0 f_3 \left(\frac{l}{s} \right) \quad (1.11)$$

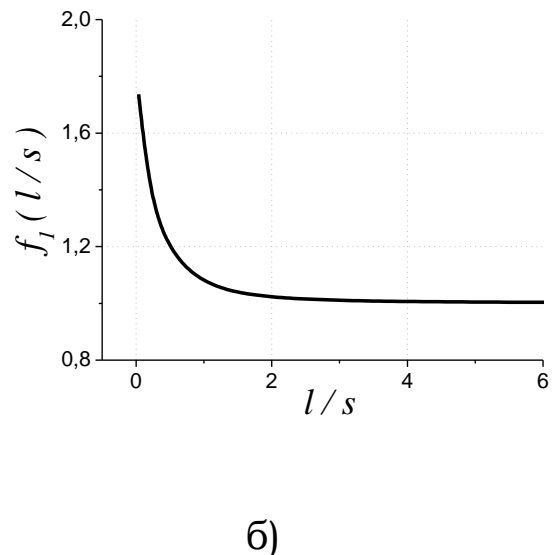
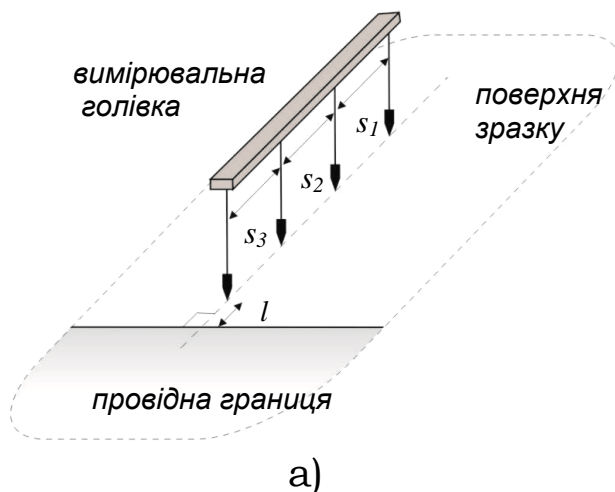
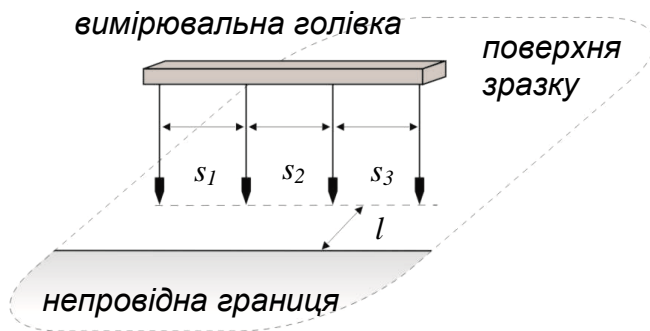


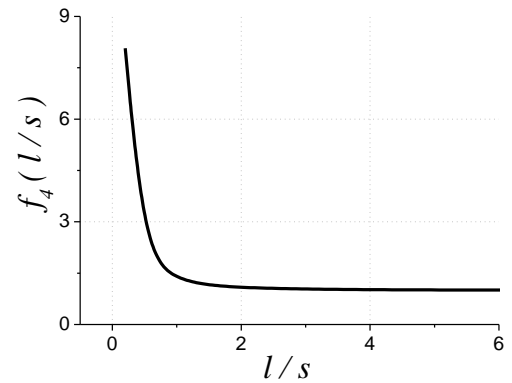
Рис. 1.7. Лінія дотику зондів до поверхні перпендикулярна непровідній границі: а) взаємне розташування зондів та непровідної границі, б) графік функції $f_3(l/s)$.

4. Лінія дотику зондів паралельна до провідної границі (рис. 1.8, а), графік функції (рис. 1.8, б)

$$\rho = \rho_0 f_4 \left(\frac{l}{s} \right) \quad (1.12)$$



а)



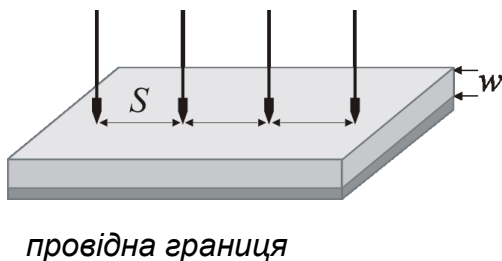
б)

Рис. 1.8. Лінія дотику зондів до поверхні перпендикулярна непровідній границі: а) взаємне розташування зондів та непровідної границі, б) графік функції $f_4(l/s)$.

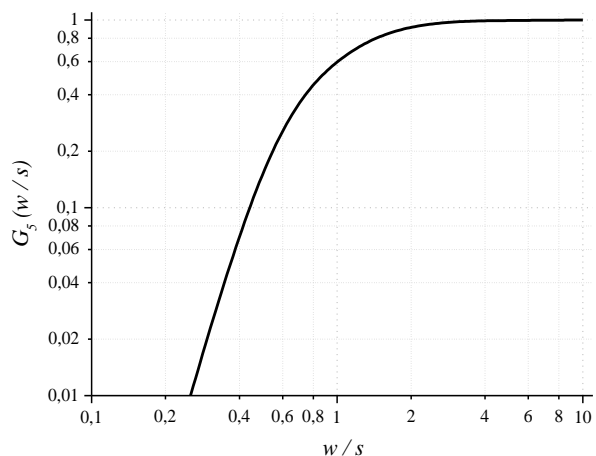
5. При вимірах ρ на тонких пластинах, які лежать на металевій підкладинці, зонди розташовані так, як на рис. 1.9, а.

$$\rho = \rho_0 \frac{1}{G_5 \left(\frac{w}{s} \right)} = \rho_0 f_5 \left(\frac{w}{s} \right), \quad (1.13)$$

де w – товщина пластини. Функція G_5 зображена на рис. 1.9, б.



а)



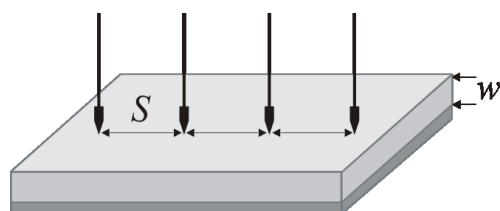
б)

Рис. 1.9. Лінія дотику зондів до тонкої пластини, що лежить на провідній границі: а) взаємне розташування зондів та провідної границі, б) графік функції G_5 .

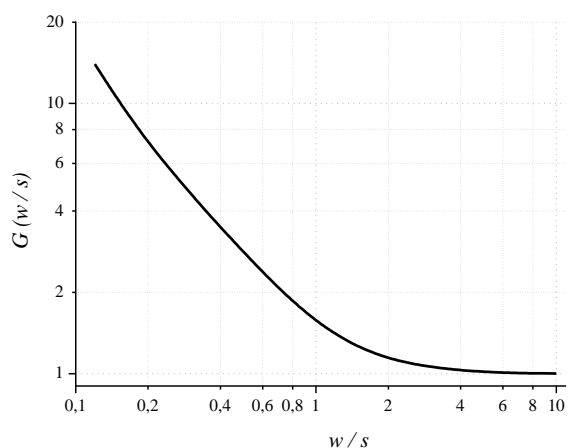
6. При вимірах ρ на пластинах, коли нижня границя непровідна (рис. 1.10, а)

$$\rho = \rho_0 \frac{1}{G_6\left(\frac{w}{s}\right)} = \rho_0 f_6\left(\frac{w}{s}\right)$$

Значення корегуючих функцій для різних випадків наведені в таб. 1.1.



непровідна границя



а)

б)

Рис. 1.10. Лінія дотику зондів до тонкої пластини, що лежить на непровідній границі: а) взаємне розташування зондів та непровідної границі, б) графік функції G_6 .

Таблиця 1.1

l/s або w/s	$f_1(l/s)$	$f_2(l/s)$	$f_3(l/s)$	$f_4(l/s)$	$G_5(w/s)$	$G_6(w/s)$
0	0,69	0,50	1,82	—	—	—
0,2	0,79	0,53	1,37	8,07	0,0034	6,93
0,5	0,88	0,66	1,18	2,08	0,23	2,78
1	0,95	0,84	1,06	1,23	0,67	1,5
2	0,99	0,97	1,01	1,04	0,98	1,09
5	0,996	0,997	1,004	1,003	0,9995	1,007
10	0,9995	0,9996	1,0005	1,0004	0,999	1,0004

Визначення знаку носіїв заряду методом термозонду. Якщо на поверхню напівпровідника поставити два точкових зонди – холодний та гарячий – між ними з'явиться термоелектрична різниця потенціалів. Величина та знак термоЕРС залежить від знаку носіїв заряду, зміни їх концентрації зі зміною температури та різниці температур зондів.

Нехай температури у місцях контакту із зондами рівні T_1 та T_2 , відповідні концентрації електронів n_1 , n_2 та дірок p_1 , p_2 . Рівноважні концентрації носіїв заряду в невиродженому напівпровіднику є експоненційними функціями температури, і визначаються як $n_1 = N_c \exp[-\frac{E_c - E_F}{kT_1}]$, $p_1 = N_v \exp[-\frac{E_F - E_v}{kT_1}]$,
 $n_2 = N_c \exp[-\frac{E_c - E_F}{kT_2}]$, $p_2 = N_v \exp[-\frac{E_F - E_v}{kT_2}]$. Оскільки різниця

температури на зондах є невеликою, то можна вважати, що E_F – константа. При $T_2 > T_1$ маємо, що $n_2 \gg n_1$ та $p_2 \gg p_1$. Отже, коли створюється різниця температур $T_2 - T_1$ починається процес дифузії носіїв заряду від гарячої частини зразка до холодної. Вказаний перенос носіїв заряду призводить до зміни рівноважних концентрацій носіїв заряду і виникненню об'ємного заряду у напівпровіднику, що створює зустрічне поле, і через певний час процес досягає динамічної рівноваги. При цьому дифузійний струм носіїв заряду буде врівноважуватись дрейфовим струмом, утвореним внутрішнім полем (полем об'ємних зарядів), так що сумарний струм буде рівний нулю. Якщо ж підтримувати постійний градієнт температури, то отримуємо струм, що буде визначати тип провідності напівпровідника.

Якщо гарячий зонд торкається напівпровідника n - типу, місце контакту заряджається додатньо відносно холодного зонда, який також знаходиться в n - області. Якщо обидва зонди стоять на поверхні напівпровідника p - типу, гарячий зонд заряджається від'ємно.

Завдання до роботи

1. Визначити питомий опір зразків германію (Ge) чотирьохзондовим методом.
2. На одному зразку визначити вплив крайових ефектів.
3. За допомогою термозонду визначити знак носіїв заряду зразків германію Ge.
4. Скласти звіт про зроблену роботу, що включає:
 - короткі теоретичні відомості про методи вимірювання питомого опору;
 - опис методики вимірювань і принципову схему установки;
 - отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;
 - обговорення отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

Дослідження проводяться на зразках германію Ge n - і p -типу провідності.

Для вимірів питомого опору напівпровідників у цій роботі використовується чотирьохзондовий метод.

Блок-схема експериментальної установки зображена на рис. 1.11. Чотирьохзондова голівка закріплена на штативі. Зразок розміщується на предметному столику, підйомом якого зразок притискається до зондів голівки. На крайні зонди подається напруга від блоку регулювання й комутації БК. У блоці БК розміщена схема регулювання струму через зразок. Струм через зразок вимірюється вбудованим міліамперметром.

Напруга на внутрішніх зондах вимірюється компенсаційним методом за допомогою потенціометра РЗ77. Порядок роботи з потенціометром описано в *Додатку 1*.

Відстань між зондами та відстань від зондів до краю зразка визначається за допомогою вимірювального мікроскопа МИР-1. Ціна поділки визначається з таблиці в *Додатку 2*.

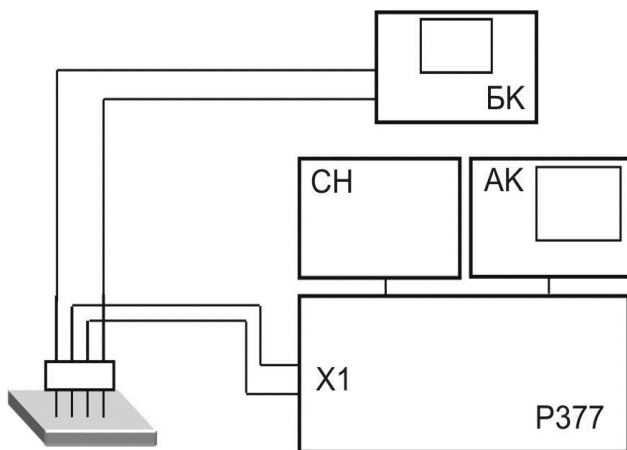


Рис. 1.11. Блок-схема експериментальної установки

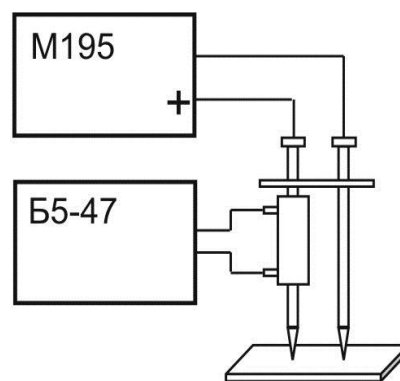


Рис. 1.12. Блок-схема установки для вимірювання знаку носіїв заряду

Для визначення знаку носіїв заряду методом термозонда, зразок розміщується на ізолюючій підставці (рис. 1.12). На поверхню зразка обережно встановлюються два мідних зонди на невеликій відстані один від одного. На одному зонді змонтовано нагрівач, який живиться постійним струмом від джерела Б5-47. Зонди підключаються до гальванометра М195. Гарячий зонд підключено до “+”.

Якщо гарячий зонд торкається напівпровідника *n*-типу, місце контакту заряджається позитивно відносно холодного зонда, і гальванометр зафіксує напругу із знаком “+”. Для *p*-типу гальванометр зафіксує напругу із знаком “-”.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомтесь з вимірювальною схемою і після бесіди з викладачем починайте виконувати роботу.
2. Увімкніть прилади і дайте їм прогрітися 45 хвилин.
3. Обережно покладіть пінцетом зразок на предметний столик. Підніміть столик, повертаючи маховичок, до надійного притискання чотирьох зондів до поверхні зразка. Струм через зразок ~1 мА виставте потенціометром на БК.
4. Проведіть не менше 5 вимірів для кожного зразка компенсаційним методом за допомогою потенціометра Р377, встановлюючи 4-х зондову голівку в різних точках поверхні зразків.

5. **УВАГА!** Для запобігання перевантаження та виходу з ладу АК, будь-які перемикання на БИ, та перемикання на інших приладах, потрібно проводити при чутливості АК “1”.

6. На одному зразку правильної геометричної форми дослідіть вплив крайових ефектів.

Питання для самоконтролю

1. Що таке електропровідність та питомий опір?
2. Які типи напівпровідників вам відомі?
3. Розкажіть про методи вимірювання питомого опору.
4. Переваги та недоліки вимірювання питомого опору дво- та чотирьозондовими методами.
5. Розкажіть про метод визначення знаку носіїв заряду в напівпровідниках.

Рекомендована література

1. Практикум по полупроводниковым приборам и полупроводникам. /под ред. Шалимовой К.В. – М. – 1968. – 458 с.
2. Карханіна Н.К. Технологія напівпровідникових матеріалів. – К. –1961. – с. 237 –249.
3. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. – Киев: Выща школа. – 1988.
4. Павлов Л.П. Методы измерения параметров полупроводниковых материалов. – М.: Высш.шк., 1987. – 239 с.

Лабораторна робота №2.

Визначення ширини забороненої зони напівпровідників з вимірів температурного ефекту Холла

Мета роботи: Визначення концентрації, рухливості та знака носіїв заряду в напівпровідниках методом ЕРС Холла. Визначення ширини забороненої зони напівпровідника термічним способом.

Теоретичні відомості

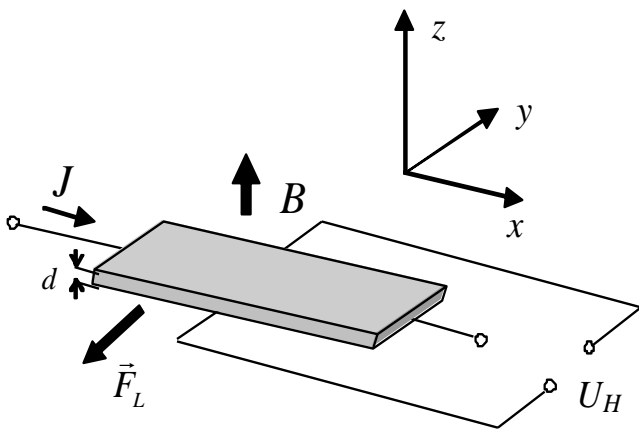


Рис. 2.1. Схема вимірювання ефекту Холла

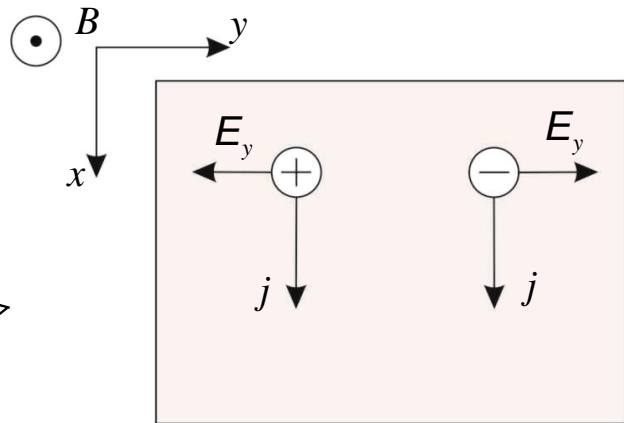


Рис. 2.2. Ефект Холла для напівпровідника із n - та p - типом провідності.

Ефект Холла в напівпровідниках. Розглянемо дію магнітного поля на напівпровідниковий зразок, вздовж якого протікає електричний струм. Нехай напівпровідник має вигляд паралелепіпеда з товщиною d та довжиною b . Електричний струм тече вздовж осі X (E_x) а магнітне поле напрямлене вздовж осі Z (B) (рис. 2.1). Носії заряду під дією електричного поля набувають швидкості спрямованого руху v_D (дрейфова швидкість вздовж поля для дірок та проти поля для електронів).

Якщо носії заряду – дірки, то під дією магнітного поля B вони відхиляються до лівого боку зразка (рис. 2.2), на якому накопичується додатний електричний заряд, а на

протилежному боці залишиться некомпенсований від'ємний заряд.

Якщо носіями заряду є електрони, то під дією сили Лоренца вони також відхиляються до правого боку зразка, накопичуючи там від'ємний заряд, а на протилежному боці зразка залишиться некомпенсований додатний заряд.

Сила Лоренца F_L , яка діє на електрон або дірку, що рухаються, перпендикулярна швидкості руху електрона або дірки та індукції магнітного поля B

$$\mathbf{F}_L = e[\mathbf{v}_D \mathbf{B}], \quad (2.1)$$

врахуємо, що

$$v_D = \mu E = \frac{e \langle \tau \rangle}{m^*} E, \quad (2.2)$$

де μ – рухливість носіїв заряду, τ – час релаксації, m^* – ефективна маса, e – заряд електрона (дірки), через це

$$\mathbf{F}_L = \frac{e^2 \langle \tau \rangle}{m^*} [\mathbf{E} \mathbf{B}], \quad (2.3)$$

тобто сила Лоренца не залежить від знака носіїв заряду, а визначається тільки напрямком \mathbf{E} і \mathbf{B} або густиною струму \mathbf{j} та \mathbf{B} . Для випадку, наведеному на рис. 2.1 сила Лоренца спрямована вздовж осі Y . Носії струму – електрони та дірки – відхиляються в один і той же бік, якщо їх швидкості визначаються електричним полем E . Для вибраної геометрії полів сила Лоренца напрямлена проти вісі OY . Під дією цієї сили електрони в донорному напівпровіднику та дірки в акцепторному будуть відтіснені до краю ($-Y$) пластини. Як результат, на протилежному боці ($+Y$) виникне їхній дефіцит, що обумовить протилежний по знаку заряд порівняно до заряду на боці ($-Y$) пластини. В результаті такого розділення зарядів вздовж осі Y з'явиться електричне поле E_y . Напрямок цього поля залежить від знаку носіїв заряду. В обраній геометрії це поле напрямлене вздовж осі Y для зразка з провідністю p - типу, та проти осі Y – в зразках з провідністю n - типу. Виникнення такого електричного поля і називається ефектом Холла, а поле E_y називається полем Холла.

Введемо коефіцієнт Холла R_H , що пов'язує між собою поле E_y (що урівноважує силу Лоренца), струм у напівпровіднику j_x та прикладене магнітне поле B .

$$R_H = \frac{E_y}{j_x B}. \quad (2.4)$$

Запишемо рівняння руху електрона у такій системі.

$$m^* \frac{d^2 r}{dt^2} + \frac{m^*}{\tau} \frac{dr}{dt} = -e(E + [\mathbf{v}_D \mathbf{B}]). \quad (2.5)$$

Вважаючи m^* та τ ізотропними, та умови рівноважними, запишемо (2.5):

$$\frac{m^*}{\tau} \mathbf{v}_D = -e(E + [\mathbf{v}_D \mathbf{B}]). \quad (2.6)$$

Підставляючи $j = -en v_D$ та розписуючи рівняння по усім просторовим компонентам отримуємо:

$$\begin{aligned} j_x &= (ne^2 \tau / m^*) E_x - (eB / m^*) \tau j_y \\ j_y &= (ne^2 \tau / m^*) E_y - (eB / m^*) \tau j_x \\ j_z &= (ne^2 \tau / m^*) E_z \end{aligned} \quad (2.7)$$

Введемо позначення $\sigma_0 = ne^2 \tau / m^*$ – провідність при нульовому полі, $\omega_c = eB / m^*$ – циклотронна частота.

$$\begin{aligned} j_x &= \sigma_0 E_x - \omega_c \tau j_y \\ j_y &= \sigma_0 E_y - \omega_c \tau j_x \\ j_z &= \sigma_0 E_z \end{aligned}$$

Отримаємо, що $E_y = -\left(\frac{\omega_c \tau}{\sigma_0}\right) j_x = -\left(\frac{B}{ne}\right) j_x$, а отже

$$R_H = -\frac{1}{ne}. \quad (2.8)$$

З дірковим типом провідності можна отримати, що

$$R_H = \frac{1}{pe}. \quad (2.9)$$

Тобто, коефіцієнт Холла обернено пропорційний до концентрації носіїв заряду, а його знак співпадає зі знаком носіїв. Припустимо тепер, що струм в напівпровідникові формується за рахунок руху електронів та дірок, що мають

відповідно концентрації та рухливості n, μ_n та p, μ_p . Тоді, використовуючи наведений вище метод можна отримати

$$R_H = \frac{r_H}{e} \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(n\mu_n + p\mu_p)^2}. \quad (2.10)$$

Де при одержанні коефіцієнта Холла враховувався характер розподілу носіїв заряду за енергіями, що характеризується Холл-фактором $r_H = \frac{\langle \tau^2 \rangle}{\langle \tau \rangle^2}$. Коефіцієнт r_H залежить від механізму розсіяння носіїв. Механізм розсіяння визначає час релаксації і у випадку пружного розсіяння співвідношення r_H дорівнює одиниці.

Напівпровідник без домішок називається чистим або власним. Для нього рівнянням електронейтральності є $n = p = n_i$, що показує: перехід кожного електрона із валентної зони до зони провідності породжує дірку. Для власного напівпровідника з (2.10) формули маємо

$$R_H = \frac{r_H}{en_i} \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_n + \mu_p}. \quad (2.11)$$

Згідно із виразом (2.11), в області власної провідності знак ЕРС Холла відповідає знаку носіїв струму, рухливість яких більша, тобто знаку електронів.

У електронних напівпровідників стала Холла від'ємна, у діркових – додатня. Визначивши знак R_H , можна знайти тим самим знак носіїв струму або тип електропровідності. Знак R_H визначається за знаком ЕРС Холла.

Вимірюючи, крім того, питому електропровідність домішкового напівпровідника $\sigma = en\mu_n$, можна визначити рухливість носіїв струму

$$\mu = \frac{\sigma R_H}{r_H}. \quad (2.12)$$

Таким чином, одночасні виміри питомої електропровідності та коефіцієнта Холла дозволяють одержати всі основні відомості про носії заряду домішкового напівпровідника в області домішкової електропровідності: знак заряду, концентрацію, рухливість.

У випадку змішаної електропровідності одночасне вимірювання сталої Холла і питомої електропровідності не дає достатніх відомостей для визначення рухливості та концентрації електронів, через те, що при цьому ми маємо два рівняння з чотирма невідомими ρ , n , μ_p , μ_n .

Визначення ширини забороненої зони напівпровідника термічним способом. В періодичному силовому полі кристалічних ґраток потенціальна енергія $V(x, y, z)$ є періодичною функцією координат. У цьому випадку хвильова функція електрона задовольняє рівнянню

$$\nabla^2 \Psi + \frac{8\pi^2 m^*}{h^2} [E - V(x, y, z)] \Psi = 0, \quad (2.13)$$

де E – енергія електрона.

Для розв'язання цього рівняння в теорію вводять деякі наближення:

1. Кристалічна ґратка є ідеальною (силове поле розглядається строго періодичним).

2. Електрони не взаємодіють один з одним, а тільки з вузлами ґратками (одноелектронне наближення).

3. В порівнянні з електронами атоми здійснюють коливальні рухи дуже повільно. Через це їх рухом можна знехтувати (адіабатичне наближення).

Розв'язанням рівняння (2.13) у вищенаведених наближеннях буде функція

$$\Psi(x, y, z) = \exp[i(k_x x + k_y y + k_z z)] U_k(x, y, z). \quad (2.14)$$

У цьому виразі першій множник такий самий, як для вільного електрону, а другий – блохівський множник – періодичний з тим самим періодом, що і потенціальна енергія $V(x, y, z)$. За своїм фізичним змістом функція (2.14) являє собою плоску хвилю довжиною $2\pi/k$, що розповсюджується у напрямку хвильового вектора, та модулюється періодичністю ґраток.

З теорії диференціальних рівнянь другого порядку з періодичним потенціалом виду (2.13) відомо, що нетривіальні розв'язки $\Psi \neq 0$ існують не при будь-яких чисельних значеннях параметра E , а лише при деяких, і можуть бути представлені в загальному вигляді (2.13) де функція $U_k(x, y, z)$ періодично змінюється із зміною $k_x x$, $k_y y$, $k_z z$ і періодами

k_x, k_y, k_z (значення сталої ґраток кристала відповідно в напрямках x, y, z). Конкретний вид періодичної функції $U_k(x, y, z)$ може бути різним в залежності від конкретного вигляду періодичного потенціалу кристала $V(x, y, z)$. Отже, в просторі хвильового вектора енергії електронів не можуть бути неперервною функцією хвильового вектора, існують заборонені значення енергії. У твердому тілі існують зони дозволених енергій які розділені забороненими смугами.

Для того, щоб приймати участь в процесі електропровідності, електрон, що одержує додаткову енергію за рахунок електричного поля повинен переходити на більш високий енергетичний рівень. Однак, якщо всі рівні в зоні зайняті електронами, то перехід електрона на більш високі рівні енергії в межах енергетичної зони неможливий через відсутність вільних енергетичних рівнів. Таким чином, при абсолютному нулі температури тверде тіло в залежності від того, частково чи повністю заповнена електронами найвища енергетична зона, являє собою метал або напівпровідник.

У випадку напівпровідника (діелектрика) верхня заповнена зона, що утворена рівнями валентних електронів атомів, називається валентною зоною. Наступна зона дозволених значень енергії, вільна при абсолютному нулі температури, називається зоною провідності (с- зоною, або вільною зоною). Валентна зона (v- зона) відділена від с- зони смугою заборонених для електрона значень енергії – забороненою зоною.

Розглянемо розподіл електронів в напівпровідниках за квантовими станами. Згідно зі статистикою Фермі-Дірака імовірність того, що стан з енергією E зайнятий електроном, визначається функцією розподілу

$$f_n(E) = \frac{1}{1 + g \exp\left[\frac{E - E_F}{kT}\right]}, \quad (2.15)$$

де g – ступень вродження рівня.

Ця імовірність залежить від енергії електрона E , абсолютної температури T та хімічного потенціалу E_F який являє собою вільну енергію в розрахунку на один електрон,

тобто $E_F = \left(\frac{d\varphi}{dn} \right)_{V,T}$. В твердих тілах хімічний потенціал являє собою рівень Фермі. $[1 - f_n(E)]$ визначає імовірність знаходження дірки на рівні E

$$[1 - f_n(E)] = 1 - \left[1 + g \exp \frac{E - E_F}{kT} \right]^{-1} = \left[1 + \frac{1}{g} \exp \frac{E_F - E}{kT} \right]^{-1} = f_p(E). \quad (2.16)$$

З порівняння (2.15) та (2.16) видно, що імовірність знаходження електронів на рівнях, які лежать вище E_F на $E - E_F$, дорівнює імовірності знаходження дірок на рівні E_F , нижчому за $E_F - E$.

При температурах, відмінних від абсолютного нуля, крива $f_n(E)$ змінюється плавно від нуля до одиниці. Чим вище температура, тим більше електронів розподіляється із стану $E < E_F$ на рівні $E > E_F$.

В смузі дозволених енергій число дискретних квантових станів порядку 10^{23} см^{-1} . В типових напівпровідниках концентрація носіїв заряду коливається в межах $(10^{10} - 10^{18}) \text{ см}^{-1}$. Це означає, що частка зайнятих станів мізерно мала, і $f_n(E) \ll 1$.

Якщо $\exp \frac{E_F - E}{kT} \gg 0$ то з рівняння (2.15) видно, що $f_n(E) \ll 1$ за умови $\exp \frac{E_F - E}{kT} \gg 1$ тоді функцію (2.15) можна переписати у вигляді

$$f_n(E) \approx \exp \frac{E_F - E}{kT}. \quad (2.17)$$

Цей вираз являє собою функцію розподілу Максвела-Больцмана для ідеального газу. Подібний висновок дозволяє застосувати закони класичної статистики до електронів провідності в деяких напівпровідниках (ми не розглядаємо випадок виродженого напівпровідника).

Розрахунок концентрації вільних носіїв в напівпровіднику є однією з найважливіших складових частин статистики електронів. Власна провідність пояснюється переходом частини електронів з валентної зони в зону провідності із

втратою енергії, що дорівнює ширині забороненої зони. При цьому число електронів в зоні провідності точно дорівнює числу дірок у валентній зоні.

Позначимо енергію електрона на дні зони провідності E_C , а на верхній границі валентної зони – E_V . Щоб розрахувати концентрацію електронів в зоні провідності та кількість дірок в заповненій зоні необхідно визначити кількість станів, на яких можуть знаходитися електрони в інтервалі енергій між E та $E+dE$, для цього у просторі імпульсів виділимо поверхню, яка відповідає всім станам із заданою енергією E . Це буде поверхня кулі з радіусом P (P – імпульс)

$$dP = \frac{1}{2}(2m)^{1/2} E^{-\frac{1}{2}} dE, \quad P = (2mE)^{1/2} \quad (2.18)$$

Весь простір імпульсів розіб'ємо на окремі фазові комірки об'ємом h^3 . Згідно з квантовою статистикою об'єм однієї елементарної комірки в фазовому просторі відповідає тільки одному стану. Визначимо число комірок, в межах зміни енергії від E до $E+dE$. В просторі імпульсів їм буде відповідати сферичний шар з радіусом P та товщиною dP . Об'єм цього шару дорівнює $4\pi P^2 dP$ число комірок

$$z = \frac{4\pi P^2 dP}{h^3} = \frac{2\pi(2m)^{3/2} E^{1/2}}{h^3} dE. \quad (2.19)$$

Загальне число квантових, станів між E та $E+dE$ в два рази більше, тому що кожний рівень може вмістити два електрони (з урахуванням орієнтації спіну електрона)

$$N(E) = 2\pi \frac{(2m^*)^{3/2} E^{1/2}}{h^3} dE. \quad (2.20)$$

Для знаходження загального числа електронів в зоні провідності необхідно помножити щільність станів в зоні на імовірність заповнення цих станів носіями заряду та проінтегрувати за всіма можливими значеннями енергії

$$n = \int_0^{\infty} N(E) f(E) dE. \quad (2.21)$$

Після інтегрування одержимо для електронів:

$$n = 2 \frac{(2\pi m_e^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}}. \quad (2.22)$$

Зробивши аналогічну процедуру для дірок у валентній зоні одержимо

$$p = 2 \frac{(2\pi m_h^* kT)^{3/2}}{h^3} e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}} = N_V e^{-\frac{E_F - E_V}{kT}}, \quad (2.23)$$

де N_C і N_V – ефективні щільності станів в зоні провідності та валентній зоні відповідно.

1. Випадок власного напівпровідника. Умова електричної нейтральності у власному напівпровіднику потребує, щоб виконувалась рівність $n = p = n_i$ (індекс i вказує на належність до власного напівпровідника). Прирівнюючи n і p (2.22), (2.23) одержимо вираз для рівня Фермі

$$E_F = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{kT}{2} \ln \frac{N_V}{N_C} = \frac{E_C + E_V}{2} + \frac{3kT}{4} \ln \frac{m_h^*}{m_e^*}. \quad (2.24)$$

При абсолютному нулі температур рівень Фермі у власному напівпровіднику розташований на середині забороненої зони і з підвищенням температури зміщується в бік зони з меншою ефективною масою носіїв заряду.

Власна концентрація носіїв заряду визначається при підстановці (2.24) в (2.22) та (2.23).

$$n_i = n = p = (N_C N_V)^{1/2} \exp\left(-\frac{E_g}{2kT}\right). \quad (2.25)$$

де $E_g = E_C - E_V$ – ширина забороненої зони напівпровідника. Логарифмуючи цей вираз та враховуючи, що $(N_C N_V)^{1/2} \sim T^{2/3}$ отримуємо

$$\ln n = \text{const} - \frac{3}{2} \ln \frac{1}{T} - \frac{E_g}{2kT} \quad (2.26)$$

Логарифм змінюватиметься набагато повільніше у порівнянні з лінійним доданком, тому $\ln(1/T)$ у (2.26) можна знехтувати. Таким чином, залежність носіїв заряду від оберненої температури є прямою лінією, за кутом нахилу якої можна визначити заборонену зону

$$\text{tg } \varphi = -\frac{E_g}{2k}. \quad (2.27)$$

2. Випадок наявності домішок одного типу. Нехай у напівпровідник введено домішку одного типу. Нехай, для визначеності, домішка буде донором: $N_D \neq 0$ а $N_A = 0$, і

залягатиме на рівні E_D . В цьому випадку рівняння електронеутральності буде мати такий вигляд

$$n = p + N_D^+. \quad (2.28)$$

Для *низьких температур*, у цьому граничному випадку, маємо $p \ll N_D^+$. Тоді рівняння електронеутральності приймає вигляд

$$n = N_D^+, \quad \text{або} \quad n = p_D. \quad (2.29)$$

Звідси випливає:

$$N_C e^{-\frac{E_C - E_F}{kT}} = \frac{N_D}{2e^{\frac{E_F - E_D}{kT}} + 1}. \quad (2.30)$$

Розв'яжемо це рівняння відносно енергії Фермі, маємо результат:

$$e^{\frac{E_F}{kT}} = \sqrt{\frac{N_D}{2N_C}} \cdot e^{\frac{E_C + E_D}{2kT}}, \quad (2.31)$$

$$E_F = \frac{E_C + E_D}{2} + kT \ln \left(\frac{N_D}{2N_C} \right). \quad (2.32)$$

При $T = 0$ це рівняння дає

$$E_F = \frac{E_C + E_D}{2}. \quad (2.33)$$

Тобто, на відміну від власного напівпровідника у донорному напівпровідникові при $T = 0$ рівень Фермі знаходиться посередині між дном зони провідності та рівнем донорної домішки. Тобто, при малих температурах концентрація електронів визначається коренем квадратним з концентрації домішок. З цієї формули отримуємо

$$\ln n = \text{const} + \ln T^{3/4} - \frac{\Delta E_D}{2k} \frac{1}{T}. \quad (2.34)$$

При цьому, тангенс кута нахилу прямої буде визначати енергію іонізації донора:

$$\text{tg } \varphi = \frac{\Delta E_D}{2k}, \quad (2.35)$$

Далі розглянемо випадок *високих температур*. Зі зростанням температури концентрація дірок зростає і може зрівнятися з концентрацією електронів. Тоді ми повинні знову писати рівняння електронейтральності у вигляді

$$n = p + N_D^+ . \quad (2.36)$$

Якщо всі атоми домішки вже іонізовані, тобто $N_D^+ = N_D$, треба брати до уваги іонізацію основної речовини. Перепишемо формулу (2.36) для невиродженого напівпровідника

$$n = \frac{n_i^2}{n} + N_D . \quad (2.37)$$

Розв'язок рівняння

$$n = \frac{N_D}{2} \left(1 + \sqrt{1 + \frac{4n_i^2}{N_D^2}} \right) . \quad (2.38)$$

На рис. 2.3 показано поведінку рівня Фермі як функції температури в напівпровідникові з донорною домішкою. Літерами А та В позначено області виморожування та виснаження домішок. Літерою С позначено область власної провідності. Тепер ми можемо визначити поведінку концентрації носіїв заряду від температури у широкому інтервалі температур. Використовуючи формули ((2.26), (2.34)

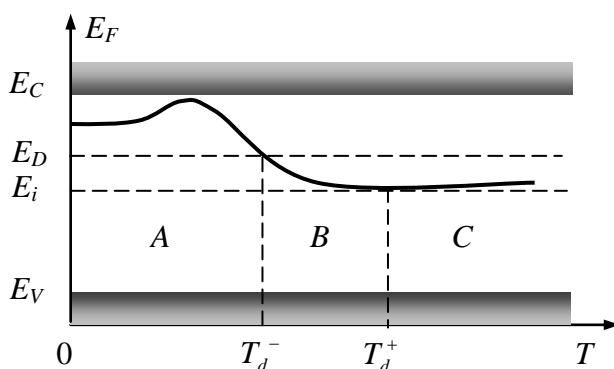


Рис. 2.3. Залежність рівня Фермі від температури в донорному напівпровіднику

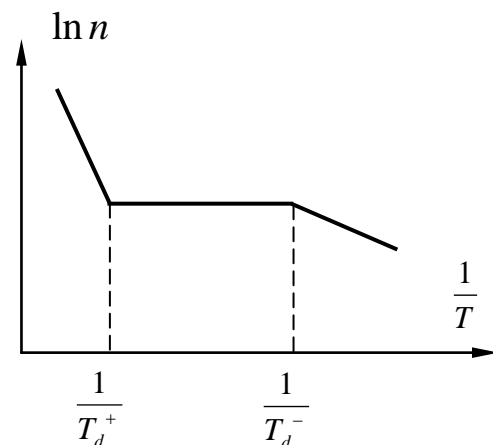


Рис. 2.4. Залежність концентрації носіїв заряду від температури в донорному напівпровіднику

та (2.38)), можна побудувати графік залежності логарифму концентрації електронів від оберненої температури (рис. 2.4).

Завдання до роботи

1. Виміряти температурні залежності ЕРС Холла та провідності.

2. Побудувати графік залежності $\ln \sigma(T^{-1})$ та визначити температурні ділянки виснаження домішок та власної провідності.

3. Знайти показник α температурної залежності рухливості носіїв заряду ($\mu_{n,p}(T) = \mu T^\alpha$) із залежності $\ln(\sigma R_H)$ від $\ln T$.

4. Побудувати залежність $\ln n(T^{-1})$.

5. З графіків $\ln \sigma(T^{-1})$ визначити енергії домішкових рівнів та ширину забороненої зони.

6. Скласти звіт про зроблену роботу, що включає:

- короткі теоретичні відомості про ефект Холла і методи вимірювання ефекту;
- опис методики вимірювань і принципову схему установки;
- отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;
- обговорення отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

Дослідження проводяться на зразку германію (n -Ge) з омичними контактами, виготовленими з хімічно чистого олова (рис. 2.5). Розміри зразка і величини, необхідні для розрахунків, надає викладач.

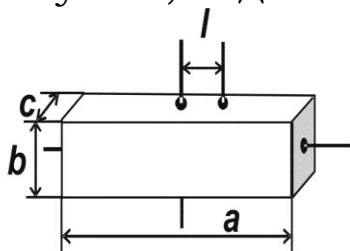


Рис. 2.5. Зразок для дослідження ефекту Холла

Виміри ЕРС Холла і провідності проводяться компенсаційним методом за допомогою потенціометра Р363. Порядок роботи на потенціометрі Р363 наведено в Додатку 1.

Повздовжнє електричне поле в зразку забезпечує джерело

постійного струму. Всі з'єднання зразка і нагрівача з вимірювальними приладами відбуваються через блок перетворення і комутації (БК), в якому розташовані: джерело постійного струму для забезпечення електричного поля вздовж зразка; схема компенсації паразитної різниці потенціалів, що виникає за рахунок несиметричного розміщення холлівських контактів; схема живлення і керування нагрівачем.

Струм через зразок вимірюється міліамперметром В7-35.

В якості датчика температури зразка використовується термопара мідь-константан. ЕРС термопари вимірюється компенсаційним методом за допомогою компаратора напруг Р3003. Температура визначається з таблиці градуювання термопари (Додаток 3).

Для забезпечення стабілізації температури при вимірах зразок розміщується в кріостаті, підключеному до форвакуумного насоса. Кріостат закріплено між полюсами (N і S) електромагніта постійного струму, живлення якого відбувається від випрямляча ВСА-111.

Зразок і один спай термопари закріплені на мідному тримачі, в який вмонтовано нагрівач. Тримач закріплений на внутрішній поверхні кріостату і знаходиться під вакуумом. У внутрішній об'єм кріостату заливається за допомогою термоса рідкий азот (77K). Фіксована температура (77K) другого спаю термопари (розміщеному в термосі, закріпленому поруч із

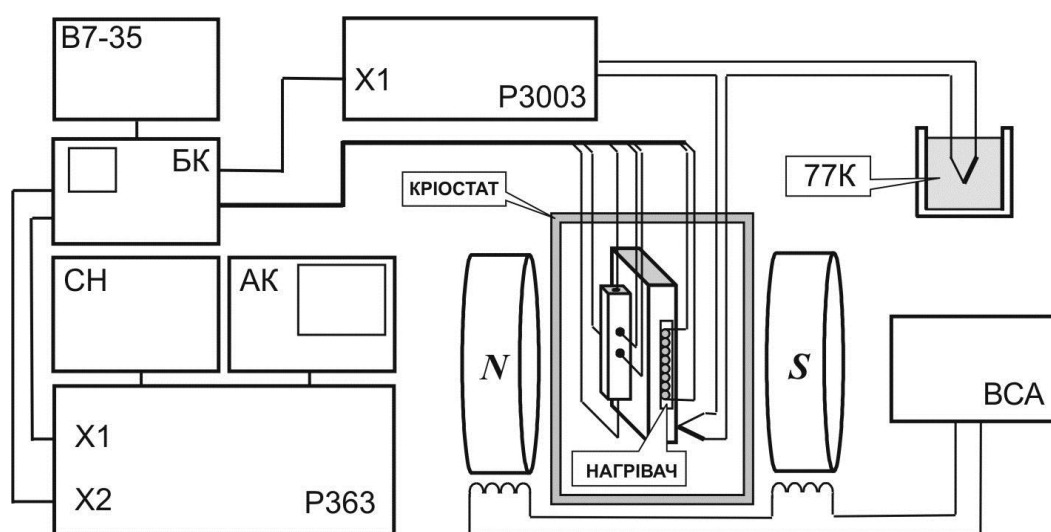


Рис. 2.6. Блок-схема експериментальної установки

магнітом) стабілізується рідким азотом.

Температура зразка задається вимірювальними декадами Х1 компаратора, автоматично встановлюється і стабілізується за рахунок одночасної дії нагрівання і охолодження тримача.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомтесь з вимірювальною схемою і після бесіди з викладачем починайте виконувати роботу.

2. Увімкніть прилади і дайте їм прогрітися 45 хвилин.

3. Ввімкніть форвакуумний насос (кнопка на лабораторному щиті “Щит 4”) і закрутіть кран для впуску атмосфери, який закріплений на стелажі під щитом.

4. Навчіться вимірювати ЕРС Холла і провідність компенсаційним методом за допомогою потенціометра Р363 при кімнатній температурі.

5. **УВАГА!** Для запобігання перевантаження й виходу з ладу АК, будь які перемикання на БИ, та перемикання на інших приладах, потрібно проводити при чутливості АК “1”.

6. Порядок вимірювань провідності.

6.1. Установіть перемикач роду роботи в позицію “Х2”.

6.2. Поступово підвищуючи чутливість АК до “3”, врівноважте вимірювану напругу “Х2” ручками декадних перемикачів ряду “U2”, починаючи з крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної напруги в мілівольтах.

6.3. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U2” переведіть в нульове положення.

7. Порядок вимірювань ЕРС Холла.

7.1. Установіть перемикач роду роботи в позицію “Х1”.

7.2. Поступово підвищуючи чутливість АК до “3”, компенсуйте паразитну різницю потенціалів, що виникає за рахунок несиметричного розміщення холлівських контактів, потенціометром “КОМПЕНСАЦІЯ ТОЧНО” на БК. При цьому ручки декадних перемикачів ряду “U1” повинні бути в нульовому положенні.

7.3. Встановіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”.

7.4. Ввімкніть живлення електромагніту на блоці ВСА-111 перемикачем “ВКА”. При струмі $I=1\text{A}$ електромагніт забезпечує індукцію магнітного поля $B=0.5\text{T}$.

7.5. Поступово підвищуючи чутливість АК до “3”, врівноважте вимірювану напругу “X1” ручками декадних перемикачів ряду “U1”, починаючи з крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС в мілівольтах.

7.6. Встановіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U1” переведіть в нульове положення.

7.7. Встановіть перемикач роду роботи в позицію “X2”.

8. Порядок проведення температурних вимірів.

8.1. Налийте рідкий азот із посудини Дьюара в металевий термос. Обережно, за декілька прийомів, залийте азот через лійку в кріостат. Заповніть азотом закріплений поруч із магнітом термос, де розміщений другий спай термопари, і під час вимірів контролюйте в ньому рівень азоту.

8.2. Визначення температури здійснюється компаратором Р3003 компенсаційним методом. Термопара мідь-константан підключена вільними кінцями до входу “U1” компаратора. Поступово підвищуючи чутливість компаратора до “1мВ”, врівноважте ЕРС термопари декадними перемикачами ряду “X1”. Визначте значення отриманої найнижчої температури зразка з таблиці.

8.3. Проведіть при цій температурі виміри провідності і ЕРС Холла згідно до п.п.5, 6.

8.4. Проведіть виміри температурної залежності провідності і ЕРС Холла в інтервалі $116\text{K} \div 393\text{K}$ з кроком $\sim 10\text{K}$. Для цього виставте декадними перемикачами ряду “X1” компаратора наступне значення ЕРС термопари згідно таблиці.

8.5. Увімкніть на блоці БК перемикач “НАГР” і не вимикайте до кінця проведення всіх вимірів у всьому температурному діапазоні. Схема керування нагрівачем автоматично зафіксує через деякий час задану компаратором температуру. Контроль встановлення термодинамічної рівноваги здійснюється по коливанню стрілки приладу компаратора біля положення “0”. Амперметр, вмонтований в блок БК, дає візуальну оцінку динаміки роботи нагрівача.

8.6. Якщо під час проведення вимірів стрілка приладу компаратора відхилилась праворуч і не повертається до “0”, при чому амперметр нагрівача в БК показує відсутність струму, це свідчить про те, що ви працюєте дуже повільно і в кріостаті випарувався весь рідкий азот. Обережно залийте в кріостат невелику кількість азоту, контролюючи температуру по компаратору, і продовжуйте виміри після встановлення рівноваги.

9. Після закінчення всіх вимірів виключіть “НАГР” на блоці БК. Вимкніть форвакуумний насос (червона кнопка на “Щит 4”) та відкрийте кран для напуску атмосфери в магістраль насоса.

Основні формули, що використовуються при виконанні лабораторної роботи:

$$n_i = \sqrt{N_C N_V} e^{-E_g/2kT}$$

$$\sigma = e(n\mu_n + p\mu_p) \Rightarrow \begin{cases} en\mu_n & n\text{-тип} \\ ep\mu_p & p\text{-тип} \\ en_i(\mu_n + \mu_p) & \text{власний напівпровідник} \end{cases}$$

$$R_H = \frac{r_H}{e} \cdot \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{(p\mu_p + n\mu_n)} = \begin{cases} R_H = +\frac{r_H}{ep} & p\text{-тип} \\ R_H = -\frac{r_H}{en} & n\text{-тип} \\ R_H = \frac{r_H}{en_i} \cdot \frac{\mu_p - \mu_n}{\mu_p + \mu_n} = \frac{r_H}{en_i} \cdot \frac{1-b}{1+b} & \text{власний напівпровідник} \end{cases}$$

де $b = \frac{\mu_n}{\mu_p}$ – слабка функція від Т.

$$\sigma R_H = r_H \frac{p\mu_p^2 - n\mu_n^2}{p\mu_p + n\mu_n} = r_H \mu_n \frac{\frac{p}{n} \cdot \frac{1}{b^2} - 1}{\frac{p}{n} \cdot \frac{1}{b} + 1} \Rightarrow \begin{cases} -r_H \mu_n \\ +r_H \mu_p \\ -r_H \mu_n \left(1 - \frac{1}{b}\right) \end{cases}$$

$$\mu_{n,p}(T) = \mu_{n,p}^0 T^\alpha$$

Для області власної провідності

$$\ln \sigma(T) = A + \frac{3}{2} \ln T + \alpha \ln T - \frac{E_g}{2kT} = A + \left(\frac{3}{2} + \alpha \right) \ln T - \frac{E_g}{2kT}$$

$$\ln R_H(T) = B - \frac{3}{2} \ln T + \frac{E_g}{2kT}$$

$$\ln [\sigma(T) R_H(T)] = C + \alpha \ln T$$

Питання для самоконтролю

1. Поясніть механізм виникнення ЕРС Холла.
2. Виведіть формулу для холлівської різниці потенціалів, якщо зразок має форму паралелепіпеда (випадок змішаної провідності).
3. Які параметри, що характеризують напівпровідник, можна визначити із вимірів ефекту Холла і електропровідності?
4. Як визначити ширину забороненої зони із вимірів ЕРС Холла та електропровідності?
5. Наведіть принципову схему компенсаційного методу вимірів ЕРС Холла та електропровідності.
6. Які існують методи усунення нееквіпотенціальності холлівських електродів?

Рекомендована література

1. Зеєгер К. Физика полупроводников.– М.:Мир. – 1977.– 615с.
2. Третьак О.В., Лозовський В.З. Основи фізики напівпровідників.– К. – 2007– Т. 1. – 338 с.
3. Ю П., Кордона М. Основы физики полупроводников. – М. – 2002.– 560с.
4. Воробьев Ю.В., Добровольский В.Н., Стриха В.И. Методы исследования полупроводников. – Киев: Выща школа. – 1988.

Лабораторна робота №3.

Магнітоопір напівпровідників

Мета роботи: Вивчення зв'язку магнітоопору з параметрами напівпровідника. Дослідження анізотропії зонної структури багатодолинного напівпровідника.

Теоретичні відомості

Рух носіїв напівпровідника, що знаходиться під дією магнітного поля характеризується викривленням їхніх траєкторій. Це призводить до зміни складової струму вздовж напрямку електричного поля прикладеного до напівпровідника. Тобто, можна стверджувати що змінюється провідність напівпровідника у напрямку \vec{E} . Це явище може

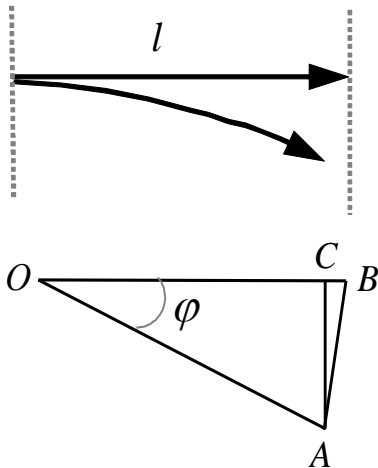


Рис. 3.1. Зміна довжини вільного пробігу носія заряду, спричинена відхиленням від напрямку E під дією магнітного поля

бути виміряне на експерименті і називається магніторезистивним ефектом або ефектом Гауса. Кажуть що під дією магнітного поля в напівпровідникові з'являється магнітоопір.

Появу цього ефекту легко зрозуміти з наступних простих міркувань. Завдяки дії сили Лоренца поперечне магнітне поле відхиляє носії заряду в напрямку перпендикулярному дрейфу. Проаналізуємо на якісному рівні появу ефекту магнітоопору. Для цього розглянемо зміну довжини вільного пробігу носія заряду

внаслідок відхилення від напрямку зовнішнього електричного поля (рис. 9.9). Рух електрона між двома перерізами показано штрихованими лініями. Нехай при вимкненому магнітному полі відстань між цими перерізами дорівнює середній довжині вільного пробігу l у напрямку E . Під дією магнітного поля електрон рухатиметься викривленою траєкторією. Якщо це викривлення невелике, то припустимо, що електрон

рухається вздовж прямої, яка відхилена від OB на малий кут φ . Електрон, що пройшов відстань l , за руху вздовж траєкторії, розсіюється. Це означає, що ефективна довжина вільного пробігу вздовж напрямку поля E зменшується на величину $\Delta l = CB$. Оскільки $AO = AB = l$, а кут φ є малим, з елементарної геометричної побудови знаходимо, що $\Delta l = l\varphi^2$. Після підстановки значень кутів Холла електронів і дірок (за нехтування відмінністю від одиниці Холл-фактора), отримуємо

$$\frac{\Delta l_p}{l_p} = \frac{\mu_p^2 B^2}{2} \quad \text{та} \quad \frac{\Delta l_n}{l_n} = \frac{\mu_n^2 B^2}{2}. \quad (3.1)$$

Вважаючи, що зміни опору під дією магнітного поля відбуваються за рахунок збільшення середньої довжини вільного пробігу, можемо записати

$$\frac{\Delta R_n}{R_n} = \frac{\mu_n^2 B^2}{2}, \quad \text{та} \quad \frac{\Delta R_p}{R_p} = \frac{\mu_p^2 B^2}{2}. \quad (3.2)$$

Видно, що магніторезистивний ефект є ефектом другого порядку по магнітному полю. При найпростішому розгляді ефекта, що призвів до формул (3.2), ми знехтували дією Холлівського поля, та вважали, що всі носії рухаються з однаковими середньою швидкістю і середньою довжиною вільного пробігу. Розглянемо ефект магнітоопору більш детально, базуючись на розв'язку кінетичного рівняння.

У відсутності магнітного поля напрямок щільності струму в ізотропному напівпровідникові \vec{J} співпадає з напрямком електричного поля \vec{E} . Тоді питомий опір (обернена провідність) визначається як

$$\rho = \frac{1}{\sigma} = \frac{E}{J}. \quad (3.3)$$

При накладанні магнітного поля напрямок вектора щільності струму не співпадає з напрямком електричного поля \vec{E} . Тобто в формулу (3.3) ми повинні підставити замість E проекцію на вектор струму – $\vec{E} \cdot \vec{J} / J$. Таким чином питомий опір при наявності магнітного поля запишемо як

$$\rho_B = \frac{\vec{E} \cdot \vec{J}}{J^2}, \quad (3.4)$$

При знаходженні напівпровідника в слабкому магнітному полі густина струму (в лінійному наближенні) має вигляд:

$$\vec{J} = e(n\mu_n + p\mu_p)\vec{E} - r_n e(p\mu_p^2 - n\mu_n^2)(\vec{B} \times \vec{E}). \quad (3.5)$$

З іншого боку, питомі електронна та діркова провідності визначаються відповідно як $\sigma_n = en\mu_n$ та $\sigma_p = ep\mu_p$. Тоді густина струму може бути записана:

$$\vec{J} = \sigma \vec{E} - R\sigma^2 (\vec{B} \times \vec{E}). \quad (3.6)$$

Маючи на увазі, що $\vec{E} \cdot (\vec{B} \times \vec{E}) = 0$, в лінійному по магнітному полю наближенні отримуємо $J^2 = (\sigma E)^2$ і $\vec{E} \cdot \vec{J} = \sigma E^2$. Таким чином:

$$\rho_B = \frac{1}{\sigma} = \rho. \quad (3.7)$$

Тобто, в (3.7) підтверджуються елементарні міркування про квадратичність магніторезистивного ефекту в слабкому магнітному полі. Для визначення цього ефекту треба врахувати в рівняннях доданки пропорційні квадрату вектора магнітної індукції.

Розглянемо випадок напівпровідника n -типу з простою зонною структурою. Густина струму запишеться у такому вигляді:

$$\vec{J} = -\frac{e^2 \hbar^2}{4\pi^3 (m_n^*)^2} \int_{\Omega} d\vec{k} \frac{\partial f_0}{\partial E} \left\{ \tau_e \vec{k} \cdot \vec{E} + \left(\frac{e\tau_e}{m_n^*} \right)^2 \vec{k} \cdot (\vec{B} \times \vec{E}) + \frac{e^2 \tau_e^3}{(m_n^*)^2} \vec{k} \cdot [\vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{E})] \right\} \cdot \vec{k} \quad (3.8)$$

де τ_e – час релаксації електрона, а f_0 – рівноважна функція розподілу електронів.

Беручи до уваги, що $\frac{\partial f_0}{\partial E} = -\frac{n}{k_B T N_c} e^{-E/k_B T}$, а закон дисперсії

є квадратичним, можна проінтегрувати рівняння (3.8). В результаті отримується вираз для густини струму в напівпровіднику:

$$\vec{J} = en\mu_n \left\{ \vec{E} + r_n \mu_n (\vec{B} \times \vec{E}) + \frac{3}{2} r_n \mu_n^2 [\vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{E})] \right\}. \quad (3.9)$$

Вектори \vec{J} , \vec{B} , $\vec{B} \times \vec{J}$ є набором некопланарних векторів. Для знаходження поля \vec{E} слід розкласти його по такому набору $\vec{E} = a_1 \vec{J} + a_2 \vec{B} + a_3 (\vec{B} \times \vec{J})$. Для спрощення в рівнянні залишаються доданки порядку не вище як B^2 .

$$\vec{J} = en\mu_n \left\{ a_1 \vec{J} + a_2 \vec{B} + a_3 (\vec{B} \times \vec{J}) + r_n \mu_n a_1 (\vec{B} \times \vec{J}) + r_n \mu_n a_3 \left(\vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{J}) \right) + \frac{3}{2} r_n \mu_n^2 a_1 \vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{J}) \right\} \quad (3.10)$$

Після проведення деяких математичних операцій, а саме розклад подвійних векторних добутків і знаходження коефіцієнтів a_i , можна записати електронну компоненту густини струму в напівпровіднику. Додавши діркову компоненту струму, отримується вираз для повного струму:

$$\vec{J} = \sigma \left\{ \vec{E} + r_H \frac{n\mu_n^2 - p\mu_p^2}{n\mu_n + p\mu_p} (\vec{B} \times \vec{E}) + \frac{3}{2} r_H \frac{n\mu_n^3 + p\mu_p^3}{n\mu_n + p\mu_p} [\vec{B} \times (\vec{B} \times \vec{E})] \right\}. \quad (3.11)$$

Для напівпровідника з простою зонною структурою, що характеризується двома типами носіїв, формула, що визначає його питомий опір з урахуванням дії магнітного поля, має такий вигляд:

$$\frac{\rho_B - \rho}{\rho} = \frac{3}{2} r_H \frac{e}{\sigma} \left[(n\mu_n^3 + p\mu_p^3) - \frac{3}{2} r_H \frac{(n\mu_n^2 - p\mu_p^2)^2}{(n\mu_n + p\mu_p)} \right] B^2 \sin^2 \varphi. \quad (3.12)$$

Видно, що основні висновки про магнітоопір зберігаються і в цьому, більш загальному, випадку. Так, структура виразу (3.12) говорить про те, що перший доданок в квадратних дужках правої частини визначає магнітоопір, що обумовлений “закручуванням” траєкторій рухомих носіїв магнітним полем, а другий доданок описує компенсуючу дію поля Холла, що виникає завдяки обмеженості зразка вздовж осі ОУ. Цей факт призводить до висновку, що явище магнітоопору сильно залежить від конфігурації зразка, оскільки поперечне поле Холла, що виникає під дією магнітного поля, заважає змінам траєкторії носіїв і зменшує ефект магнітоопору. Дійсно, з формули (3.12) ми бачимо що

$\Delta\rho/\rho$ досягає максимального значення, коли другий доданок в дужках дорівнює нулеві. А це означає, що стала Холла $R = 0$. Тобто, для мінімального ефекту Холла ($R = 0$) треба використовувати зразки, де поле Холла є нульовим.

Розглянемо, як проявляється магніторезистивний ефект в зразках різної геометрії.

1. У випадку довгої напівпровідникової платівки дія сили Лоренца на носії струму в середньому скомпенсована силою, яка діє з боку холлівського поля. Викривлення траєкторії електронів існує лише завдяки різниці швидкості дрейфу носіїв різної енергії, тобто при наявності залежності часу релаксації імпульсу від енергії.

При цьому величина ефекту магнітоопору у магнітному полі суттєво залежить від механізму розсіювання, який визначає вигляд залежності часу релаксації від енергії. З (3.12) відомо, що мірою ефекту є відношення $\frac{\Delta\rho}{\rho_0}$, $\Delta\rho = \rho_b - \rho_0$,

де ρ_0 та ρ_b – питомий опір, при відсутності та наявності магнітного поля відповідно (визначається, наприклад двозондовим методом). В слабкому магнітному полі МО описується таким виразом $-\frac{\Delta\rho}{\rho_0} \approx \xi B^2$, де $\xi = 0.577$ при розсіюванні на іонізованих домішках, $\xi = 0.275$ при розсіюванні на коливаннях ґратки.

З переходом в область сильного магнітного поля характер руху електронів суттєво змінюється: $\mu B = \frac{c}{t_*} < \tau > B = \omega_c < \tau >$,

де ω_c – циклотронна частота, τ – час релаксації. Умова $\omega_c < \tau \gg 1$ означає, що за час вільного пробігу носіїв струму може здійснити кілька обертів в площині, нормальній до магнітного поля. При цьому час одного циклу взаємодії носія з тягнучим полем, який визначає швидкість дрейфу та електропровідність, визначається вже не значенням часу релаксації, а циклотронним періодом; останній на відміну від часу релаксації, не залежить від енергії носія, внаслідок цього в сильному магнітному полі магнітоопір перестає залежати від величини магнітного поля. Величина магніторезистивного ефекту у сильному магнітному полі, як і в слабкому, залежить

від механізму розсіювання електронів; при розсіюванні на іонізованих домішках $\frac{\sigma_0}{\sigma_b} = \frac{32}{3\pi} \approx 3,4$; для акустичних фононів

$$\frac{\sigma_0}{\sigma_b} = \frac{32}{9\pi} \approx 1,13.$$

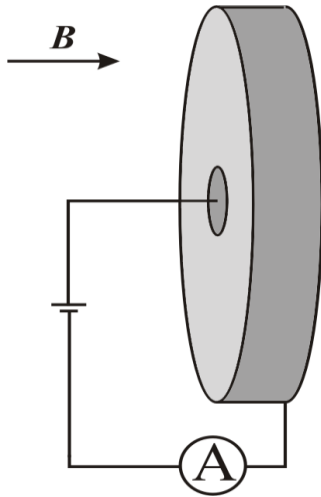


Рис. 3.2 Диск Корбіно.

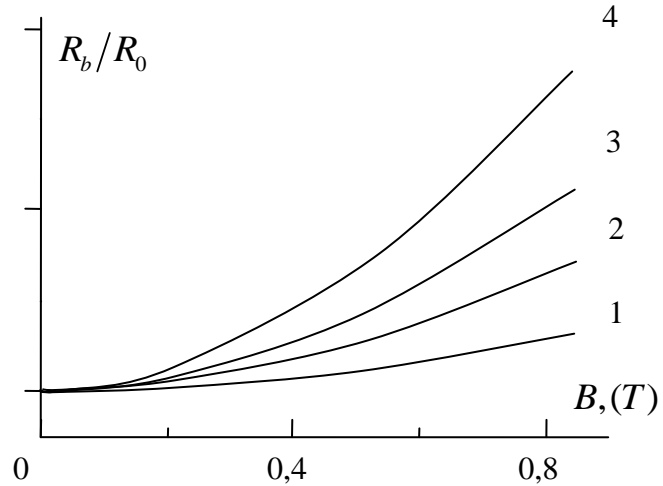


Рис. 3.3. Залежність магнітоопору від величини магнітного поля для випадків: 1) довгої пластини, 2) паралелепіпеда, 3) короткого широкого зразка, 4) диска Корбіно.

2. У випадку короткого широкого зразка, холлівське поле в першому наближенні шунтовано провідними електродами, внаслідок чого швидкість дрейфу (і струм) направлені під кутом Холла ($\tan \theta = \mu B$) до напрямку електричного поля. В найпростішому випадку, коли час релаксації не залежить від енергії, величину магнітоопору легко оцінити, вважаючи, що лінії струму проходять не по найкоротшому шляху між електродами, а під кутом до нього, що еквівалентно збільшенню довжини зразка. Відносна зміна електропровідності за абсолютною величиною дорівнює (при малому ефекті) відносній зміні довжини:

$$-\frac{\Delta \rho}{\rho_0} = \frac{l - l \cos \theta}{l} = 1 - \sqrt{1 - \sin^2 \theta} \approx \frac{1}{2} \mu B^2. \quad (3.13)$$

Таким чином, можна стверджувати, що короткі широкі зразки з омичними контактами на довгих боках, що шунтують

ЕРС Холла дозволяють вимірювати більш помітні відносні зміни магнітоопору.

3. Найбільш повне виключення впливу холлівського поля на магнітоопір здійснюється в геометрії диска Корбіно (див. рис. 3.2), де один контакт розташований по зовнішньому колу, а інший – по внутрішньому колу отвору всередині зразка.

4. МО зразку у вигляді паралелепіпеда з довільним співвідношенням довжини та ширини, напруженість електричного поля перпендикулярна до вектора магнітної індукції. В середній частині такого зразка умови відповідають випадку 1, поблизу контактів – умові випадку 2. Через це ефект МО максимальний поблизу контактів та мінімальний в середній частині. При значній величині МО може суттєво підвищити приконтатні електричні поля і змінити умови струмопроходження на контакті, що необхідно враховувати при аналізі явищ переносу в таких зразках. При вимірах зондовими методами в середній частині зразків можна користуватися формулами для випадку 1.

На рис. 3.3 показано залежність відносного магнітоопору від величини магнітного поля для зразків різної форми. Цифрами на рисунку позначені зразки з відношеннями довжини до ширини.

5. Кут між векторами магнітної індукції і напруженості електричного поля, відмінний від прямого. Тоді найбільший інтерес представляє характер залежності МО від кута: геометрія зразка буде впливати на масштабні коефіцієнти, але не на характер цієї залежності.

В загальному випадку величина МО визначається кутом між вектором магнітної індукції і вектором дрейфової швидкості. При аналізі кутової залежності МО потрібно врахувати, що напрями дрейфової швидкості та напруженості електричного поля в напівпровідниковому кристалі можуть не збігатись між собою, їх взаємна орієнтація визначається анізотропією зонної структури.

Анізотропія зонної структури багатодолинного напівпровідника. Вище ми розглядали найпростіший випадок ізотропного напівпровідника з сферичною симетрією ізоенергетичних поверхонь. В напівпровідниках що не мають сферично симетричну електронну структуру зміна опору в

В якості прикладу напівпровідника з несферичною зонною структурою можна розглянути германій. Германій має кристалічну структуру типу алмазу, що являє собою дві гранецентровані кубічні ґратки, зсунути одна відносно одної на $\frac{1}{4}$ просторової діагоналі.

Figure 1 is a plot showing the energy levels $L_4^+ + L_5^+$ (Y-axis) versus the parameter Γ (X-axis). The Y-axis ranges from -10 to 4, and the X-axis is marked with $L, \Lambda, \Gamma, \Delta, X, U, K, \Sigma, \Gamma$. The plot displays several curves representing different energy levels, labeled as $L_6^+, L_6^-, L_6^+, L_6^-, \Gamma_7^+, \Gamma_7^-, \Gamma_8^+, \Gamma_8^-, X_5, X_6, \Gamma_7^+, \Gamma_7^-$. The curves show various intersections and trends across the parameter range.

Абсолютний мінімум зони провідності лежить в напрямку осей [111] недалеко від границі зони Бріллюена (рис.3.3), тому германій має вісім еквівалентних мінімумів енергії,

координати яких у координатах $2\pi/a$ мають вигляд $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2})$ і лежать на границі зони Бріллюена. Ізоенергетичні поверхні біля абсолютних мінімумів енергії (долин) являють собою еліпсоїди обертання відносно великої півосі. У германія вона співпадає з напрямком $[111]$ і на першу зону припадає половина кожного еліпсоїда енергії, тобто, слід говорити не про вісім, а про чотири повних еліпсоїди енергії.

Для германію залежність енергії від хвильового вектора поблизу абсолютних мінімумів зони провідності $E(\vec{k})$ виражається формулою:

$$E(\vec{k}) = E(\vec{k}_0) + \frac{\hbar^2[(k_x - k_{0x})^2 + (k_y - k_{0y})^2]}{2m_1} + \frac{\hbar^2(k_z - k_{0z})^2}{2m_3}. \quad (3.14)$$

Значення компонент тензора ефективної маси електрона, визначені за методом циклотронного резонансу, складають: $m_1 = m_2 = m_t = 0.082m_0$; $m_3 = m_l = 1.6m_0$. Відношення m_3/m_1 характеризує анізотропію властивостей ізоенергетичних поверхонь. У випадку германію це відношення рівне 19.3.

В напівпровідниках що не мають сферично симетричну електронну структуру може існувати повздовжній магніторезистивний ефект. Вимірюючи величину $\Delta\rho/\rho$ при різних орієнтаціях магнітного поля відносно осей зразка можна отримувати відомості про параметри зонної структури. В загальному випадку величина магнітоопору визначається кутом між вектором магнітної індукції і вектором дрейфової швидкості.

При довільній орієнтації вектора напруженості електричного поля відносно осей симетрії еліпсоїдів напрям швидкості дрейфу не паралельний до нього. Тому при індукції магнітного поля паралельній вектору напруженості електричного поля МО буде відмінним від нуля. Конкретне значення МО при даному куті між векторами електричного і магнітного полів залежить як від параметрів, які характеризують розсіювання, так і від напрямку електричного поля (струму).

Завдання до роботи

1. Робота складається з двох частин. В першій частині досліджується залежність магнітоопору від величини магнітного поля для зразків Ge різної геометрії. У другій частині вивчається кутова залежність магнітоопору зразка Ge, що має форму видовженого паралелепіпеда. Виміри провідності в обох випадках проводяться двозондовим методом, температура кімнатна. Розміри зразка і величини, необхідні для розрахунків, надає викладач.

2. В першій частині роботи проведіть виміри провідності зразків різної геометрії. На підставі одержаних даних побудуйте графіки $\Delta R/R_0$ від B .

3. Проведіть виміри ЕРС Холла для видовженого зразка, визначте рухливість і концентрацію носіїв струму. Поясніть, який механізм розсіювання є домінуючим.

4. В другій частині роботи зробіть виміри залежності магнітоопору від кута між напрямками струму і магнітного поля. Побудуйте графік $\Delta R/(RB^2)$ від кута повороту.

5. Проведіть аналіз кутової залежності магнітоопору та визначте орієнтацію дослідженого зразка по відношенню до основних кристалографічних осей.

Опис експериментальної установки

Дослідження проводяться на зразках германію (Ge) з омичними контактами, виготовленими з хімічно чистого олова.

В першій частині роботи дослідження проводяться на зразках германію (n -Ge), які закріплені в касетах. Касета із зразком розміщується між полюсами (N і S) електромагніта постійного струму, що живиться від випрямляча ВСА-111К.

Всі з'єднання зразка з вимірювальними приладами відбуваються через блок перетворення і комутації (БК), в якому розташовані: джерело постійного струму для забезпечення електричного поля вздовж зразка і схема компенсації паразитної різниці потенціалів, що виникає за рахунок несиметричного розміщення холлівських контактів.

Виміри провідності і ЕРС Холла проводяться компенсаційним методом при кімнатній температурі за допомогою потенціометра Р363. Порядок роботи на потенціометрі Р363 дивись в Додатку 1.

У другій частині роботи дослідження проводяться на зразку германію ($n\text{-Ge}$), який закріплено на поворотному столику між полюсами (N і S) постійного магніту, що забезпечує $B = 0,32 \text{ T}$.

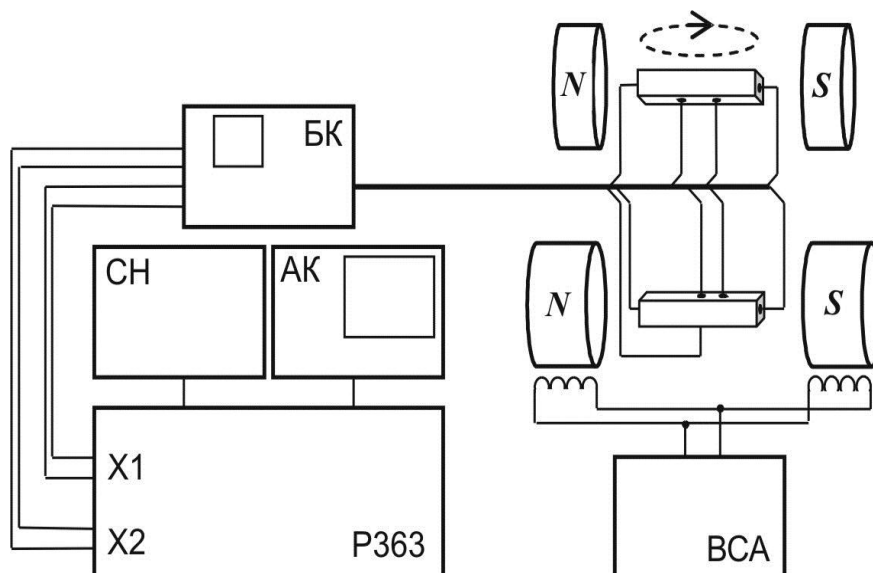


Рис. 3.5. Блок-схема експериментальної установки

Порядок виконання роботи

1. Ознайомтесь з вимірювальною схемою і після бесіди з викладачем починайте виконувати роботу.

2. Для дослідження залежності магнітоопору від величини магнітного поля переключіть на БК джерело струму у позицію X2, підключіть касету із зразком і виставте струм у межах (1 – 9) мА.

3. За допомогою потенціометра (канал U2) виміряйте напругу у відсутності магнітного поля. Розрахуйте питомий опір зразка.

4. Розмістіть касету між полюсів електромагніта.

5. Увімкніть джерело живлення електромагніта ВСА-111К і проведіть виміри провідності зразка в усьому діапазоні струмів електромагніта (0 – 4 А).

6. Повторіть п.п.2-5 для всіх зразків.

7. Проведіть виміри ЕРС Холла для видовженого зразка. Для цього на БК увімкніть перемикач у положення “Холл”, увімкніть тумблер “компенсація”, і у відсутності магнітного

поля компенсуйте резистором блоку компенсації паразитну різницю потенціалів, що виникає за рахунок несиметричного розміщення холлівських контактів.

8.Проведіть виміри ЕРС Холла у всьому діапазоні струмів електромагніта.

9.На підставі одержаних даних визначте рухливість і концентрацію носіїв струму.

10.В другій частині роботи зробіть виміри залежності магнітоопору від кута між напрямками струму і магнітного поля. Для цього переключіть на БК джерело струму в позицію X1, і за допомогою потенціометра (канал U1) проведіть вимірювання провідності. Ціна поділки поворотного столика дорівнює 6° .

11.Для розрахунку R_0 виберіть значення виміряної U у відсутності магнітного поля для відповідного струму через зразок (надає викладач).

Питання для самоконтролю

- 1.Який механізм утворення магнітоопору?
- 2.Як впливає форма зразку на величину магнітоопору?
- 3.Яка кінетика встановлення магнітоопору при включенні магнітного поля?
- 4.Як залежить магнітоопір від механізму розсіювання в слабкому та сильному магнітному полі?
- 5.Яке магнітне поле є сильним і в якому сенсі?
- 6.В чому причина відмінності ефекту магнітоопору в напівпровіднику від аналогічного ефекту в металах?
- 7.Яку фізичну інформацію можна отримати при дослідженні ефекту магнітоопору?
- 8.Як в магнітоопорі проявляється „багатодолинність” напівпровідника?

Рекомендована література

- 1.Третяк О.В., Лозовський В.З. Основи фізики напівпровідників.– К. – 2007– Т. 1. – 338 с.
- 2.Зеєгер К. Физика полупроводников.– М.:Мир, 1977.– 615с.

Лабораторна робота №4.

Визначення дрейфової рухливості носіїв заряду та перевірка співвідношення Ейнштейна

Мета роботи: Визначення дрейфової рухливості неосновних носіїв заряду. Перевірка співвідношення Ейнштейна.

Теоретичні відомості

Розглянемо рух носіїв заряду в кристалі. При наявності одного типу вільних носіїв заряду (наприклад, електронів) питома електропровідність визначається як

$$\sigma = en\mu_n, \quad (4.1)$$

де e – заряд електрона; n – концентрація вільних носіїв заряду; μ_n – дрейфова рухливість електронів. Оскільки електрони являють собою статистичну систему, то величина що чисельно дорівнює середній швидкості напрямленого руху, яку електрони набувають в електричному полі одиничної напруги

$$\mu_n = \frac{\langle v \rangle}{E}, \quad (4.2)$$

де $\langle v \rangle$ – середня дрейфова швидкість, E – напруженість електричного поля.

Згідно з елементарною теорією металів кінцева дрейфова швидкість електронів

$$v_k = a\tau, \quad (4.3)$$

де a – прискорення електрона під дією електричного поля, τ – середній час між двома зіткненнями електрона з ґраткою, тобто середній час вільного пробігу.

Початкова дрейфова швидкість $v_0 = 0$, через те, що після кожного чергового зіткнення напрямлений рух переривається.

Оскільки $F = eE = m^*a$, одержуємо $a = \frac{e}{m^*}E$, отже

$$\langle v \rangle = \frac{v_k - v_0}{2} = \frac{e\tau}{2m^*}E.$$

Таким чином

$$\mu_n = \frac{e\tau}{2m^*}. \quad (4.4)$$

Співвідношення (4.4) одержане при дуже грубому наближенні, де не було враховано те, що вільні носії заряду статистично розподілені за енергіями (а отже, і за дрейфовими швидкостями), і в загальному випадку одержане співвідношення залежить від енергії носіїв заряду. Крім того, при розрахунку була використана умова, що при зіткненнях носії заряду повністю гублять енергію, яку вони набули в електричному полі. Очевидно, що при більш точному розрахунку рухливості необхідно враховувати як статистичний розподіл носіїв за енергіями, так і характер взаємодії носіїв заряду з недосконаlostями та тепловими коливаннями кристалічних ґраток, які визначають процес розсіяння. В загальному випадку, якщо відома залежність часу вільного пробігу від енергії та температури $\tau(E, T)$, рухливість носіїв заряду може бути визначена з рівняння для густини струму $j = en\mu_n E$.

Електронні властивості речовини повністю характеризується функцією розподілу носіїв заряду f і щільністю станів. Для визначення електропровідності необхідно знайти функцію розподілу носіїв в напівпровіднику при наявності електричного поля. Для знаходження функції f скористаємося кінетичним рівнянням Больцмана.

$$\frac{\partial f}{\partial t} + v \frac{\partial f}{\partial r} + \frac{1}{m} F \frac{\partial f}{\partial v} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (4.5)$$

де F – зовнішня сила, що діє на частинку, $(\partial f / \partial t)_{coll}$ – зміна функції розподілу внаслідок зіткнень. Для стаціонарного випадку $\partial f / \partial t = 0$, а оскільки ми розглядаємо випадок однорідного поля у напрямку осі ОХ, і градієнт температури та концентрації відсутній, рівняння Больцмана можна записати у такому вигляді

$$-\frac{e}{m^*} E \frac{\partial f}{\partial v_x} = \left(\frac{\partial f}{\partial t} \right)_{coll}, \quad (4.6)$$

Лоренц припустив, що $(\partial f / \partial t)_{coll}$ має бути прямо пропорційна $(f - f_0)$, де f_0 – рівноважна функція розподілу, і цю пропорційність можна виразити через час релаксації τ :

$$(\partial f / \partial t)_{coll} = (f - f_0) / \tau.$$

Оскільки для електронів у такій системі виконуються рівняння $E = \hbar^2 k^2 / 2m^*$ та $v = \hbar k / m^*$, можемо записати

$$-\frac{e}{\hbar} E \frac{\partial f}{\partial k_x} = \frac{f - f_0}{\tau}. \quad (4.7)$$

Поле будемо вважати слабким, що не сильно змінює функцію розподілу, тоді в лівій частині (4.7) функцію f можна наближено вважати рівною рівноважній функції розподілу f_0 . З (4.7) одержимо

$$f = f_0 + \frac{\tau e E}{\hbar} \frac{\partial f_0}{\partial k_x}, \text{ отже } f(k_x, k_y, k_z) = f_0(k_x + \frac{\tau e E}{\hbar}, k_y, k_z). \quad (4.8)$$

Отже, нерівноважна функція розподілу f в нашому випадку є рівноважною і зміщеною по осі ОХ на $\tau e E \hbar^{-1}$. Густина струму електронів, які відповідають інтервалу об'єму k - простору (k_x, k_y, k_z) , буде визначатись їх числом $f N(\vec{k}) dk_x dk_y dk_z$, де $N(\vec{k})$ – щільність станів та швидкістю v_x , повна густина струму знаходиться інтегруванням по k - простору.

$$j_x = e \int v_x f N(\vec{k}) dk_x dk_y dk_z. \quad (4.9)$$

Замість f підставляємо (4.8) (беремо другий доданок, через те що підстановка f_0 дає нуль); $N(\vec{k})$ в розрахунку на одиницю об'єму з урахуванням спінового виродження дає $1/4\pi^3$. Враховуючи що $\frac{\partial f_0}{\partial E} = -\frac{f_0(1-f_0)}{kT}$ одержуємо

$$j_x = \frac{e^2 E}{4\pi^3 kT} \int \tau v_x^2 f_0(1-f_0) N(\vec{k}) dk_x dk_y dk_z. \quad (4.10)$$

Ми припустили що електричне поле не дуже змінило функцію розподілу. Природно, що і середня енергія практично не змінилась, і розподіл енергії за ступенями вільності залишився ізотропним, тобто в будь-якій точці k - простору рух вздовж осі ОХ відповідає 1/3 повної кінетичної енергії: $\frac{m^* v_x^2}{2} = \frac{E}{3}$, і $v_x^2 = 2E/3m^*$.

$$j_x = \frac{e^2 E}{6\pi^3 m^* kT} \int E \tau f_0 (1 - f_0) dk_x dk_y dk_z. \quad (4.11)$$

Нагадаємо, що в загальному випадку $\tau = \tau(E)$. Подальше перетворення проведемо окремо для виродженого та неvirодженого випадків.

Виродження відсутнє, $f_0 \ll 1$ та $(1 - f_0) \simeq 1$.

Для виконання інтегрування в (4.11) перейдемо в простір енергій з урахуванням того, що $dk_x dk_y dk_z = \text{const} \cdot E^{1/2} dE$. Константу виключимо, поділивши вираз на інтеграл від f_0 по всіх станах (останній легко вираховується),

$$\frac{\int_k E \tau f_0 dk_x dk_y dk_z}{\int_k f_0 dk_x dk_y dk_z} = \frac{\int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} \tau(E) f_0 dE \cdot \int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} f_0 dE}{\int_0^\infty E^{\frac{1}{2}} f_0 dE \cdot \int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} f_0 dE}. \quad (4.12)$$

Легко бачити, що співвідношення другого співмножника чисельника до першого знаменника дає середню енергію носіїв, тобто для даного випадку $-1.5kT$. Відношення членів, що залишилися в (4.12), дає величину часу релаксації імпульсу τ , яка усереднена за всіма елементами фазового простору з ваговою функцією, пропорційною $f v_x$, тобто усереднена за елементами струму,

$$\langle \tau \rangle = \frac{\int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} \tau(E) e^{-\frac{E}{kT}} dE}{\int_0^\infty E^{\frac{3}{2}} e^{-\frac{E}{kT}} dE}. \quad (4.13)$$

Повертаючись до (4.12) і враховуючи, що $\int_k f_0 dk_x dk_y dk_z = 4\pi^3 \int_k N(\vec{k}) f_0 dk_x dk_y dk_z = 4\pi^3 n$, де n – концентрація носіїв заряду в зоні, яку ми розглядаємо, одержимо

$$\int_k E \tau f_0 dk_x dk_y dk_z = 4\pi^3 n \frac{3}{2} kT \langle \tau \rangle. \quad (4.14)$$

Підставляючи (4.14) в (4.11), маємо

$$j_x = \frac{ne^2 E \langle \tau \rangle}{m^*}. \quad (4.15)$$

Якщо ввести середню швидкість дрейфу електронів в електричному полі $\langle v_x \rangle$, густина струму може бути записана як $j = -ne\langle v_x \rangle$, тоді з (4.14) одержимо

$$\langle v_x \rangle = -\frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle E = \mu_n E; \quad \mu_n = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle. \quad (4.16)$$

Аналогічно, рухливість дірок, що мають час релаксації τ_p та ефективну масу m_p^* може бути записана як

$$\mu_p = \frac{e}{m_p^*} \langle \tau_p \rangle. \quad (4.17)$$

Випадок виродженого газу носіїв заряду. Відомо, що такий стан можливий лише в одній зоні і решту зон при цьому можна не враховувати, у такому випадку замість f_0 підставляється функція розподілу Фермі-Дірака і під інтегралом в (4.11) є δ -функція, максимум якої відповідає енергії Фермі E_F . Інтеграл дорівнює підінтегральному виразу при $E = E_F$

$$j_x = \frac{ne^2 E \tau(E_F)}{m^*}. \quad (4.18)$$

На відміну від невиродженого випадку в (4.18) увійшло не усереднене τ , а визначене значення $\tau(E_F) = \text{const}$. Це пояснюється тим, що у випадку виродження випадкові акти розсіяння відбуваються тільки з електронами, енергія яких близька до E_F , оскільки практично всі більш низькі рівні енергії заповнені, стан будь-якого електрона, який знаходиться на них, може змінитися тільки при зміні стану сусіднього (в k - та E просторі електрона). Таким чином, стан всіх електронів змінюється згідно із зміною стану верхніх електронів з $E = E_F$, всі електрони одержують однаковий приріст в фазі імпульсу і однакову швидкість дрейфу.

Температурна залежність рухливості. При заданій концентрації величина електропровідності σ залежить від рухливості носіїв заряду $\mu = \frac{e}{m^*} \langle \tau \rangle$, тобто ефективної маси та часу релаксації. Температурна залежність μ визначається, в основному температурною залежністю $\langle \tau \rangle$.

Температурна залежність $\langle \tau \rangle$, а отже, і μ може бути розрахована з (4.13), якщо відома залежність τ від E і T . Відомо, що при розсіянні на акустичних коливаннях ґраток $\tau = \text{const} \cdot E^{-\frac{1}{2}} T^{-1}$. Підстановка цього виразу в (4.13) дає $\mu \sim T^{-\frac{2}{3}}$. Із зниженням температури рухливість зростає внаслідок зменшення кількості розсіюючих фононів (рис. 5.1). При відносно високих температурах цей механізм розсіяння звичайно домінує якщо в розсіянні беруть участь оптичні та акустичні фонони з великим K (розсіяння з переходом між долинами), μ ще більше падає з ростом температури, так що число фононів великої енергії експоненціально залежить від температури. В германії, наприклад, спостерігається залежність $\mu \sim T^{-2.3}$.

При достатньо низькій температурі (декілька десятків для германію) розсіяння на коливаннях ґраток не суттєве. Домінує розсіяння на іонізованих домішках; при цьому $\mu \sim T^{\frac{2}{3}}$ (рис. 5.1, низькотемпературна частина).

Якщо в кристалі одночасно діють обидва розглянутих механізми розсіяння заряду, то температурна залежність рухливості визначається співвідношенням

$$\frac{1}{\mu} = aT^{-\frac{3}{2}} + bT^{\frac{3}{2}}, \quad (4.19)$$

де a, b – сталі величини.

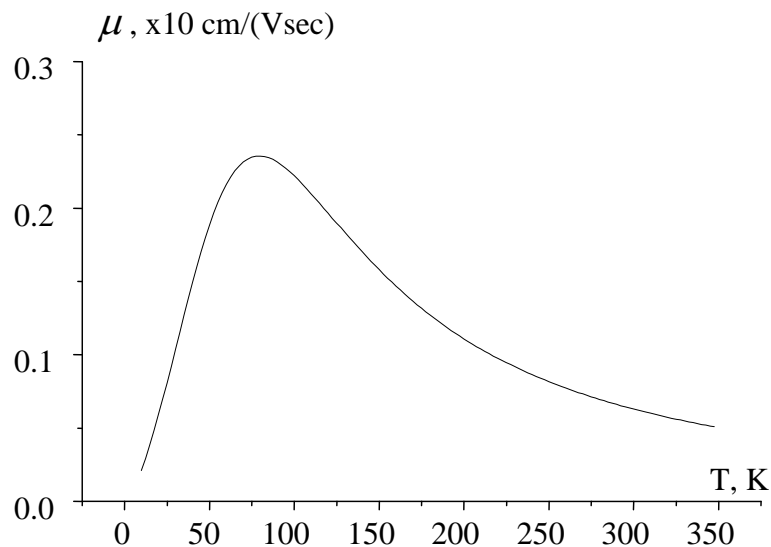


Рис. 4.1. Залежність рухливості від температури в InSb.

Розсіяння може відбуватися також на нейтральних атомах домішок. Таке розсіяння превалює в області низьких температур, коли теплова енергія ще недостатня для іонізації домішок а також для збудження значних коливань ґраток.

Таким чином, рухливість носіїв заряду в кристалах визначається, в основному, двома механізмами розсіяння: на теплових коливаннях ґраток і на іонізованих домішках.

Метод виміру дрейфової рухливості неосновних носіїв заряду полягає у наступному. Нехай в напівпровідниковому зразку створено електричне тягуче поле E (рис. 4.1). В деякий момент часу через точковий емітерний контакт в зразок інжектуються неосновні носії заряду. Коли ці носії потрапляють в електричне поле E , вони переміщуються вздовж зразка з швидкістю μE і через деякий час потрапляють на колекторний точковий контакт, що встановлений на зразку на відстані l від емітера. Величина струму, що протікає через колектор при від'ємному зміщенні, пропорційна концентрації неосновних носіїв поблизу колектора. Через це, момент, коли інжектовані носії досягнуть колектора, може бути зафіксований по збільшенню струму. Якщо схема дозволяє виміряти час дрейфу носіїв t_{dp} , то рухливість інжектованих носіїв заряду можна просто визначити із співвідношення

$$\mu = \frac{l}{t_{dp} E}. \quad (4.20)$$

Проте, треба мати на увазі, що виміряна цим методом дрейфова, рухливість неосновних носіїв заряду співпадає з омичною рухливістю (4.16) тільки в тому випадку, якщо концентрація інжектованих неосновних носіїв заряду Δp значно менша за рівноважну концентрацію основних носіїв n_0 ($\Delta p \ll n_0$) і виміри проводяться на зразку домішкової провідності. Це витікає із дотримання умови електронейтральності $\Delta p = \Delta n$, згідно з якою дифузія і дрейф носіїв заряду відбуваються як одночасна дифузія і дрейф пар електрон-дірка. В загальному випадку біполярна дрейфова рухливість μ_E визначається співвідношенням

$$\mu_E = \frac{p - n}{\frac{p}{\mu_n} + \frac{n}{\mu_p}}, \quad (4.21)$$

з якого видно, що дрейфова рухливість μ_E дорівнює рухливості μ_p неосновних носіїв тільки за умови $n_0 + \Delta n \ll p_0 + \Delta p$.

Перевірка співвідношення Ейнштейна. Через те, що “співвідношення Ейнштейна” являє собою прямий наслідок больцманівського розподілу заряджених частинок за енергіями, результат, який ми одержимо, слід вважати доказом існування такого розподілу як для нерівноважних електронів в зоні провідності, так і для нерівноважних дірок у валентній енергетичній зоні кристала.

Співвідношення Ейнштейна пов'язує величину рухливості μ та крефіцієнт дифузії D заряджених частинок

$$\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}, \quad (4.22)$$

де k – стала Больцмана, T – абсолютна температура, e – заряд частинок.

До виходу друком роботи Ейнштейна рівняння (4.22) було дано Нернстом та Таунсендом; у відповідності з цим його вірніше було б назвати рівнянням. Нернста-Таунсенда-Ейнштейна.

Припустимо, що розглянуті частинки знаходяться в рівновазі в полі E яке змінюється тільки по осі X так, що

$$E = -\frac{\partial \varphi}{\partial x}. \quad (4.23)$$

Згідно із законом Больцмана число частинок $n(x)$ в одиниці об'єму при деякому значенні x дорівнює

$$n(x) = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{e\varphi(x)}{kT}\right). \quad (4.24)$$

Крім того, $n(x)$ можна визначити з умови відсутності струму

$$\mu n e E - e D \frac{dn}{dx} = 0, \quad (4.25)$$

яке після інтегрування дає

$$n = \text{const} \cdot \exp\left(-\frac{\mu\varphi}{D}\right). \quad (4.26)$$

Порівнюючи (4.26) з (4.24), одержуємо $\frac{D}{\mu} = \frac{kT}{e}$ тобто рівняння (4.22).

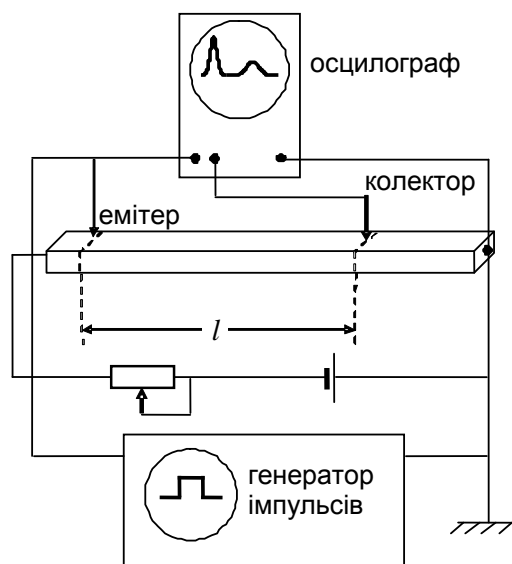


Рис. 4.2. Експеримент Хайнса-Шоклі

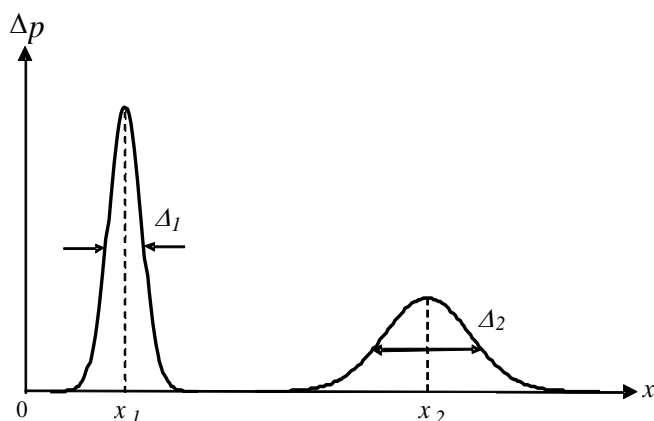


Рис. 4.3. Зміна профілю "хмари" неосновних носіїв за дрейфу "хмари" від емітера (x_1) до колектора (x_2). Δ_1 та Δ_2 – напівширини профілів розподілу носіїв на емітері та колекторі відповідно

Для вивчення процесів дифузії і дрейфу у напівпровідниках Хайнс і Шоклі запропонували оригінальну схему експерименту (рис. 4.2): до однорідного видовженого германієвого зразка n - типу прикладалось стає електричне поле. До поверхні кристалу приєднувалися два контакти для створення надлишкової концентрації неосновних носіїв (емітер) і реєстрації "хмари" неосновних носіїв, що дрейфувала під дією електричного поля (колектор). Під дією напруги, що подавалась на контакт метал-напівпровідник, відбувалась інжекція неосновних носіїв заряду. До імпульсного генератора, що видає прямокутні імпульси, приєднувалися емітер та осцилограф для контролю форми розподілу інжекттованих дірок. Короткий імпульс струму через випрямляючий контакт створював у кристалі різко обмежену область надлишкової концентрації нерівноважних носіїв (дірок) – "хмару", що зсувалась у напрямку поля. Протягом часу t , що відповідає часу переміщення "хмари" дірок від

емітера до колектора внаслідок неупорядкованого дифузійного руху носіїв, ширина імпульсу зростатиме (рис.4.3).

Якщо знехтувати рекомбінацією, то профіль розподілу концентрації дірок зі зміною часу за відсутності поля описується рівнянням

$$\frac{\partial \Delta p(x,t)}{\partial t} = D_p \frac{\partial^2 \Delta p(x,t)}{\partial x^2}, \quad (4.27)$$

розв'язком якого є
$$\Delta p(x,t) = \frac{S_p}{2\sqrt{\pi t D_p}} e^{-x^2/(4D_p t)}, \quad (4.28)$$

де S_p – поверхнева концентрація дірок, що інжектують у зразок у початковий момент часу $t=0$. У формулі (4.28) експонента описує розширення пакету із часом завдяки дифузії. Передекспоненційний фактор вказує на зменшення амплітуди імпульсу зі зростанням часу. Прикладення слабкого електричного поля $E \ll (D_p / \mu_p)(1/p)(dp/dx)$ змушує “хмару” неосновних носіїв заряду рухатися в напрямку поля зі швидкістю $v_{dr} = \mu_p E$, тобто максимум розподілу у момент часу t_{dr} буде зсунутий уздовж напрямку поля на відстань t_{dr}/v_{dr} . Тоді профіль сигналу, що знімається на колекторі описується формулою

$$\Delta p(x,t) = \frac{S_p}{2\sqrt{\pi t D_p}} \exp \left[-\frac{(1-t/t_{dr})^2 l^2}{4D_p t} \right]. \quad (4.29)$$

Нехай амплітудою імпульсу в момент часу t_{dr} є Δp_m . Перейдемо до системи координат із центром у точці $x_{dr} = t_{dr}/v_{dr}$ та отримаємо миттєвий розподіл концентрації дірок, що описується (4.28), де x – відхилення від координати максимуму. Якщо позначити через Δx напівширину імпульсу, тобто $\Delta p(\Delta x/2) = \Delta p_m/2$, то

$$\frac{\Delta p(\Delta x/2)}{\Delta p_m} = \exp \left[-\frac{\Delta x^2}{4} \cdot \frac{1}{4D_p t_{dr}} \right]. \quad (4.30)$$

Якщо вважати, що протягом часу Δt “хмара” інжектіваних дірок рухається зі сталою швидкістю $v_{dr} = l/t_{dr}$, то величину Δx можна визначити як

$$\Delta x = \Delta t l / t_{dr} . \quad (4.31)$$

Підставимо Δx до (4.30) та отримаємо

$$D_p = \frac{(l \Delta t)^2}{16 \ln 2 \cdot t_{dr}^3} . \quad (4.32)$$

Схема експерименту Хайнса–Шоклі дозволяє також експериментально перевірити співвідношення Ейнштейна. Дійсно, підставляючи до (4.31) величину Δt із (4.32), отримаємо, що напівширина імпульсу в момент часу t_{dr} визначається співвідношенням

$$\Delta x = 4 \sqrt{\ln 2 D_p t_{dr}} . \quad (4.33)$$

Довжина дрейфу в полі E

$$l = \mu_p E t_{dr} . \quad (4.34)$$

Оскільки напруженість поля для видовженого зразка дорівнює напрузі між емітером і колектором, що поділена на l , то

$$l = \sqrt{\mu_p U t_{dr}} . \quad (4.35)$$

Із (4.33) та (4.34) отримуємо

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{U}{16 \ln 2} \left(\frac{\Delta x}{l} \right)^2 . \quad (4.36)$$

Оскільки величини у правій частині співвідношення (4.36) вимірюються експериментально, то воно дозволяє в принципі експериментально перевірити співвідношення Ейнштейна. Однак на практиці краще оперувати не величинами розмірності довжини, а часовими проміжками, адже вони легко вимірюються за допомогою осцилографа. У такому випадку перевірка співвідношення Ейнштейна зводиться до експериментальної перевірки співвідношення.

$$\frac{D_p}{\mu_p} = \frac{U}{16 \ln 2} \frac{\Delta t_1^2 - \Delta t_2^2}{t_1(t_1 - t_2)} , \quad (4.37)$$

де Δt_1 – напівширина імпульсу, що відповідає половині амплітуди за час дрейфу t_1 , Δt_2 – напівширина імпульсу за час дрейфу t_2 . Варто зауважити: оскільки відношення D_p / μ_p залежить від різниці квадратів вимірюваних величин, то одиничні вимірювання не дають достатньо надійних результатів. Для забезпечення більшої точності експерименту

застосовують багаторазові вимірювання, результати яких у подальшому підлягають статистичній обробці. Численні вимірювання показали, що із точністю, кращою за 5%, співвідношення Ейнштейна виконуються.

Завдання до роботи

1. Визначити величину дрейфової рухливості пакету нерівноважних носіїв заряду при заданому значенні тягнучого поля в зразку (в межах від 0,5 до 7 В/см) і відстані між емітером і колектором ~ 1 мм.

2. Визначити величину дрейфової рухливості для вимірів при декількох значеннях амплітуди імпульсу на емітері. Визначити реальне значення дрейфової рухливості шляхом екстраполяції її залежності від амплітуди імпульсу інжекції до нульового значення амплітуди.

3. При необхідності провести подібні виміри при різних відстанях між емітером і колектором.

4. Виміряти залежність дрейфової рухливості пакету носіїв заряду від напруженості електричного поля в кристалі при трьох значеннях відстані між емітером і колектором в інтервалі полів 0,5 – 7 В/см.

5. Для перевірки співвідношення Ейнштейна провести виміри часу дрейфу пакету носіїв заряду від емітера до колектора (t) та півширини імпульсу (ширина імпульсу на половині амплітуди) на колекторі (Δt) при двох значеннях відстаней між емітером і колектором. З одержаних даних розрахувати відношення D/μ .

6. Скласти звіт про зроблену роботу, що включає:

- короткі теоретичні відомості про дрейфову рухливість носіїв заряду;
- опис методики вимірювань і принципову схему установки;
- отримані результати у формі таблиць і графіків, а також результати обчислень;
- обговорення отриманих результатів та висновки.

Опис експериментальної установки

Вимірювання проводяться на зразку германію (n -Ge), що має форму видовженого паралелепіпеда з омічними

контактами, виготовленими з хімічно чистого олова. Зразок закріплений на предметному столику.

Тягнуче поле підводиться до зразка від джерела струму (Б5-47). По обидві сторони зразка містяться маніпулятори зондів (емітера Е і колектора К), за допомогою яких встановлюється необхідна відстань між зондами (відстань може змінювати викладач чи кваліфікований персонал практикуму). Відстань вимірюється за допомогою мікроскопа МПБ-2 з ціною малої поділки 0,05мм.

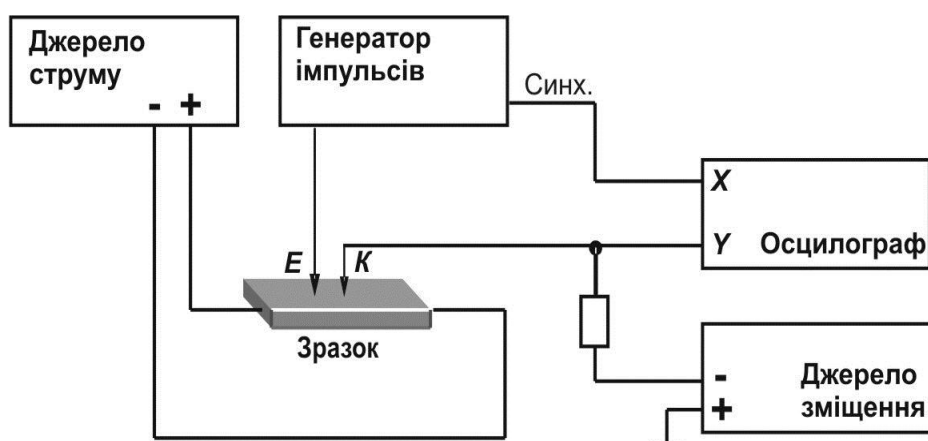


Рис. 4.4. Блок-схема експериментальної установки

Метал, з якого виготовляються зонди, визначається із наступних умов: маючи різні роботи виходу електрона з поверхні в вакуум, фосфориста бронза та Ge створюють контакт метал-напівпровідник, який має випрямляючі властивості. Такий контакт при підключенні напруги зміщення певної амплітуди і полярності, сприяє інжекції неосновних носіїв заряду із зонда в об'єм напівпровідника (емітер) і з об'єму на зонд (колектор).

У якості інжектора пакету неосновних носіїв заряду використовується генератор прямокутних імпульсів (Г5-2А), який підключено до емітеру. Колектор підключено до Y-входу осцилографа (С1-65), розгортка якого синхронізується з імпульсами генератора. На колектор через опір подається постійна напруга (0 – 50 В) від джерела зміщення.

Порядок виконання роботи

1. Ознайомитись з установкою для вимірів дрейфової рухливості носіїв заряду і після бесіди з викладачем приступити до виконання роботи.

2. Увімкнути прилади і дати їм прогрітись 45 хвилин.

3. Перевірити встановлену викладачем відстань між зондами ~ 1 мм.

4. Виставити на Б5-47 напругу 7В.

5. На генераторі Г5-2А виставити регулятором “АПМЛИТУДА ВЫХОД 1” амплітуду імпульсу 1В.

6. Зафіксувати на екрані осцилографа сигнал імпульсу інжекції і пакету неосновних носіїв заряду. Регулюванням напруги зміщення (0 – 50В) домогтися примірної рівності їх амплітуд. Під час подальших вимірів амплітуду зміщення більше не змінювати.

7. Визначити час дрейфу неосновних носіїв заряду t , для чого за допомогою осцилографа виміряти відстань між вершинами імпульсу інжекції і пакета неосновних носіїв.

8. Повторити виміри при кількох амплітудах імпульсу інжекції.

9. Враховуючи діюче між зондами поле, визначити дрейфову рухливість для вимірюваних вище амплітуд з наступною екстраполяцією рухливості до нульового рівня інжекції.

10. Перевірка співвідношення Ейнштейна виконується за методикою викладеною в теоретичній частині. Для цього необхідно провести виміри залежності часу дрейфу t від величини тягнучого поля (від 3 до 9В на блоці Б5-47) з дискретністю 1В. Паралельно з вимірюванням часу дрейфу необхідно визначити залежність півширини Δt пакету неосновних носіїв заряду від тягнучого поля, вимірюючи за допомогою осцилографа відстань від переднього до заднього фронту пакету на половині його висоти. При цьому треба враховувати, що повна амплітуда пакету відповідає проекції його заднього фронту на вертикаль, бо його передній фронт може накладатися на задній фронт імпульсу інжекції, що має місце при малих відстанях між зондами і великих тягнучих полях.

Питання для самоконтролю

1. Поясніть різницю між дрейфом носіїв в напівпровідниках з монополярною та біполярною електропровідністю. Чому дорівнює дрейфова рухливість в кристалах n -, p - типу і в зразках з власною провідністю?
2. Як визначити величину дрейфової рухливості?
3. Пояснити полярності зміщень, що подаються на колектор і бокові контакти, а також полярність імпульсу на емітері для зразка із заданим типом провідності.
4. При яких умовах одержано розрахункове співвідношення Ейнштейна? В яких випадках воно справедливе?

Рекомендована література

1. Рывкин С.М. Фотоэлектрические явления в полупроводниках. –М.:Физмат, 1963. – 494с.
2. “Успехи физических наук”, т.50, с.142, 1958.
3. Зеегер К. Физика полупроводников.– М.:Мир, 1977. – 615с.
4. Третяк О.В., Лозовський В.З. Основи фізики напівпровідників.– К. – 2007– Т. 1. – 338 с.

ДОДАТКИ

Додаток 1

Порядок роботи на потенціометрах Р363 та Р377

1. Перевірте стан кнопок на блоках АК (авто компенсатор напруги) і БИ (блок вимірювальний). Кнопки “ИЗМЕРЕНИЕ”, “ЭЛЕКТРИЧЕСКИЙ КОРРЕКТОР НУЛЯ” і “БЛОКИРОВКА Х1 И Х2” повинні бути віджаті.

2. Установіть ручку перемикача “НАПРАВЛЕНИЕ ТОКА” на “I”, ручку перемикача “АВТОНОМНАЯ ПОВЕРКА” – на “0”, всі декадні перемикачі – на “0”.

3. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”.

4. УВАГА! Для запобігання перевантаження й виходу з ладу АК, будь які перемикання на БИ, та інші перемикання на інших приладах, потрібно проводити при чутливості АК “1”.

5. Установіть перемикач роду роботи в позицію “Х1”.

6. Натисніть і зафіксуйте поворотом кнопку “ИЗМЕРЕНИЕ”.

7. Поступово підвищуючи чутливість АК, врівноважте вимірювану напругу “Х1” ручками декадних перемикачів ряду “U1”, починаючи із крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС (напруги) у мілівольтах.

8. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U1” переведіть у нульове положення.

9. Установіть перемикач роду роботи в позицію “Х2”.

10. Поступово підвищуючи чутливість АК, врівноважте вимірювану напругу “Х2” ручками декадних перемикачів ряду “U2”, починаючи із крайньої лівої. Визначте значення вимірюваної ЕРС (напруги) у мілівольтах.

11. Установіть на блоці АК ручку перемикача “ЧУВСТВИТЕЛЬНОСТЬ” на “1”. Ручки декадних перемикачів ряду “U2” переведіть у нульове положення.

Додаток 2

Мікроскоп вимірювальний МИР-1М

Після фокусування вимірювального мікроскопа на досліджувану поверхню потрібно знайти в полі зору дві крапки, відстань між якими вимірюється шкалою окуляра. Збільшення мікроскопа змінюється при зміні відстані між об'єктивом і окуляром.

Зміна цієї відстані можлива у межах 130 –190 мм. Відповідно буде змінюватись і ціна поділки шкали окуляра (а).

В результаті багаторазових вимірів еталона складена таблиця приблизних значень ціни поділки шкали окуляра відповідно до відстані “окуляр - об'єктив”.

Довжина тубуса, мм	Ціна поділки (а), мм
130	0,058
140	0,053
150	0,049
160	0,045
170	0,041
180	0,038
190	0,036

Додаток 3

Градування термопар мідь-константан

Опорний спай при 77 К

Опорний спай при 0 С°

T,K	U, mV	T,K	U, mV
77	0,00	216	3,30
83	0,09	219	3,40
89	0,19	222	3,49
91	0,24	225	3,59
95	0,30	228	3,68
100	0,39	231	3,79
106	0,50	234	3,89
111	0,59	237	4,00
116	0,69	239	4,08
121	0,80	242	4,18
125	0,89	245	4,29
129	0,99	248	4,40
133	1,08	253	4,58
142	1,30	256	4,69
146	1,39	258	4,77
150	1,50	261	4,88
154	1,59	264	4,99
158	1,69	267	5,09
162	1,80	270	5,19
166	1,89	273	5,29
170	1,99	283	5,69
174	2,08	293	6,09
178	2,19	303	6,50
182	2,29	313	6,92
186	2,39	323	7,34
189	2,48	333	7,77
193	2,60	343	8,20
196	2,65	353	8,64
200	2,80	363	9,09
203	2,89	373	9,54
206	2,98	383	10,04
209	3,08	393	10,47
212	3,18		

T,C°	U,mV	T,C°	U,mV	T,C°	U,mV
-196	-5,29	-57	-1,99	140	6,13
-190	-5,20	-54	-1,89	150	6,62
-184	-5,10	-51	-1,80	160	7,12
-182	-5,05	-48	-1,70	170	7,63
-178	-4,99	-45	-1,61	180	8,15
-173	-4,90	-42	-1,50	190	8,67
-167	-4,79	-39	-1,40	200	9,20
-162	-4,70	-36	-1,29	210	9,74
-157	-4,60	-34	-1,21	220	10,29
-152	-4,49	-31	-1,11	230	10,85
-148	-4,40	-28	-1,00	240	11,41
-144	-4,30	-25	-0,89	250	11,98
-140	-4,21	-20	-0,71	260	12,55
-131	-3,99	-17	-0,60	270	13,13
-127	-3,90	-15	-0,52	280	13,71
-123	-3,79	-12	-0,41	290	14,30
-119	-3,70	-9	-0,30	300	14,89
-115	-3,60	-6	-0,20	310	15,49
-111	-3,49	-3	-0,10	320	16,09
-107	-3,40	0	0,00	330	16,69
-103	-3,30	10	0,40	340	17,30
-99	-3,21	20	0,80	350	17,91
-95	-3,10	30	1,21	360	18,52
-91	-3,00	40	1,63	370	19,13
-87	-2,90	50	2,05	380	19,79
-84	-2,81	60	2,48	390	20,37
-80	-2,69	70	2,91	400	20,99
-77	-2,64	80	3,35	410	21,61
-73	-2,49	90	3,80	420	22,24
-70	-2,40	100	4,25	430	22,87
-67	-2,31	110	4,75	440	23,50
-64	-2,21	120	5,18	450	24,14
-61	-2,11	130	5,65	460	24,78

Додаток 4

ФУНДАМЕНТАЛЬНІ ФІЗИЧНІ СТАЛІ

		СГС	СІ
Швидкість світла у вакуумі	c	$2,998 \cdot 10^{10}$ см/с	$2.998 \cdot 10^8$ м/с
Елементарний заряд	e	$4,803 \cdot 10^{-10}$ од. СГСЕ	$1,602 \cdot 10^{-19}$ Кл
Атомна одиниця маси	$a.o.m.$	$1,660 \cdot 10^{-24}$ г	$1,660 \cdot 10^{-27}$ кг
Маса спокою електрона	m_e	$9,109 \cdot 10^{-28}$ г	$9,109 \cdot 10^{-31}$ кг
		$5,486 \cdot 10^{-4}$ а.о.м.	
Маса спокою протона	m_p	$1,6726 \cdot 10^{-24}$ г	$1,6726 \cdot 10^{-27}$ кг
		$1,007276$ а.о.м.	
Маса атома водню	m_H	$1,6735 \cdot 10^{-24}$ г	$1,6735 \cdot 10^{-27}$ кг
		$1,007825$ а.о.м.	
Маса спокою нейтрона	m_n	$1,675 \cdot 10^{-24}$ г	$1,675 \cdot 10^{-27}$ кг
		$1,008665$ а.о.м.	
Відношення заряду електрона до його маси	e/m_e		$1,759 \cdot 10^{11}$ Кл/кг
Стала Планка	h	$6,626 \cdot 10^{-27}$ ерг·с	$6,626 \cdot 10^{-34}$ Дж·с
		$4,136 \cdot 10^{-15}$ еВ·с	
Універсальна газова стала	R	$8,314 \cdot 10^7$ ерг/(моль·К)	$8,314$ Дж/(моль·К)
Число Авогадро	N_A	$6,022 \cdot 10^{23}$ моль ⁻¹	
Стала Больцмана	k	$1,3807 \cdot 10^{-16}$ ерг/К	$1,3807 \cdot 10^{-23}$ Дж/К
		$8,617 \cdot 10^{-5}$ еВ / К	
Абсолютний нуль температури		$0 \text{ K} = -273,15 \text{ }^\circ\text{C}$	
Борівський радіус	a_0	$0,529 \cdot 10^{-8}$ см	$0,529 \cdot 10^{-10}$ м
Магнетон Бора	μ_B	$9,274 \cdot 10^{-21}$ ерг/Гс	$9,274 \cdot 10^{-24}$ Дж/Т
		$5,788 \cdot 10^{-9}$ еВ/Гс	$5,788 \cdot 10^{-5}$ еВ/Т
Магнітна стала	μ_0	1	$4\pi \cdot 10^{-7} =$ $= 1,2566 \cdot 10^{-6}$ Г/м
Електрична стала	ϵ_0	1	$10^7/4\pi c^2 =$ $= 8,854 \cdot 10^{-12}$ Ф/м

УДК 621.382
ББК 474

Рецензент
канд. фіз.-мат. наук, доц. А.Г. Шкавро

Лозовський В.З., Покидько К.В., Стрільчук Г.М.

Практикум для студентів радіофізичного факультету кафедри напівпровідникової електроніки з курсів “Фізика напівпровідників” та “Оптичні властивості напівпровідників”.

В навчальному посібнику зібрані та упорядковані основні лабораторні роботи, що виконуються студентами як супровід лекційних курсів з фізики напівпровідників. Викладено теоретичне обґрунтування та методика виконання лабораторних робіт, чисельних розрахунків параметрів напівпровідників.

*Затверджено Вченою Радою радіофізичного факультету
(протокол № 14 від 26 червня 2009 року)*

УДК 621.382
ББК 474

© Лозовський В., Покидько К., Стрільчук Г., 2009
© Видавнича лабораторія радіофізичного факультету
Київського університету імені Тараса Шевченка